Victor Bertucci Neto

MODELAGEM E AUTOMAÇÃO EM NOVA TÉCNICA DE MEDIDA PARA RELAÇÕES DE ÁGUA E PLANTA

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço 13/06/05

Ass.: Cesar

Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica

Orientador: Prof. Dr. Paulo Estevão Cruvinel

Biblioteca

DEDALUS - Acervo - EESC

31100052243

São Carlos
2005

Class. TESE
Cutt. 0759
Tombo T151/05
Sysno 1456183

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca - EESC/USP

B552m

Bertucci Neto, Victor
Modelagem e automação em nova técnica de medida para relações de água e planta / Victor Bertucci Neto. -- São Carlos, 2005.

Tese (Doutorado) -- Escola de Engenharia de São Carlos-Universidade de São Paulo, 2005.
Área : Engenharia Elétrica.
Orientadora: Prof. Dr. Paulo Estevão Cruvinel.

1. Vegetal. 2. Planta. 3. Célula. 4. Sonda. 5. Pressão. 6. Medida. 7. Automação. 8. Sistemas de controle. 9. Instrumento. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **VICTOR BERTUCCI NETO**

Tese defendida e julgada em 29-04-2005 perante a Comissão Julgadora:

Aprovado

Prof. Dr. **PAULO ESTEVÃO CRUVINEL (Orientador)**
(Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária /EMBRAPA)

aprovado

Prof. Dr. **RUY BARBOZA**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO

Profa. Associada **VILMA ALVES DE OLIVEIRA**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO

Dr. **JOSÉ DALTON CRUZ PESSOA**
(Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária /EMBRAPA)

Aprovado

Prof. Dr. **MARCOS LUIZ MUCHERONI**
(Centro Universitário Eurípides de Marília/UNIVEM)

Prof. Associado **HOMERO SCHIABEL**
Vice-Coordenador em Exercício do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Elétrica

Profa. Titular **MARIA DO CARMO CALIJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Dedico este trabalho aos meus pais, Maria Augusta e Milton (*in memoriam*)

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer aos colegas pesquisadores da Embrapa InstrumentaçãoAgropecuária que tanto me incentivaram, especialmente ao Dr. Odílio Benedito Garrido de Assis, ao Dr. Paulo Estevão Cruvinel, meu orientador, e ao Dr. Ladislau Martin Neto, chefe geral do centro de pesquisa.

É também importante lembrar das frutíferas discussões com os doutores Adonai G. Calbo, da Embrapa Hortaliças, e José Dalton Cruz Pessoa, com os quais aprendi muito sobre uma área que até então conhecia pouco.

Um agradecimento aos técnicos da Embrapa Instrumentação Agropecuária, os quais sempre se prontificaram a colaborar, especialmente José Ferrazini Jr., Valentim Monzane, e Moacyr José Vaz de Souza.

Vale destacar o apoio institucional dado pela Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária (Embrapa), um celeiro de idéias e soluções para o agronegócio no Brasil, especialmente aquele recebido pelo Centro Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento Agropecuário, totalmente irrestrito para desenvolver este trabalho.

Não posso me esquecer dos professores do Departamento de Engenharia Elétrica, responsáveis em grande parte pela minha formação profissional, alguns dos quais convivo há anos.

E finalmente, um agradecimento muito especial para a Nádia e ao meu filho Victor, principalmente pela paciência que tiveram durante o período do trabalho.

RESUMO

A água realiza diversos papéis, físico, estrutural, e metabólico em plantas superiores. Entretanto, a maior parte da água tomada pelas plantas através do solo é transpirada para a atmosfera. As plantas reciclam mais da metade do volume de chuva anual na Terra. A força que direciona a água captada pelo solo para cima é dada pela diferença de potencial químico entre o solo e a atmosfera. No entanto, os mecanismos que ocorrem quando a água sobe a planta contra a gravidade ainda são objeto de discussão. Durante as últimas três décadas tem sido usada a sonda de pressão para medir relações de água com plantas superiores. Esta técnica fornece acesso direto a muitos parâmetros biofísicos que controlam as respostas de curto e longo período em relação à água e a deficiência de sais no ambiente. Basicamente é usado um capilar preenchido com óleo e após a punção da célula vegetal o movimento do menisco no capilar é medido e controlado. Alguns esforços foram feitos para elaborar um instrumento que automatizasse a medida. Não foi observado na literatura nenhum artigo com uma descrição mais detalhada deste instrumento. Com o objetivo de contribuir nesta área, segundo a linha de desenvolvimento, neste trabalho é apresentada uma nova técnica, a sonda termoelástica, baseada na compensação térmica da pressão. Com esta nova técnica podem ser medidos valores de pressão negativa abaixo daqueles obtidos com a sonda de pressão. Visando preencher a lacuna existente entre a teoria e a prática, são apresentados modelos para ambos instrumentos. Estes modelos são adequados para a análise e síntese de controladores. Alguns resultados experimentais sobre a sonda termoelástica são apresentados e discutidos, incluindo um sistema que controla a posição do menisco no capilar e mede a pressão aplicada na ponta do capilar.

ABSTRACT

Water plays diverse physical, structural and metabolic roles in higher plants, but most of the water taken up by plants from the soil is transpired to the atmosphere. Plants recycle more than half of the annual rainfall on land. The overall driving force for water lifting in plants is ultimately the chemical potential difference of water between soil and atmosphere. However, the mechanisms by which water rise against gravity occurs are still controversially discussed. During the last three decades has been used a pressure probe technique to measure water relations of higher plants. This technique provides direct access to many biophysical parameters which control the short and long-term responses of plant cells to water and salt stress in the environment. Basically, it is used a capillary filled with oil and after the puncture of the plant cell the movement of the meniscus is measured and controlled. Some attempts were made in order to perform an automatic measurement. It was not found in the literature a detailed description about this instrument. Following this development, this work presents a new technique, a thermoelastic probe, based on thermal compensation of pressure. By means of this new technique it can be measured negative pressures below of that it was obtained with a classical pressure probe. In order to fill the lack between the theory and the practice, it is also presented a model for both the pressure and the thermoelastic probe. These models are suitable for Control Systems synthesis and analysis methods. Also, experimental results on the thermoelastic probe are presented and discussed, including a system that measures the pressure applied at the tip of the capillary by controlling the meniscus position of the probe.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1. Sistema de sonda de pressão para medida de relações de água e plantas, proposto por Hüsken *et al.* (1978). Reproduzido do artigo. ***(pág. 15)***

Figura 2.2. Procedimento de medida de V_0, ε , e L_p. (a) Relaxamento de pressão de turgescência. A pressão $P_f = P_0 + \Delta P$, é mantida constante durante intervalo de tempo t_1-t_0. (b) relaxamento de volume celular sendo identificadas as variações ΔV_1, ΔV_2, ΔV_3. ***(pág. 17)***

Figura 2.3. Representação do sistema com a sonda termoelástica. (i) Microscópio. (ii) agitador. (iii) Recipiente com vedação térmica. (iv) água com gelo. (v) Conjunto com resistência elétrica e tubo capilar. (vi) Tubo capilar com fluido. (vii) Fonte de alimentação CC. ***(pág. 20)***

Figura 2.4. Detalhe da montagem para aquecimento do tubo capilar. (i) camada impermeável. (ii). Fio de cobre enrolado no tubo de aço. (iii) tubo de aço. (iv) tubo capilar com fluido. ***(pág. 20)***

Figura 2.5. Diagrama em blocos do sistema em malha fechada proposto por Bertucci-Neto *et al.* (1998a). ***(pág. 23)***

Figura 2.6. Sinal de entrada em P(s) usado na simulação. ***(pág. 24)***

Figura 2.7. Resposta temporal das variáveis em malha fechada, sistema contínuo. (a) Temperatura do aquecedor (°C). (b) Posição relativa do menisco (metro). ***(pág. 25)***

Figura 2.8. Resposta temporal das variáveis em malha fechada, sistema contínuo, com mesmos ganhos do PID, porém com taxa de amostragem igual a 0,08 s no sensor de medida de posição. (a) Temperatura do aquecedor (°C). (b) Posição relativa do menisco (metro). ***(pág. 26)***

Figura 2.9. Sinal hipotético de entrada de pressão com ruído gaussiano. ***(pág.29)***

Figura 2.10. Variação da posição do menisco quando o sinal de pressão mostrado na Figura 2.9 é aplicado. Neste caso foi incluído um ruído na saída do sistema. Cor preta: K_p=K_{pe}=4000 °C/m. Cor vermelha: K_p=K_{pe}=40000 °C/m. ***(pág. 29)***

Figura 2.11. Espectro de freqüência do sinal de variação da posição do menisco. Em vermelho: K_p=K_{pe}=40000 °C/m. Em preto: K_p=K_{pe}=40000 °C/m. ***(pág. 30)***

Figura 2.12. Diagrama em blocos do sistema com estimador PI e controlador PI. ***(pág. 31)***

Figura 2.13. Sinal de entrada de distúrbio de pressão convertido em temperatura (linha cheia), e o sinal estimado (linha tracejada). ***(pág. 32)***

Figuras 2.14. Excursão da posição do menisco devido ao sinal de distúrbio de pressão. ***(pág. 33)***

Figura 2.15. Sinal de distúrbio de pressão convertido em temperatura (branco tracejado); mesmo sinal com ruído gaussiano com média nula e variância igual a 1°C^2 (em preto); e sinal estimado (em branco contínuo). ***(pág. 33)***

Figura 2.16. Excursão da posição do menisco devido ao sinal de distúrbio de pressão, com ruído gaussiano e ruído de medida (em preto), comparado com a resposta sem ruído (em vermelho). ***(pág. 34)***

Figura 2.17. Resposta degrau do menisco com variação do ganho integral *Ki*, com ganho *KiF* cerca de 100 maior do que *KiS* (resposta lenta, em vermelho). ***(pág. 35)***

Figura 2.18. Excursão do menisco quando se aplica sinal de pressão semelhante ao da Figura 2.6, com variação do ganho integral de modo que o sistema responda dinamicamente mais rápido (*KiF*) e mais lento (*KiS*, em vermelho). ***(pág. 35)***

Figura 2.19. Erro de linearidade da rede neural Artificial: (-) ideal, (*) com ruído. ***(pág. 36)***

Figura 3.1. Elemento de um conduto com escoamento forçado (VENNARD, 1961, p.86). ***(pág. 40)***

Figura 3.2. Forças acelerando um cilindro de massa diferencial em uma linha de fluxo (VENNARD, 1961, p.98). ***(pág. 43)***

Figura 3.3. Forças agindo em elemento de fluido em regime laminar em tubo cilíndrico. ***(pág. 47)***

Figura 3.4. Distribuição de tensão de cisalhamento e velocidade em tubo cilíndrico (VENNARD, 1961, p.289). ***(pág. 50)***

Figura 3.5. Propagação de uma perturbação longitudinal. (a) pistão em repouso. (b) pistão com perturbação (SEARS e ZEMANSKY, 1973, p.292). ***(pág. 53)***

Figura 3.6 Transdutor de pressão acoplado a um tubo (DOEBELIN, 1990, p.474). ***(pág. 55)***

Figura 3.7 Movimento do menisco visto de uma tela 3 por 4 de vídeo quando se considera diâmetro do capilar igual a 50 μm equivalente a 1/4 do lado de proporção 3 da tela. ***(pág. 60)***

Figura 3.8. Resposta do sistema devido a degrau de pressão de 1 MPa para 3 diâmetros diferentes de tubo, e viscosidade cinemática do fluido igual a 1 cSt: (-) d_t= 50 μm; (•) d_t=70 μm; (+) d_t=100 μm. ***(pág. 62)***

Figura 3.9. Resposta do sistema devido a degrau de pressão de 1 MPa para 3 diâmetros diferentes de tubo, e viscosidade cinemática do fluido igual a 2cSt: (-) d_t=50 μm; (•) d_t=70 μm; (+) d_t=100 μm. ***(pág. 63)***

Fig.3.10. Representação da medida de pressão com a sonda em malha fechada. ***(pág. 66)***

Fig. 3.11. Comportamento da pressão $P_m(t)$ quando é aplicado um degrau de 1 MPa em $P_i(s)$, segundo a equação (3.57). ***(pág. 68)***

Figura 3.12. Diagrama em blocos da sonda de pressão. ***(pág. 69)***

Figura 4.1. Fluxo de calor em uma parede plana. ***(pág. 72)***

Figura 4.2. Fluxo de calor em parede cilíndrica. ***(pág. 74)***

Figura 4.3. Representação da transmissão de calor por convecção. ***(pág. 75)***

Figura 4.4. Representação das camadas de materiais que envolvem o tubo capilar com óleo, e respectivas resistências térmicas com o tipo de transmissão de calor. ***(pág. 85)***

Figura 4.5. Circuito térmico equivalente. ***(pág. 87)***

Figura 4.6. Usando o Teorema da Superposição para equacionar o circuito. ***(pág. 88)***

Figura 4.7. Resposta degrau de 1°C em T_{AC}. Linha tracejada: resposta referente às equações (4.73) e (4.74). Linha contínua: resposta devido à redução pela metade do raio interno do capilar. ***(pág. 96)***

Figura 4.8. Resposta degrau de 1°C em T_{AC}. Linha tracejada: resposta referente às equações (4.73) e (4.74). Linha contínua: resposta devido à redução pela metade da espessura do tubo capilar de vidro. ***(pág. 97)***

Figura 4.9. Comparação entre o sistema original, dado pelas equações (4.73) e (4.74) (linha tracejada fina), e um sistema de primeira ordem, $G(s)$, obtido pela equação (4.75) (linha sólida). ***(pág. 99)***

Figura 5.1. Diagrama em blocos do experimento inicial com detecção da posição do menisco através da informação obtida de uma linha de vídeo. ***(pág. 102)***

Figura 5.2. Circuito selecionador de linha de vídeo com circuito integrado LM1881, da *National Semiconductor*. ***(pág. 106)***

Figura 5.3. Sinais no osciloscópio para detecção do menisco no capilar. No canal 1 (superior) estão todas as 262,5 linhas de um campo. No canal 2 (c2) aparece apenas uma linha de vídeo selecionada pelo circuito mostrado na Figura 5.2. ***(pág. 107)***

Figura 5.4. Imagem do capilar preenchido com óleo no lado esquerdo do menisco, e com ar no lado direito. ***(pág. 108)***

Figura 5.5. Sinais capturados do osciloscópio mostrando a informação da linha de vídeo no canal 2, e o sinal digitalizado pelo comparador de nível de corrente contínua. ***(pág. 108)***

Figura 5.6. Diagrama frontal do instrumento virtual referente à rotina de detecção do menisco, *Minha_busca1.vi*. ***(pág. 111)***

Figura 5.7. Imagem obtida com a rotina Minha_Busca1.vi de um capilar preenchido com óleo (na parte superior) após a seleção da região de interesse (menisco), em amarelo. ***(pág. 112)***

Figura 5.8. Medida da posição do menisco usando a rotina *Minha_busca1.vi*, com taxa de amostragem de 50 ms. ***(pág. 113)***

Figura 5.9. Painel frontal do instrumento virtual *Rel_Px_volt1.vi* usado para medida da relação entre a posição do menisco e a tensão aplicada na fonte. ***(pág. 114)***

Figura 5.10. Painel frontal do instrumento virtual *Degrau1.vi* usado para medir a dinâmica da posição do menisco em relação ao degrau de tensão aplicado no aquecedor. ***(pág. 115)***

Figura 5.11. Deslocamento do menisco devido a vários degraus de tensão aplicados pela fonte, a partir de 0,2 volt. ***(pág. 117)***

Figura 5.12. Variação da posição do menisco em função da tensão aplicada pela fonte. Pontos da Tabela 5.1 (*). Curva quadrática ajustada (-). ***(pág. 119)***

Figura 5.13. Deslocamento do menisco em função da potência aplicada. Potência total suprida pela fonte (*); potência dissipada no aquecedor (o). ***(pág. 120)***

Figura 5.14. Deslocamento do menisco em função do deslocamento da mesa porta-amostra (*) e curva de ajuste dos pontos dados pela equação (5.3). ***(pág. 121)***

Figura 5.15. Comportamento de uma amostra com 101 pontos do sinal de ruído com taxa de amostragem de 70ms. (a) sinal sem média. (b) mesmo sinal de (a), porém com média sucessiva de 4 pontos. ***(pág. 124)***

Figura 5.16. Densidade de probabilidade do sinal de ruído: amostra com 8000 pontos e taxa de amostragem de 70ms, comparada com gaussiana. (a) sinal sem média. (b) mesmo sinal de (a), porém com média sucessiva de 4 pontos. ***(pág. 125)***

Figura 5.17. Estimativa da correlação e densidade espectral do sinal mostrado da Figura 5.15.(b). (a) Correlação. (b) Densidade espectral de potência. ***(pág. 126)***

Figura 5.18.(a) Aproximação do sinal de correlação segundo equação (5.4) em círculos (o). (b) Densidade espectral de potência da função aproximada. ***(pág. 127)***

Figura 5.19. Diagramas de correlação (espalhamento) do sinal ruidoso da Figura 5.15. (a) sinal sem média consecutiva. (b) sinal mediado 4 vezes consecutivas. ***(pág. 129)***

Figura 5.20. Comparação entre a resposta ao degrau de pressão aplicado (em preto), com a resposta simulada com uso da equação (3.51) (em vermelho). ***(pág. 131)***

Figura 5.21. Comparação entre a resposta degrau de 0,73° C no modelo teórico dado pela equação (5.11), linha tracejada, e a resposta a degrau de potência no aquecedor igual a 1,002 watt, linha contínua. ***(pág. 134)***

Figura 5.22. Detalhe das curvas mostradas na Figura 5.21 entre 0 e 20 segundos. **(pág. 135)**

Figura 5.23. Comparação entre as curvas geradas pelo modelo identificado (em vermelho) com três curvas experimentais retiradas da Figura 5.11 (em preto). ***(pág. 137)***

Figura 5.24. Diagrama em blocos proposto para o sistema em malha fechada. ***(pág. 139)***

Figura 5.25. Diagrama de fluxo do algoritmo para implementação do sistema em malha fechada. ***(pág. 140)***

Figura 5.26. Painel frontal do instrumento virtual gerado pela rotina *PID_prelinearizado2.vi* para controle da posição do menisco em malha fechada. ***(pág. 141)***

Figura 5.27. Sinal do sensor de pressão equivalente a um degrau. ***(pág. 142)***

Figura 5.28. Variação da posição do menisco devido ao degrau mostrado na Figura 5.27. Resposta obtida experimentalmente em preto, e resposta devido à simulação, em vermelho. ***(pág. 143)***

Figura 5.29. Sinal da potência elétrica entregue pela fonte de alimentação quando se aplica um degrau conforme a Figura 5.27. Experimental, em preto, e simulação do sinal, em vermelho. ***(pág. 144)***

Figura 5.30. Sinal da potência elétrica com adição de ruído no sistema simulado. ***(pág. 145)***

Figura 5.31. Sinal do sensor de pressão devido a uma tentativa de rampa como distúrbio de pressão na ponta do capilar. ***(pág. 146)***

Figura 5.32. Deslocamento relativo da posição do menisco devido ao sinal de pressão correspondente ao sinal de rampa aplicado. ***(pág. 147)***

Figura 5.33. Variação da potência elétrica entregue pela fonte de alimentação correspondente ao sinal de rampa aplicado. ***(pág. 147)***

LISTA DE SÍBOLOS

Ψ_w potencial de água

Ψ_S potencial osmótico

Ψ_P potencial de pressão

Ψ_M potencial mátrico

J_v velocidade da água

L_p condutividade hidráulica

P pressão (turgescência)

σ coeficiente de reflexão

π_i pressão osmótica interna

π_e pressão osmótica externa

P_0 turgescência no equilíbrio

π_0 pressão osmótica de equilíbrio

V_0 volume inicial

V_f volume final

ΔP variação de pressão

ΔV variação do volume

V(t) volume da célula vegetal em função do tempo

ε módulo de elasticidade volumétrica da célula

B coeficiente elástico da célula

c_{ol} compressibilidade do óleo

V_{in} volume interno da sonda

dV_{total} variação total de volume

P_f pressão final

ΔV_m variação total de volume associada ao fluxo de água através da membrana

α coeficiente de expansão térmica

c compressibilidade de amostras líquidas

T temperatura constante

dP incremento de pressão

dT incremento de temperatura

dV variação volumétrica total

t tempo

dt tempo infinitesimal

T_h temperatura do aquecedor

T_f temperatura do fluido

U coeficiente global de transferência de calor

ρ densidade do fluido

C calor específico

l_0 volume inicial do fluido

A área seccional do capilar

A_w área da parede do capilar em contato com o fluido

y deslocamento do menisco a partir do ponto considerado como referência

τ constante de tempo do sistema de primeira ordem

K ganho do sistema

P_{ot} potência elétrica aplicada

$Y(s)$ sinal de posição do menisco

R_{ef} sinal de referência

$P(s)$ sinal de pressão

$G_c(s)$ função de transferência do controlador

$H(s)$ função de transferência de realimentação

K_p ganho proporcional

K_{pe} ganho proporcional do estimador

K_i ganho integral

K_{ie} ganho integral do estimador

$w(t)$ distúrbio provocado pela entrada de pressão

$v(t)$ ruído de medida.

$Y_e(s)$ sinal de saída estimado

ρ densidade média

g aceleração da gravidade

γ peso específico

Q vazão do fluido

V velocidade média

v distribuição de velocidade

dM massa deiferencial

dF força diferencial

A área

dA área diferencial

R raio

dR raio diferencial

z altura geométrica da pressão

τ_w tensão de cisalhamento

μ coeficiente de viscosidade

L comprimento

h_L altura de coluna de pressão

R_e número de Reynolds

d_t diâmetro de tubo capilar

f constante de fricção

P_c energia cinética total por unidade de tempo

F_M fluxo de momento

α e β fatores de correção para o termo de velocidade e de momento de fluxo respectivamente

v_p velocidade de propagação

λ comprimento de onda

V_{ol} volume de óleo na câmara de pressão

$G_{yp}(s)$ função de transferência entre deslocamento do menisco e pressão $P_i(s)$ aplicada

ω_n freqüência natural do sistema

ξ fator de amortecimento

p_m pressão exercida na parede do êmbolo

$G_{pi}(s)$ função de transferência entre pressão na câmara com fluido e pressão aplicada

L_e deslocamento do êmbolo

d_e diâmetro do êmbolo

dQ/dt fluxo de calor

κ coeficiente de condutividade térmica

dT/dx gradiente de temperatura

R_T resistência térmica

U coeficiente de transferência de calor global

h_c coeficiente de convecção

R_{conv} resistência térmica de convecção

P_R número de Prandtl

G_R número de Grashof

N_U número de Nusselt

B_I número de Biot

R_A número de Rayleigh

α_f difusividade térmica

E energia radiante

ε emissividade da superfície

σ constante de Boltzmann

$C=\rho cV$, capacitância térmica

V_F valor médio de tensão aplicada

P_h, potência elétrica dissipada no aquecedor,

P_T potência entregue pela fonte de alimentação

ΔM deslocamento médio final do menisco

K_{pxm} coeficiente da relação entre deslocamento em número de pixels e metro

$R(\tau)$ função de correlação

B_{ef} largura de banda efetiva

K_{prw} relação entre a pressão e a potência elétrica

K_{wy} relação entre potência aplicada pelo aquecedor e deslocamento do menisco em metro

$G_{ex}(s)$ função de transferência entre deslocamento em número de pixel e potência aplicada

SUMÁRIO

1. Prefácio 1

2. Técnicas de medida de turgescência e volume em células vegetais 5

2.1. Introdução 5

2.2. A água em células e tecidos vegetais 6

2.3. Teoria da coesão-tensão em plantas 8

2.4. Relações de água em células de plantas 9

2.5. A sonda de pressão para células vegetais 12

2.6. A sonda termoelástica 19

3. Modelo para sonda de pressão 38

3.1. Introdução 38

3.2. Equação da continuidade 39

3.3. Equação de Euler 42

3.4. Equação de Bernoulli 43

3.5. Princípio do impulso-momento 45

3.6. Fluxo de fluidos reais em tubos cilíndricos 45

3.7. Ajuste de parâmetros com distribuição de velocidade 50

3.8. Velocidade de onda longitudinal em fluidos 52

3.9. Modelo matemático desenvolvido para sonda de pressão 54

3.10. Análise do modelo com dados reais 59

3.11. Sistema em malha fechada 65

4. Modelo para a sonda termoelástica 71
4.1. Introdução 71
4.2. Transferência de calor: condução térmica 72
4.3. Transferência de calor: convecção 75
4.4. Condução em regime transiente: método da capacitância global 78
4.5. Transferência de calor: radiação térmica 80
4.6. Modelo matemático de um termômetro de vidro com fluido líquido 81
4.7. Modelo matemático da sonda termoelástica 84
5. Resultados experimentais e discussão 102
5.1. Introdução 102
5.2. Detecção do menisco no capilar 104
5.2.1 Usando o sinal de vídeo para detecção 104
5.2.2 Detecção via tratamento de imagem 109
5.3. Caracterização do capilar 113
5.3.1 Medindo e comandando a tensão aplicada no capilar 114
5.3.2 Resposta a degrau de temperatura no capilar 116
5.3.3 Calibração da medida de deslocamento do menisco 120
5.3.4 Sinal de ruído de medida 122
5.3.5 Resposta a degrau de pressão no capilar 130
5.3.6 Resposta a degrau de temperatura no capilar 133
5.4 Modelo experimental da sonda termoelástica 135
5.5 Sonda termoelástica em malha fechada 137
5.6 Medida automática de pressão 142
5.7 Considerações finais 148
6. Conclusões finais 149
7. Bibliografia 152

1. PREFÁCIO

A água realiza diversos papéis, físico, estrutural, e metabólico em plantas superiores. Entretanto, a maior parte da água tomada pelas plantas através do solo é transpirada para a atmosfera. As plantas reciclam mais da metade do volume de chuva anual na Terra. A força que direciona a água captada pelo solo para cima é dada pela diferença de potencial químico entre o solo e a atmosfera. No entanto, os mecanismos que ocorrem quando a água se eleva na planta contra a gravidade ainda são objetos de discussão (ZIMMERMANN *et al.* 2002).

O sistema de transporte que direciona a ascensão da seiva a partir do solo até às folhas é extraordinário e controverso. Como seus correspondentes animais, grandes plantas multicelulares necessitam suprir todas suas células com água e combustível. Para os animais a solução foi a evolução de um sistema vascular com uma bomba para circular plasma de sangue isotônico que previne a ruptura da célula devido à entrada de água por osmose. As plantas tomaram um caminho diferente para resolver o problema da regulação de osmose, enclausurando cada célula em um rígido esqueleto externo, a parede da célula. Mas esta rigidez trouxe a ausência de mobilidade para todo o organismo, incluindo os tecidos e células. Os tecidos das plantas eram muito rígidos para desenvolver um mecanismo de bombeamento para transporte à longa distância. Assim, qual a força responsável pela ascensão da água nas plantas? (TYRRE, 2003).

Nenhum tópico em fisiologia de planta tem uma história mais longa, ou mais volumosa, do que a elevação antigravitacional de água em plantas superiores. Este fenômeno tem desafiado cientistas durante séculos. Mas, apesar disto, não há nenhuma conclusão. A literatura e os livros textos de botânica publicados nas últimas quatro décadas

dão uma impressão superficial de que o problema da sucção de água está resolvido. A convicção é que a água seja sugada através do conduto do xilema por gradientes de tensão produzidos pela perda de água evaporada. Esta hipótese é chamada de Teoria de Coesão-Tensão e foi introduzida entre 1894 e 1895 (ZIMMERMANN *et al.* 2004).

Há cerca de três décadas, foi introduzida uma técnica de medida direta de turgescência em plantas, chamada de sonda de pressão celular, a qual tem sido padrão na área de Fisiologia Vegetal. Posteriormente, esta técnica foi usada, com algumas adaptações, para medida direta da sucção que ocorre no xilema da planta, sendo comparada com a técnica existente até então, a de medida indireta com a bomba de pressão de Scholander-Hammel (BALLING e ZIMMERMANN, 1990). Foi mostrado que as pressões de sucção medidas diretamente no xilema de uma planta que transpira, intacta eram, menores do que aquelas medidas feitas indiretamente com a bomba. Mais que isto, foi observado que o efeito da transpiração na planta não se relacionava com o valor da pressão no xilema. Estes resultados levaram à conclusão de que os mecanismos de ascensão de água em plantas considerados pela Teoria da Coesão-Tensão não eram corretos, ou pelo menos, não eram os mecanismos dominantes.

Por sua vez, Steudle (2001, 2002) mostrou que medidas diretas cuidadosamente feitas com a sonda de pressão, comparativas às medidas feitas com a bomba de pressão, são equivalentes, ou seja, estão de acordo com a teoria vigente, ao menos na faixa de pressão de sucção até cerca de 1 MPa, sendo este o valor máximo obtido pela sonda de pressão antes de ocorrer cavitações no capilar. Estas discussões fazem parte de um acalorado debate público e têm servido principalmente para aprimorar as investigações sobre o transporte de água em plantas, no que se refere à capacidade das plantas de manter altas tensões no xilema durante longos períodos, além de recarregar os vasos onde ocorreram cavitações (STEUDLE, 2002).

Calbo e Pessoa (1999) e Pessoa e Calbo (2001, 2002, 2004) apresentaram uma nova técnica de medida de pressão celular, chamada de sonda termoelástica, sendo usado como compensação da medida de pressão a temperatura, em vez da compressão mecânica então usada na sonda de pressão. Com esta nova técnica foi possível obter, de forma manual, medidas de sucção acima de 1 MPa.

Reconhecendo a importância da relação existente entre água e planta, apresenta-se no trabalho desta tese uma contribuição para o aprimoramento de medidas de parâmetros fundamentais para a área de Fisiologia Vegetal. Seguindo um novo caminho apontado pela técnica chamada de sonda termoelástica, são apresentadas, neste trabalho, respostas às questões referentes ao comportamento dinâmico do instrumento, visando à automação da medida.

A técnica da sonda termoelástica foi inicialmente introduzida para fazer medidas manuais. Entretanto, a exemplo do que é descrito na literatura sobre a sonda de pressão, a sonda termoelástica foi concebida também de forma a efetuar no futuro medidas automáticas. Deparou-se então com uma questão que condiz com a automação de um sistema: há um modelo a ser estudado, simulado, e validado experimentalmente? Esta questão inicial levou ao desenvolvimento do trabalho que se segue nos próximos capítulos. Assim, partindo de um modelo inicial, com ainda poucas informações experimentais sobre o funcionamento da sonda termoelástica, chegou-se a um modelo baseado nos critérios de construção do instrumento, comparável com o inicial.

Os dados experimentais que foram compatibilizados ao longo do trabalho com a sonda termoelástica serviram para aprimorar a modelagem, mas também para responder às questões a respeito da própria sonda de pressão. Observando que na literatura há poucos detalhes sobre o desempenho da sonda de pressão, optou-se pela modelagem da mesma, que também se mostra útil para a compreensão da própria sonda termoelástica. Os capítulos que vêm a seguir mostram como o desenvolvimento desta nova técnica se dá.

No Capítulo 2, *Técnicas de medida de turgescência e volume em células vegetais*, é feita uma revisão da literatura, mostrando como se dão as relações entre água e planta, e porque há a necessidade de medidas diretas e confiáveis de parâmetros como turgescência e volume celular, entre outros. Também são descritos neste capítulo os esforços realizados para desenvolver um instrumento para medida direta destes parâmetros, neste caso a sonda de pressão, e como é o funcionamento da mesma. Em seguida é apresentada a nova técnica de medida, chamada de sonda termoelástica, com uma apresentação dos resultados publicados.

No Capítulo 3, *Modelo para a sonda de pressão*, é apresentada a modelagem do instrumento. Isto foi necessário devido à ausência de artigos sobre o assunto, e desta forma,

está se suprindo esta lacuna com um modelo sistemático de forma a se poder comparar resultados, e projetar o instrumento.

A exemplo do Capítulo 3, o Capítulo 4, *Modelo para a sonda termoelástica,* apresenta um modelo baseado no comportamento térmico da sonda. Este modelo é comparado com o que havia na literatura sobre a sonda termoelástica de forma a confirmar a validade da hipótese inicial, de um sistema de primeira ordem.

No Capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos com a sonda termoelástica, partindo da caracterização dos parâmetros físicos envolvidos nos experimentos, comparados com os resultados teóricos. Na parte final do capítulo é apresentado um sistema automático de medida de pressão para a sonda termoelástica.

Finalmente, no Capítulo 6 são apresentadas as conclusões do trabalho e propostas de continuação.

2. TÉCNICAS DE MEDIDA DE TURGESCÊNCIA E VOLUME EM CÉLULAS VEGETAIS

2.1 Introdução

Neste capítulo são revisados os conceitos que levaram ao desenvolvimento da sonda de pressão e por conseqüência ao da sonda termoelástica. Na Seção (2.2) há um breve relato sobre como a água se processa na interface solo-planta, sendo comentado sobre quais são os componentes principais indicadores do *status* da água nesse processo. Em seguida, na Seção (2.3), também se comenta brevemente sobre a Teoria da Coesão-Tensão em plantas vegetais, teoria que está vigente há mais de 100 anos. Na Seção (2.4) são apresentadas expressões matemáticas que procuram descrever o comportamento da água em células vegetais, indicando os parâmetros de forma comumente usados para isto. Na Seção (2.5) apresenta-se uma revisão de um método de medida direta de pressão celular, posteriormente aplicado na medida de pressão no xilema de plantas e também de raízes, chamado de sonda de pressão. O princípio deste método tem sido aplicado há mais de 30 anos, sendo aperfeiçoado desde então. Na última parte desta seção há uma revisão sobre um método recente de medida de pressão baseado na compensação da pressão pela variação da temperatura.

Nos últimos quinze anos, tem havido um debate a respeito da validade da Teoria da Coesão-Tensão com relação à ascensão da seiva nos vasos das plantas superiores. As posições em prol de, ou contrárias à Teoria de Coesão-Tensão serão, provavelmente, objeto de discussão durante o tempo em que não se dispuser de instrumentos de medida direta, suficientemente avançados tecnologicamente, e que possam minimizar as dúvidas existentes. Como não há interesse neste trabalho de defender uma afirmação, ou outra, mas sim contribuir para que se possam medir os parâmetros relativos às relações de água na planta de forma direta e confiável, acredita-se que a análise sobre um novo procedimento de medida possa trazer mais luz sobre o assunto.

2.2 A Água em Células e Tecidos Vegetais

As células vivas precisam ser hidratadas com um grau maior ou menor de saturação de água para terem um funcionamento normal. Em geral, as células de plantas não são totalmente saturadas com água. Uma certa deficiência de hidratação freqüentemente ocorre. Isto representa uma força impelida para o fluxo de água através de todas as partes da planta, por um lado, e um fator controlando sua atividade fisiológica, por outro.

Tem havido uma constante busca por meios adequados de exprimir a medida do nível de hidratação em tecidos de plantas. Uma fonte de dificuldades tem sido os aspectos metodológicos práticos. Aqui, a necessidade de uma técnica relativamente simples tem levado, mesmo depois da maioria dos problemas teóricos terem sido estabelecidos, ao desenvolvimento de muitos métodos indiretos, dos quais, nenhum é satisfatório para todos os propósitos.

A maioria das células maduras de plantas inclui vacúolos que são cercados por protoplasta e que freqüentemente contêm solução aquosa de sais inorgânicos, açúcares, ácidos orgânicos e seus sais, e proteínas. A camada externa do citoplasma age como uma membrana semipermeável para a solução do vacúolo e a solução que envolve a célula, sendo a parede da célula completamente permeável para a grande maioria de compostos. Se a pressão osmótica da solução vacuolar é maior do que a que envolve a célula, então ocorre osmose de água dentro do vacúolo. O vacúolo, e também o conteúdo da célula como um todo, aumentam de volume. A parede da célula é estendida até que sua pressão regressiva alcance um valor correspondente à diferença entre a pressão de osmose das soluções. Um equilíbrio de difusão é então alcançado, sendo a pressão osmótica compensada pela pressão da parede da célula. A turgescência, pela qual a parede da célula é distendida, contrabalança a pressão interna da parede da célula. Se a pressão osmótica da solução vacuolar é menor do que a que envolve a célula, ocorre difusão de moléculas de água da célula para o meio, e a solução vacuolar se torna mais concentrada até que o equilíbrio entre as duas pressões osmóticas seja atingido. O volume vacuolar e também o volume de protoplasta decrescem.

O potencial de água, Ψ_w, de um sistema (neste caso, de células, tecidos, camada de solo) é o total de energia livre específica de água no sistema, sendo obtido mutuamente pela soma de pelo menos três componentes independentes como:

$$\Psi_W = \Psi_S + \Psi_P + \Psi_M \tag{2.1}$$

sendo, Ψ_S o potencial osmótico, Ψ_P o potencial de pressão, e Ψ_M o potencial mátrico. O potencial osmótico é o decréscimo no total do potencial de água devido aos compostos dissolvidos na água, ou seja, devido à pressão osmótica de soluções aquosas (seiva da célula, solução de solo). O potencial de pressão é o aumento no total de potencial de água devido à pressão hidrostática, sendo positivo na maior parte das células da planta (a pressão da parede da célula sobre o conteúdo protoplasmático é normalmente maior do que a atmosférica), e negativo nos vasos do xilema e na matriz hidratada das paredes celulares. Já o potencial mátrico representa a componente de energia livre específica da água que está associada ao *status* da água em interfaces de fronteiras (raízes da planta), sendo negativo, ou menor do que o potencial de água pura. As unidades de Ψ_w, Ψ_S, Ψ_P, e Ψ_M são dadas em N/m^2 (pressão), ou, menos freqüentemente, em J/kg (energia livre). Quando ocorre saturação completa na célula, o potencial osmótico é balanceado pelo potencial de pressão (que é positivo), de forma que o potencial de água de toda célula é nulo. Por sua vez, o potencial de água decresce (tornando-se mais negativo) quando ocorre um déficit de água. O máximo potencial de pressão ocorre na máxima turgescência, quando é igual em módulo ao valor negativo do potencial osmótico. O máximo potencial mátrico das estruturas celulares corresponde ao potencial osmótico da seiva vacuolar quando não ocorrem diferenças de pressão entre a seiva e a matriz.

O potencial de pressão, usualmente chamado de turgescência, é um componente do potencial de água relacionado diretamente à turgescência das células. Quanto maior o potencial de pressão, maior (ou menos negativo) é o potencial de água. Existe também uma pressão hidrostática negativa (isto é, menor que a pressão atmosférica) nos vasos de xilema em plantas que transpiram, diminuindo, assim, o potencial de água da seiva das células dentro dos vasos. Slavik (1974) comenta que as medidas diretas das componentes de pressão do potencial de água de células (apoplasma e simplasma) são as mais difíceis, havendo até então pouquíssimos métodos para este fim.

2.3 Teoria da Coesão-Tensão em Plantas

A teoria da Coesão-Tensão em plantas é baseada em propriedades físicas da água e as considerações que podem ser descritas sumariamente são (STEUDLE, 2001):

- A água possui fortes forças coesivas. Pode estar sujeita entre uma dezena até várias centenas de Mpascal antes da coluna se separar.
- As paredes dos vasos em uma planta representam a parte fraca do sistema. Elas podem conter ar ou vapor de água. Quando uma tensão crítica é alcançada no lume dos vasos do xilema alguns buracos nas paredes dos vasos permitem a passagem de ar através deles causando cavitação, ou embolia.
- A água em vasos de plantas superiores forma um sistema contínuo desde as superfícies de evaporação nas folhas até a superfície de absorção nas raízes dentro do solo. Com poucas exceções o fluxo de água é de natureza hidráulica e o sistema pode ser descrito como um arranjo de resistores em série e em paralelo.
- A evaporação através das folhas diminui seu potencial de água e faz a água se mover do xilema até as células que a evaporam através do tecido das folhas. Este processo reduz a pressão no xilema freqüentemente para valores muito abaixo de zero (vácuo).
- Gradientes de pressão (potencial de água) são estabelecidos ao longo de plantas em conseqüência da transpiração. Isto causa um fluxo de água do solo para as raízes e para as superfícies de transpiração nas folhas.

De acordo com essas características a teoria de coesão-tensão fornece uma expliação para o fluxo de água através da planta e também para a força que o gera. A diferença no potencial de água entre a atmosfera e o solo seria suficiente para fornecer força mesmo para as árvores mais altas. Entretanto, o mecanismo requer altas tensões no xilema para operar e é difícil conceber como estas tensões poderiam ser mantidas. Por exemplo, é difícil construir uma bomba mecânica para sugar água do topo de uma coluna de mais de 10 metros sem ocorrer cavitação. É muito mais fácil bombear a água, aplicando pressões positivas na parte de baixo da coluna. A questão que ainda se coloca é se a água possui capacidade suficiente para sustentar estados de alta tensão hidrostática e, se assim for, quais são as condições para mantê-los.

2.4 Relações de Água em Células de Plantas

Aplicando a termodinâmica em sistemas descontínuos mostra-se que as forças e fluxos envolvidos são independentes, resultando em movimento conjunto de água e solutos através de membranas biológicas. No caso do fluxo de água isto significa que a água pode ser dirigida não somente pelas diferenças de pressão hidrostática, mas também por forças tais como pressão osmótica, temperatura, diferenças de potencial elétrico, e energia metabólica. O que será discutido, entretanto, nesta seção, é o que diz respeito à análise de dados referentes ao comportamento da pressão (ZIMMERMANN, 1989). Será considerado um compartimento com duas seções com fase aquosa, divididas por uma membrana semipermeável. O compartimento interno, com subscrito *i*, é o que se refere à célula vegetal, e o compartimento externo, com subscrito *e*, refere-se ao meio em que a célula está inserida. As reações químicas, os efeitos de variação de temperatura, e de diferenças de potenciais elétricos foram excluídos. A velocidade da água, J_v ($m^3/m^2.s$), dada pelo fluxo dividido pela área transversal, é dada por (WENDLER e ZIMMERMANN, 1982):

$$J_v = L_p[P - \sigma(\pi_i - \pi_e)] \tag{2.2}$$

sendo L_p a condutividade hidráulica, P a pressão (turgescência), σ o coeficiente de reflexão, π_i a pressão osmótica interna, e π_e a pressão osmótica externa. No equilíbrio, a velocidade de água é nula e a equação (2.2) resulta em:

$$P_0 = \sigma(\pi_0 - \pi_e) \tag{2.3}$$

sendo, P_0 a turgescência no equilíbrio, e π_0 a pressão osmótica de equilíbrio. Será assumido que a turgescência muda em resposta a um acréscimo de pressão atingindo um valor P_f, de modo que $\Delta P = P_f - P_0$, atingindo assim um novo valor de equilíbrio dado por:

$$P_f = \sigma(\pi_f - \pi_e) \tag{2.4}$$

sendo π_f a pressão osmótica interna final. Assumindo que a célula se comporta como um osmômetro ideal, então:

$$\pi_f = \frac{V_0}{V_f}\pi_0 = \frac{V_0}{V_0 + \Delta V}\pi_0 \tag{2.5}$$

sendo V_0 o volume inicial, V_f o volume final, e $\Delta V = V_f - V_0$. Subtraindo as equações (2.4) de (2.5) para obter ΔP, e usando o resultado da equação (2.5), chega-se a:

$$V_0 = -\frac{\Delta V}{\Delta P}\left(\sigma\ \pi_0 + \Delta P\right) \tag{2.6}$$

Esta última equação é a equação chave para a determinação do volume da célula vegetal. Se for assumido com uma boa aproximação que o coeficiente de reflexão é igual a um (ZIMMERMANN e STEUDLE, 1978), calculando a pressão osmótica inicial através da equação (2.3), aplicando uma variação de pressão constante e conhecida ΔP, e medindo a variação do volume ΔV, obtém-se o volume inicial da célula.

Para determinar a condutividade hidráulica deve ser considerada a variação do volume da célula em função do tempo enquanto se aplica uma pressão P_f constante na célula. Desta forma, o fluxo de água que atravessa a membrana tem a seguinte expressão (ZIMMERMANN e STEUDLE, 1974):

$$J_v(t) = -\frac{1}{A}\frac{d\Delta V(t)}{dt} = L_p\left[P_f - \sigma(\pi_i - \pi_e)\right] \tag{2.7}$$

sendo, A a área da superfície da membrana, V(t) o valor do volume em função do tempo, e $\Delta V(t) = V(t) - V_0$. A pressão P_f é mantida constante através da injeção de um pulso de uma dada amplitude. A variação do volume da célula, $\Delta V(t)$, é pequena em relação ao volume inicial da célula, e π_i pode ser aproximada pela expansão de Taylor truncada depois do segundo termo:

$$\pi_i(t) \cong \pi_0\left(1-\frac{\Delta V(t)}{V_0}\right) \ , \ \frac{\Delta V(t)}{V_0} << 1 \tag{2.8}$$

Substituindo a equação (2.8) na equação (2.7) e arranjando os termos, chega-se a uma equação diferencial de primeira ordem dada por:

$$\frac{d\Delta V(t)}{dt} = -AL_p\left[P_f - \sigma\ \pi_0\left(1-\frac{\Delta V(t)}{V_0}\right) + \sigma\ \pi_e\right] \tag{2.9}$$

A solução desta equação na condição de contorno $\Delta V(t=0)=0$, considerando-se uma entrada degrau na pressão, resulta em:

$$\Delta V(t) = \frac{\Delta P}{\sigma\ \pi_0} V_0\left(e^{-t/\tau_v} - 1\right) \tag{2.10}$$

sendo a constante τ_v o tempo de relaxamento do volume da célula dado por:

$$\tau_v = \frac{V_0}{AL_p \sigma \pi_0} \tag{2.11}$$

Para $t \rightarrow \infty$, a variação total de volume resulta em:

$$\Delta V^{\infty} = -\frac{\Delta P}{\sigma\ \pi_0} V_0 \tag{2.12}$$

ou seja, o volume inicial também pode ser calculado por esta última expressão.

Considerando a reta tangente ao primeiro ponto de relaxamento do volume como $s_v=(d\Delta V/dt)_{t=0}$, pode-se obter o valor da condutividade hidráulica da célula através da expressão:

$$L_p = -\frac{s_v}{A\ \Delta P} \tag{2.13}$$

De maneira análoga ao volume também há a constante de relaxamento de pressão da célula, dada por:

$$\tau_p = \frac{V_0}{AL_p(\varepsilon + \pi_0)} \tag{2.14}$$

sendo:

$$\varepsilon = V_0(dP/dV) \tag{2.15}$$

o módulo de elasticidade volumétrica da célula. Também de maneira análoga ao equacionamento com o volume, a condutividade hidráulica pode ser determinada através da inclinação da reta tangente ao primeiro ponto de relaxamento de pressão, ou seja, fazendo $s_p=(d\Delta P/dt)_{t=0}$, obtém-se:

$$L_p = -\frac{s_p}{A\,\Delta P} \cdot \frac{V_0}{\varepsilon} \tag{2.16}$$

Desta forma, dispondo de um instrumento que possa interagir com a célula vegetal podem ser determinados parâmetros tais como V_0, ε, L_p, P_0, J_v, além das pressões osmóticas π_0, e π_e.

2.5 A Sonda de Pressão para Células Vegetais

A turgescência é uma variável fisiológica de importância fundamental, pois, sendo componente do potencial de água, ela indica o conteúdo de água na planta, desde que está relacionada com o volume de água nas células. É também uma medida do conteúdo de água nas células desde de que está diretamente relacionada com o volume da célula através das propriedades elásticas das paredes das células. No caso de células maduras e túrgidas de plantas superiores, as variações do potencial de água são fortemente refletidas nas variações da turgescência, isto é, a relação $\Delta P/\Delta\Psi \cong 1$ é

garantida devido à alta rigidez das paredes celulares (STEUDLE, 1993). Além disto, a turgescência é a força que dirige o crescimento das plantas.

Por um longo tempo a medida direta da turgescência nas células de plantas não foi possível, havendo apenas métodos indiretos que consideravam regiões da planta como se fossem homogêneas, obtendo-se assim valores médios. Esses métodos levaram a resultados muitas vezes com algumas ordens de magnitude diferentes entre um método indireto e outro (HÜSKEN *et al.*, 1978).

A técnica de sonda de pressão foi originalmente introduzida por Zimmerman *et al.* (1969) para medir turgescência (pressão intracelular) e relações de água em plantas vegetais. O instrumento era basicamente um manômetro adaptado para o uso em algas com células gigantes. Consistia de um capilar com diâmetro na ponta entre 100 μm e 200 μm, a qual era usada para perfurar a célula. O capilar era conectado a uma câmara e ambos eram preenchidos com óleo de silicone. O volume, e por sua vez a pressão, podiam ser regulados por meio de um eixo que distorcia uma membrana polimérica na câmara, de forma a manter o menisco formado pelo óleo sempre na ponta do capilar. Portanto, o princípio de medida era o de balancear a turgescência da célula em oposição à pressão do óleo. Na parte interna da câmara, um sensor era usado para medir a pressão no óleo.

A primeira versão da sonda de pressão foi usada apenas para monitorar a turgescência em células de algas gigantes, o que foi possível durante períodos de várias horas. Também foi possível seguir mudanças na pressão quando se variava a concentração da solução no meio. Entretanto, a sonda possuía muitas desvantagens relacionadas com o volume interno, muito grande, causando pouca compressibilidade, sendo assim impraticável para medidas em células de plantas superiores. O passo seguinte foi reduzir as dimensões da câmara e do capilar, usando um eixo móvel, como um pistão, na câmara, para contrabalançar a pressão. O eixo foi adaptado a um micrômetro e assim foi possível induzir variações de volume nas células, ΔV, e medir as correspondentes variações de turgescência, ΔP (STEUDLE e ZIMMERMANN, 1971), permitindo a avaliação do coeficiente elástico, B, no seguinte formato:

$$B = V\frac{dP}{dV} \cong V\frac{\Delta P}{\Delta V} \tag{2.17}$$

O sistema foi aplicável para a medida da taxa de transferência de água através do registro do tempo de relaxamento, e para a medida da condutividade hidráulica de células com volume na ordem de microlitros. Entretanto, com exceção de células gigantes de plantas superiores, este segundo tipo de sonda ainda não foi possível de ser aplicado em plantas superiores devido a sua alta compressibilidade. Apesar das vedações de borracha, sensor de pressão e do material plástico da câmara, a compressibilidade da sonda era fortemente identificada com a do óleo. Considerando que V_{in} é o volume interno da sonda, a compressibilidade do óleo é dada por:

$$c_{ol} = -\frac{1}{V_{in}}\frac{dV_{in}}{dP} \tag{2.18}$$

E assim, a variação total de volume, dV_{total}, por variação da turgescência do sistema (célula mais óleo), considerando V o volume da célula, é dada por

$$\frac{dV_{total}}{dP} = \frac{V}{B} - c_{ol}V_{in} \tag{2.19}$$

Mesmo com a relativamente baixa compressibilidade do óleo, o segundo termo do lado direito da equação (2.19) ainda dominava as variações do volume induzidas pelo movimento do eixo, pois V_{in} era muito maior do que o volume das células. Em outras palavras, o sistema de medida não era suficientemente rígido comparado com o da célula. Para a construção de uma sonda de pressão é necessário que:

$$\frac{V}{B} >> c_{ol}V_{in} \quad \text{, ou} \quad \frac{V_{in}}{V} << \left(c_{ol}\ B\right)^{-1} \tag{2.20}$$

No caso de uma típica célula de planta superior as magnitudes são da ordem de 1 MPa para B, e 100 picolitros de volume, e no caso do óleo a compressibilidade é da ordem de 0,001 MPa. Assim, o volume interno da sonda deveria ser <<100 nanolitros. Entretanto, no caso da segunda versão da sonda o volume era da ordem de unidade de microlitro.

O critério apontado na equação (2.20) foi usado para o desenvolvimento da terceira versão da sonda de pressão, apresentada por Hüsken *et al.* (1978), conforme mostrado na Figura 2.1.

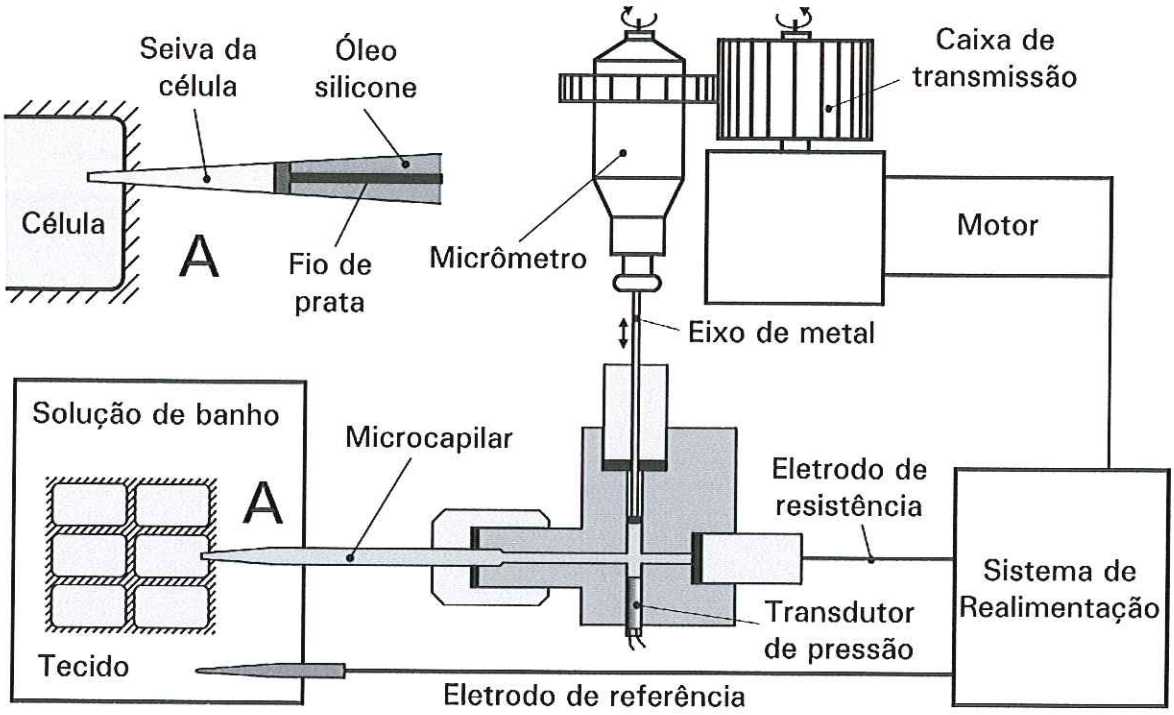


Figura 2.1. Sistema de sonda de pressão para medida de relações de água e plantas, proposto por Hüsken *et al.* (1978). Reproduzido do artigo.

Além do volume da câmara, o volume da sonda foi também reduzido em várias ordens de magnitude. Desta maneira, a posição do menisco, formado na ponta do capilar, foi usada como referência, ou seja, V_{in} na equação (2.20) se tornou idêntico ao pequeno volume de água, ou seiva da célula, na ponta do capilar. Com este dispositivo foi possível medir e monitorar diretamente, pela primeira vez, as variações da pressão, do volume, e do fluxo de água, em células com diâmetros de 50 μm, ou menos. A idéia foi manter a fronteira entre o óleo no capilar, e a seiva da célula, na ponta do capilar. A fronteira entre ambos era ajustada e regulada por um mecanismo de realimentação. Um fio de prata foi instalado na parte interna do capilar como um eletrodo, e um outro, usado como referência, foi instalado na solução com banho que recobria o tecido celular. Uma diferença de potencial entre 20 mV e 50 mV foi aplicada entre os eletrodos para que fosse medida a resistência elétrica do circuito. Nos resultados experimentais foi verificado que o valor da resistência elétrica dependia da posição do fio de prata interno, ou seja, quando ele estava recoberto com óleo, a resistência era alta

(entre 50 MΩ e 250 MΩ), caindo sensivelmente quando recoberto com água, ou com a seiva da célula. Portanto, pôde-se deduzir a posição do menisco para obter um sinal de realimentação. As variações na resistência elétrica eram convertidas em sinal de controle para acionar um sistema com motor e engrenagens, que por sua vez acionava um êmbolo na câmara de pressão. Um sensor foi usado na câmara para medir o comportamento da pressão.

Apesar do sistema ter permitido a medida de forma manual, a forma automática era preferível para evitar vibrações indesejáveis, que poderiam provocar vazamento do conteúdo celular. Entretanto, o modo usado para regular a posição do menisco na ponta do capilar era trabalhoso em demasia, sendo abandonado.

Wendler e Zimmermann (1982) mediram condutividade hidráulica, além do volume de células através da manutenção de um degrau de pressão. A Figura 2.2 mostra uma representação esquemática do experimento. A primeira parte do experimento é composta de um relaxamento de volume em pressão constante $P_f = P_0 + \Delta P$, sendo P_0 a pressão de turgescência no equilíbrio, P_f a pressão final, e ΔP a variação de pressão. Esta pressão é mantida constante no intervalo de tempo t_1-t_0 para que se pudesse medir a tangente inicial do relaxamento em volume para obter a reta tangente s_v (ver Seção (2.4)) e conseqüentemente a condutividade hidráulica L_p, segundo a equação (2.13). O mesmo parâmetro foi medido, para efeito de comparação, através da curva de relaxamento de turgescência (Figura 2.2.b), usando desta vez a inclinação inicial dada por s_p, e a equação (2.16). Neste segundo caso, foi necessário um experimento adicional para medir ε. A variação de volume na célula pode ser dividida em três fases, ΔV_1, ΔV_2, ΔV_3. ΔV_1 é a variação do volume necessário para variar a turgescência no início do experimento a degrau de pressão. Este volume passa através da ponta do capilar e não passa pela membrana da célula. ΔV_2 e ΔV_3 são variações do volume devido ao fluxo de água que passa pela membrana durante o período de degrau de pressão e subseqüente relaxamento de turgescência. ΔV_3 não pode ser medido já que o menisco é mantido na mesma posição. Assim o deslocamento do eixo de metal é equivalente a $\Delta V' = \Delta V_1 + \Delta V_2$. A variação total de volume ΔV_m associada ao fluxo de água através da membrana é dada por:

$$\Delta V_m = \Delta V_2 + \Delta V_3 = \Delta V' - \Delta V_1 + \Delta V_3 \qquad (2.21)$$

Considerando $\Delta V_1 = (dV/dP).\Delta P_1$, e $\Delta V_3 = (dV/dP).(\Delta P_1 - \Delta P_2)$, então:

$$\Delta V_m = \Delta V' - \Delta P_2 \frac{dV}{dP} \tag{2.22}$$

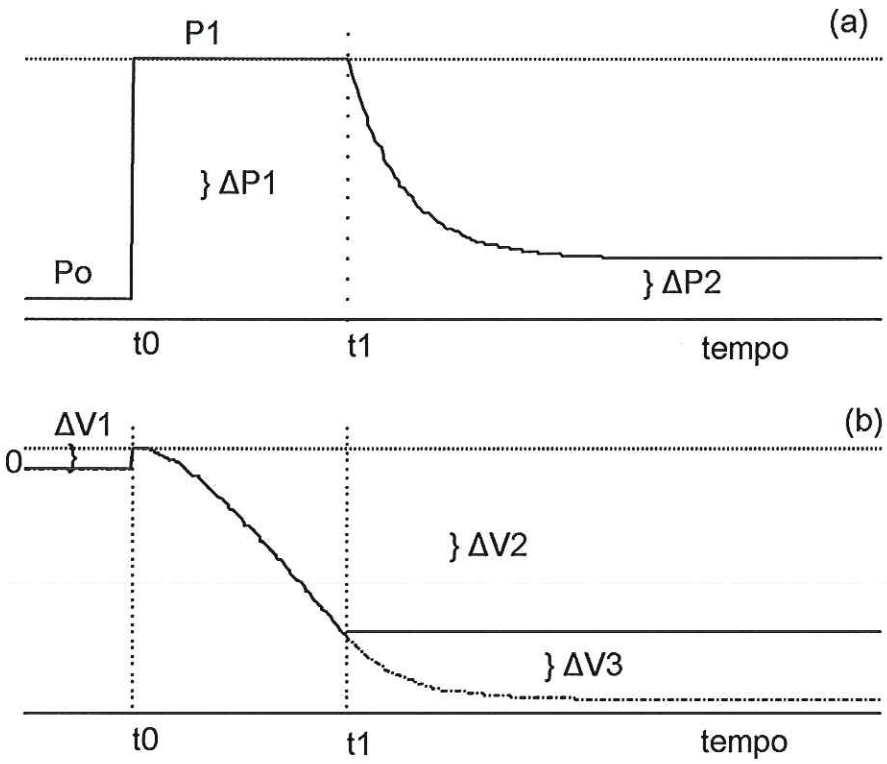


Figura 2.2. Procedimento de medida de V_0, ε , e L_p. (a) Relaxamento de pressão de turgescência. A pressão $P_f = P_0 + \Delta P$, é mantida constante durante intervalo de tempo t_1-t_0. (b) relaxamento de volume celular sendo identificadas as variações ΔV_1, ΔV_2, ΔV_3.

O termo $dV/dP = B/V_0$ é determinado em um experimento independente, usando a sonda para injetar pulsos de pressão com amplitude crescente na célula e simultaneamente medindo a variação de volume. O processo é repetido com pulsos contrários. Zhu e Lou (1988) apresentaram uma versão da sonda, baseada na de Hüsken *et al.* (1978), sem a realimentação com motor e resistência elétrica. Eles comentaram que deveria ser considerado o potencial elétrico da membrana que é também susceptível a variações de turgescência. Assim, o procedimento realizado foi manual, e as leituras

de posição do menisco em função da pressão e do volume foram previamente graduadas na própria sonda.

Enquanto algumas células de plantas apresentavam um tempo de relaxamento da ordem de minutos, foram verificadas células cujo tempo era inferior a 1 segundo. Portanto, além das dificuldades experimentais devido às dimensões da sonda, havia a dificuldade de regular manualmente o equipamento. Os esforços então se concentraram em uma maneira mais eficaz de automatizar o procedimento de medida. Cosgrove e Durachko (1986) e Büchner *et al.* (1987) usaram um detetor ótico acoplado ao movimento do menisco. Uma tela de vídeo acoplada ao microscópio mostrava a posição do menisco e um arranjo linear composto de oito fototransistores era acoplado à própria tela. Um circuito de lógica digital foi usado para determinar a posição do menisco, sendo posteriormente convertido para um sinal analógico positivo, ou negativo, conforme o sentido do movimento do menisco. Seguindo esta mesma linha, Nakahori *et al.* (1990) usaram um arranjo linear composto de 512 elementos óticos visando aumentar a resolução do instrumento. Além disto, para minimizar efeitos advindos de vibrações mecânicas eles usaram um sistema hidráulico para movimentar o eixo na câmara de pressão, e outro para movimentar a ponta do capilar. Por sua vez, Malone e Tomos (1990) usaram o método da sonda e propuseram uma simples equação para cálculo do volume inicial, evitando assim a estimativa do volume da célula vegetal de forma visual.

Além dos parâmetros de medida discutidos acima, outros parâmetros de imediato interesse na teoria que descreve a relação de água em plantas são os da medida direta da pressão no xilema, e no apoplasma da raiz da planta. Ao contrário da turgescência, estas pressões são negativas, ou seja, o menisco é puxado para fora do capilar. Foi verificado que com pressões abaixo de –0,6 MPa, ocorre com muita freqüência a cavitação no capilar da sonda. Portanto, ainda há vários esforços em comprovar por medidas diretas que, segundo a Teoria de Coesão-Tensão, as plantas são capazes de desenvolver altas pressões para sugar a água do solo. Schneider e Zimmermann (1997) e Zimmermann *et al.* (2002) descrevem uma aplicação da sonda de pressão no xilema com medida de turgescência na folha, e na raiz, simultaneamente, em uma planta intacta de milho em hidrocultura, com 14 dias de idade. Por sua vez, Wei *et al.* (1999) descrevem a dificuldade de evitar cavitação no microcapilar. Neste caso, foi conseguido medir pressões até –0,7 MPa , aumentando a temperatura do fluido no capilar.

Em resumo, essas são as tentativas de se obter uma sonda de pressão capaz de realizar as medidas citadas. Os esforços se concentram basicamente na implementação de novos dispositivos de medida de pressão na câmara, motor, redutor de velocidade, e aquisição de dados. Entretanto, podem ser observadas dificuldades neste sentido. Em visita ao Prof. Dr. Ernest Steudle, na Universidade de Bayreuth, em 2001, um dos criadores da técnica da sonda de pressão, pôde ser observado que o sistema de medida era acionado de modo manual.

Chama-se atenção também para o fato de que em nenhuma literatura revista há uma descrição do instrumento em si, ou seja, não existem respostas para questões tais como qual a resposta dinâmica do instrumento, ou quais são as variáveis determinantes para o desempenho do sistema. Apesar dos esforços envolvidos até hoje no desenvolvimento de um instrumento de tal porte, percebe-se uma lacuna entre a teoria e a prática, devida, principalmente, à falta de uma modelagem adequada visando à verificação dos erros que certamente existem, advindos de considerações que ainda se desconhecem.

2.6 A Sonda Termolástica

Pessoa e Calbo (1997) apresentaram uma alternativa para a compensação da pressão no capilar baseada na variação da temperatura do fluido. Neste caso não seriam mais necessários usar um êmbolo mecânico com redução de velocidade, nem um motor para acionar o êmbolo, e nem um sensor de pressão. A idéia foi considerar apenas um tubo capilar preenchido com óleo, sem a necessidade de ser acoplado a uma câmara, e encobri-lo com uma resistência elétrica ligada a uma alimentação com corrente contínua. O capilar foi imerso em um banho líquido com temperatura abaixo da ambiente, e quando a resistência era desligada a temperatura voltava ao estado inicial. A disposição dos elementos do sistema é mostrada na Figura 2.3. Na Figura 2.4 é mostrado o detalhe da montagem da resistência de aquecimento do capilar.

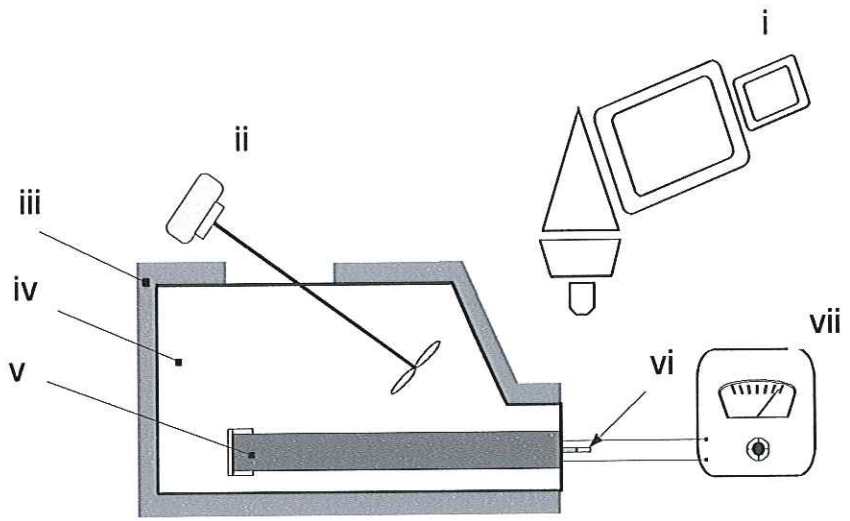


Figura 2.3. Representação do sistema com a sonda termoelástica. (i) Microscópio. (ii) agitador. (iii) Recipiente com vedação térmica. (iv) água com gelo. (v) Conjunto com resistência elétrica e tubo capilar. (vi) Tubo capilar com fluido. (vii) Fonte de alimentação CC.

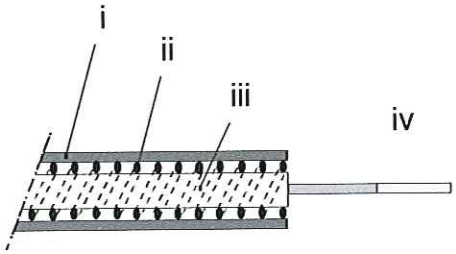


Figura 2.4. Detalhe da montagem para aquecimento do tubo capilar. (i) camada impermeável. (ii). Fio de cobre enrolado no tubo de aço. (iii) tubo de aço. (iv) tubo capilar com fluido.

Os fundamentos teóricos nos quais se baseia esta sonda mostram a possibilidade de medir o coeficiente de expansão térmica, α, além da compressibilidade de amostras líquidas, c. Tem–se que a variação relativa de volume de um fluido mantido dentro de um recipiente rígido com volume V, a uma temperatura constante T, após o incremento de pressão dP, é dada por:

$$\frac{dV}{V} = -c\ dP \tag{2.23}$$

Por sua vez, a variação de volume causada por um incremento de temperatura dT, para o mesmo fluido contido no recipiente rígido tem a seguinte expressão:

$$\frac{dV}{V} = \alpha\ dT \tag{2.24}$$

A variação volumétrica total pode, portanto, ser expressa como:

$$\frac{dV}{V} = \alpha\ dT - c\ dP \tag{2.25}$$

No caso particular em que o fluido é mantido a volume constante, ou seja, $(dV/V)=0$, e não ocorre cavitação, as variações de temperatura são convertidas em variações de pressão, ou seja, a equação (2.25) resulta em:

$$dP = \frac{\alpha}{c} dT \tag{2.26}$$

Pessoa e Calbo (1997) também chamaram atenção para o comportamento linear entre a temperatura do fluido e a potência elétrica aplicada pela fonte de alimentação de corrente contínua, e da mesma maneira com a pressão aplicada na ponta do capilar, confirmando a equação (2.26). Os efeitos da temperatura externa na ponta exposta do capilar mostraram-se desprezíveis. É interessante observar que neste trabalho não há qualquer referência a medidas de pressão em células vegetais, mas a idéia estava lá.

Concomitantemente Bertucci-Neto *et al.* (1998a), seguindo a nova idéia de sonda termolástica, apresentaram um trabalho visando à automação deste instrumento, com a proposta de um modelo matemático. O modelo proposto considera o capilar com fluido como um termômetro de vidro que contrabalança a pressão aplicada na ponta com um aumento de temperatura e, por conseguinte, com aumento da pressão interna, mantendo o menisco na mesma posição. A conservação de energia sobre um tempo infinitesimal dt, assumindo que não há perdas de calor, resulta em:

$$UA_w(T_h - T_f)dt = V_0\rho\ C\ dT_f \tag{2.27}$$

sendo T_h a temperatura do aquecedor, T_f a temperatura do fluido, U o coeficiente global de transferência de calor, ρ a densidade do fluido, C o calor específico, e V_0=A. A constante l_0 é o volume inicial do fluido, sendo A, a área seccional do capilar. A constante A_w é a área da parede do capilar em contato com o fluido. O deslocamento y do menisco a partir do ponto considerado como referência é dado por:

$$y = \alpha\ l_0 T_f \tag{2.28}$$

Diferenciando T_f em relação ao tempo na última equação, e substituindo na equação (2.27) obtém-se:

$$\tau\ \frac{dy}{dt} + y = K\ .T_h \tag{2.29}$$

sendo a constante de tempo do sistema de primeira ordem, τ, dada por:

$$\tau\ = V_0\rho\ C/UA_w \tag{2.30}$$

e o ganho do sistema, K, dado por:

$$K = \alpha\ l_0 \tag{2.31}$$

As relações entre T_h e P com a potência elétrica aplicada, P_{ot}, são lineares, com constantes K_1, e K_2 , respectivamente, ou seja, são representados como:

$$T_h = K_1.P_{ot} \tag{2.32}$$

$$P = K_2.P_{ot} \tag{2.33}$$

Tem-se, portanto, que a relação entre a temperatura do aquecedor e a pressão aplicada é dada por:

$$T_h = K_3.P \tag{2.34}$$

sendo $K_3=K_1/K_2$. As equações que regem o sistema podem ser representadas pelas equações (2.29), (2.32), e (2.34).

Na Figura 2.5 vê-se o diagrama em blocos do sistema proposto.

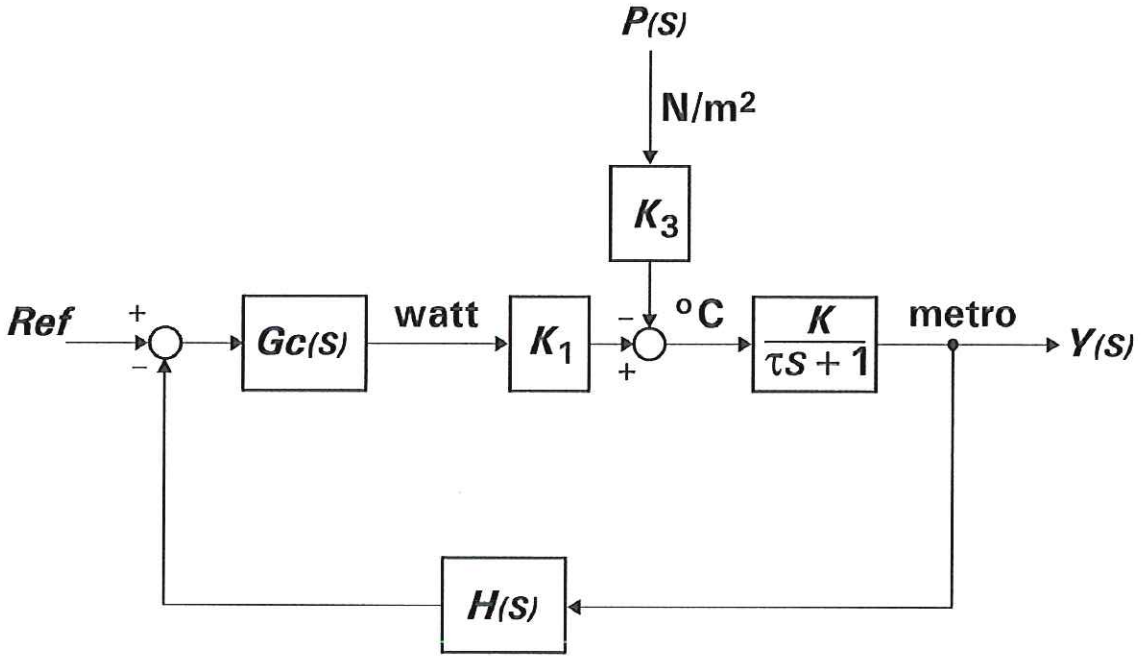


Figura 2.5. Diagrama em blocos do sistema em malha fechada proposto por Bertucci-Neto *et al.* (1998a).

A idéia é manter a posição do menisco, $Y(s)$, em metros, sempre na origem R_{ef} considerada. Quando houver um sinal de pressão $P(s)$ agindo como distúrbio, o sistema deve compensar este sinal através da variação do sinal de saída do controlador $G_c(s)$, em watt. A potência elétrica aplicada no aquecedor do capilar resulta em calor, devendo variar a posição do menisco para que este retorne à origem considerada. Portanto,

conhecendo a variação da potência aplicada para que o menisco retorne à origem, também se conhece a pressão aplicada na extremidade do capilar. O bloco $H(s)$ representa o sensor de posição do menisco, cuja saída é realimentada para o controlador.

Pessoa (1999) desenvolveu um sistema de detecção do menisco usando uma placa de digitalização de imagem com posterior tratamento de imagem via *software*. Entretanto, o tempo despendido para o cálculo da posição do menisco era por volta de 0,5 segundo. No trabalho apresentado por Bertucci-Neto *et al.* (1998a) foi verificado que este tempo de amostragem poderia ser excessivo para efetuar uma medida automática. Neste trabalho, o controlador $G_c(s)$ usado foi um PID (Proporcional +Integral + Derivativo), sendo verificado através de simulações que com um tempo de amostragem por volta de 80ms a resposta do sistema apresentava oscilações excessivas.

Na Figura 2.6 vê-se um sinal de pressão aplicado na entrada $P(s)$ do diagrama mostrado na Figura 2.5.

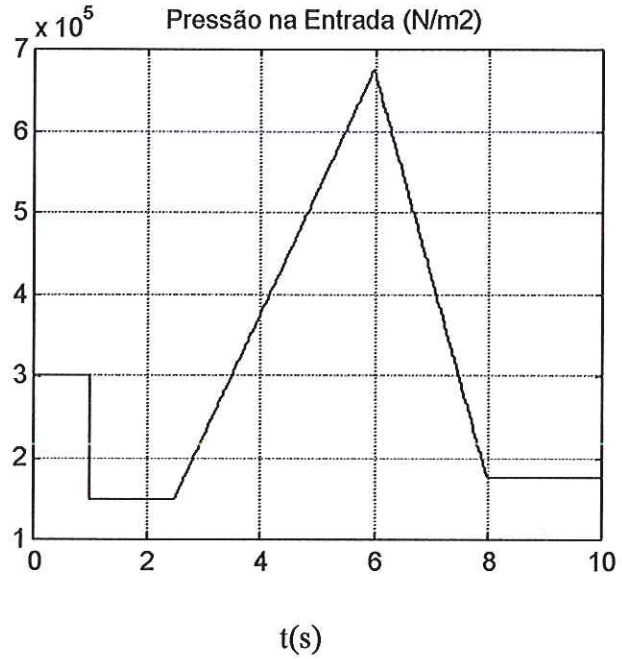


Figura 2.6. Sinal de entrada em P(s) usado na simulação.

Esse sinal é composto de uma seqüência de degraus e rampas na faixa de 150000 N/m^2 a 700000 N/m^2, aproximadamente. Se o sistema for considerado contínuo então, usando um controlador PID, chega-se aos resultados mostrados nas Figuras 2.7(a), e

2.7(b), que mostram, respectivamente, a excursão do menisco, referente à saída $Y(s)$, e o sinal referente à temperatura do aquecedor.

Quando se considera um sensor de posição equivalente a um amostrador de primeira ordem com um conversor digital/analógico, com tempo de amostragem igual a 80 ms, e mantendo os ganhos originais do controlador PID, então os sinais apresentam uma oscilação excessiva. Esta situação pode ser observada nas Figuras 2.8(a), e 2.8(b).

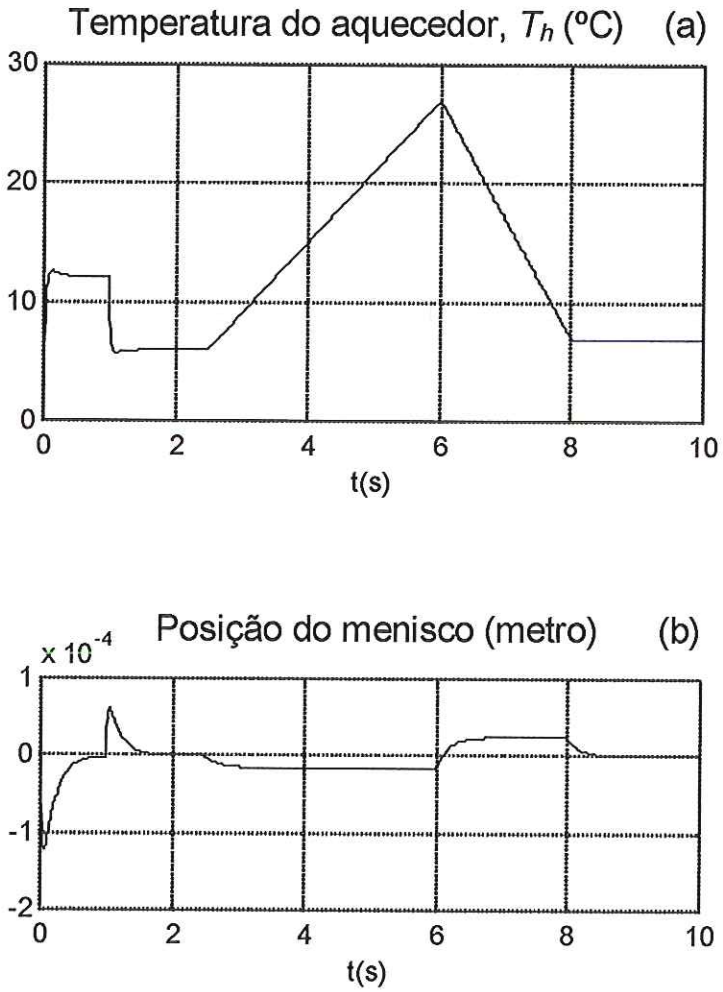


Figura 2.7. Resposta temporal das variáveis em malha fechada, sistema contínuo. (a) Temperatura do aquecedor (°C). (b) Posição relativa do menisco (metro).

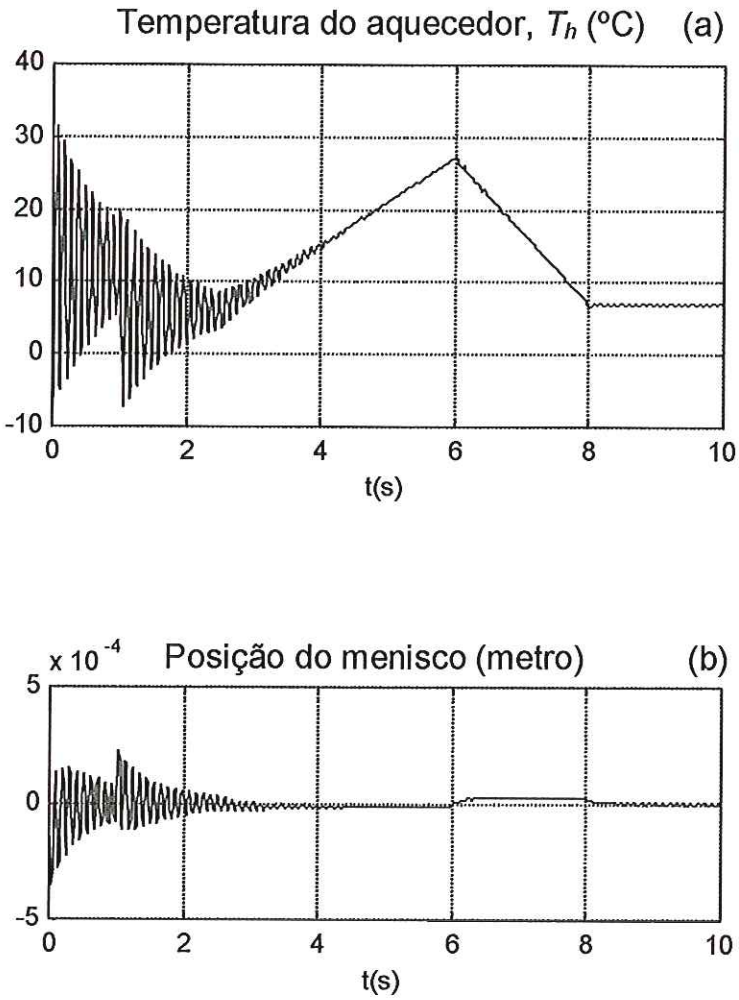


Figura 2.8. Resposta temporal das variáveis em malha fechada, sistema contínuo, com mesmos ganhos do PID, porém com taxa de amostragem igual a 0,08 s no sensor de medida de posição. (a) Temperatura do aquecedor (°C). (b) Posição relativa do menisco (metro).

Dessa forma, Bertucci-Neto *et al.* (1998 a, 1998b) mostraram como o tempo de amostragem do sistema poderia diminuir o desempenho da resposta. Convém observar que o modelo adotado é bastante simples, comumente usado em sistemas térmicos, ou seja, aproximado para um sistema de primeira ordem.

Pessoa (1999) mostrou que a tensão superficial é desprezível no cálculo da pressão na sonda termoelástica e que a variação da temperatura no recipiente com água, que serve de referência, mantém-se na faixa de +/- 0,004 °C, sendo, portanto, também desprezível. Neste trabalho são mostrados detalhes práticos da construção do recipiente com água, confecção dos tubos capilares, inclusive com pontas para medida de pressão

celular, e pontas para medida de sucção em raízes. Também são mostradas as calibrações efetuadas com pressão e volume, além de medidas de turgescência de forma manual. Foram instalados, um sistema de aquisição de dados por computador e uma placa digitalizadora de imagens visando à automação da medida. Entretanto, devido ao excessivo tempo de processamento da imagem (cerca de 0,5 s) não foi possível fechar a malha de controle de forma estável. Foram desenvolvidos algoritmos para detecção de menisco e coleta de dados de temperatura para traçar perfis de temperatura e para calcular as variações de volume de fluido na sonda.

Resultados equivalentes também estão descritos no trabalho de Calbo e Pessoa (1999), que apontaram um resultado inédito: os experimentos mostraram que a sonda termoelástica pode medir pressões de sucção até cerca de 1,8 MPa, ou seja, cerca de três vezes mais do que o existente na literatura. O maior problema verificado ocorre na interface da ponta da sonda com o tecido vivo. Na presença de altas pressões negativas ocorre entrada de ar causando embolia.

Apesar de, no caso da sonda termoelástica, não haver um sistema eletro-mecânico envolvido na movimentação do menisco, foram verificadas movimentações espúrias no menisco, tais como pulsos de pequena duração não repetitivos. Estas variações de posição do menisco não eram freqüentes e não foi possível correlacioná-las com nenhum evento do ambiente. Acreditou-se que poderiam se relacionar a eventuais vibrações mecânicas, tais como fluxo de ar na ponta do capilar, ou mesmo vibrações da estrutura física do laboratório sendo transmitidas à mesa do experimento.

Retornando ao modelo de temperatura proposto para o sistema, usando a equação (2.27), pode-se representá-lo através das seguintes equações de estado:

$$\dot{T}_f(t) = \frac{-1}{\tau} T_f + \frac{1}{\tau} T_h(t) \tag{2.35}$$

$$y(t) = K T_f(t) \tag{2.36}$$

Tem-se através dessas duas últimas equações que o sistema é descrito pelo comportamento da temperatura do fluido no capilar, e que a variação desta temperatura é dada pela expansão do volume do fluido com conseqüente variação da posição do menisco. Portanto, a temperatura do fluido é um estado do sistema que não está sendo diretamente medido. Mais que isto, a pressão aplicada na ponta do capilar pode ser

convertida em temperatura por meio da constante K_3 de modo que se tenha um distúrbio aplicado na planta do sistema. Por sua vez, é exatamente este distúrbio que se quer conhecer. Uma idéia para resolver esta questão é usar um observador de estado.

O propósito primário de usar um observador de estado é estimar estados da planta que não são diretamente medidos. Um segundo benefício é que ele também pode ser usado para reduzir ruído nos estados que estão sendo medidos (BURL, 1999, p.40).

Baseado nisso, Bertucci-Neto *et al.* (1999a, 1999b) propuseram um sistema de controle baseado na forma da densidade espectral em freqüência do sistema, com a inclusão de ruído gaussiano na planta e na saída, além de um atraso de transporte igual a 0,2 segundo na planta. Foi usado um estimador PI (Proporcional+Integral) em conjunção com um regulador PI de realimentação de estados (ANDERSON e MOORE, 1989, p.282). A idéia principal foi ajustar os ganhos do controlador de maneira a minimizar picos ressonantes em certas faixas de freqüência.

A Figura 2.9 mostra um sinal hipotético de variação de pressão na ponta do capilar, a exemplo da Figura 2.6, porém, com a inclusão de ruído gaussiano com média nula e variância igual a 5000 N^2/m^4. Foi simulada a resposta temporal da posição do menisco, mostrada na Figura 2.10, com inclusão de ruído gaussiano com média nula e variância igual a 10^{-12} metro na saída do sistema. Também foi simulada a densidade espectral de potência, mostrada na Figura 2.11. Tanto na Figura 2.10, como na Figura 2.11, são mostrados os comportamentos em duas situações de ganho, ou seja, quando o ganho proporcional, K_p, for igual ao ganho integral do estimador, K_{pe}, igual a 4000 °C/m, (sendo mostrado na Figura 2.10 em preto, e na Figura 2.11.(a)), e quando os dois ganhos são iguais a 40000 °C/m, (dez vezes mais), mostrado na Figura 2.10 em vermelho, e na Figura 2.11(b). Observa-se, assim, na Figura 2.10, que a variação da posição do menisco se confunde nas duas condições de ganho. Porém, analisando a Figura 2.11, observa-se que no caso do aumento de 10 vezes do ganho K_p, e do ganho do estimador K_{pe}, houve uma considerável redução na potência na faixa de 0,2 Hz no espectro de freqüências.

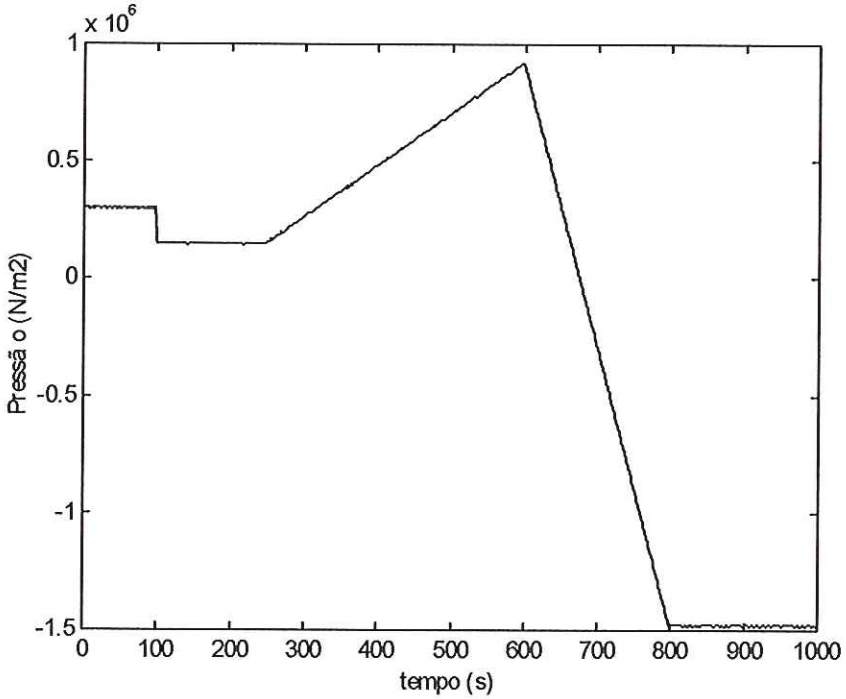


Figura 2.9. Sinal hipotético de entrada de pressão com ruído gaussiano.

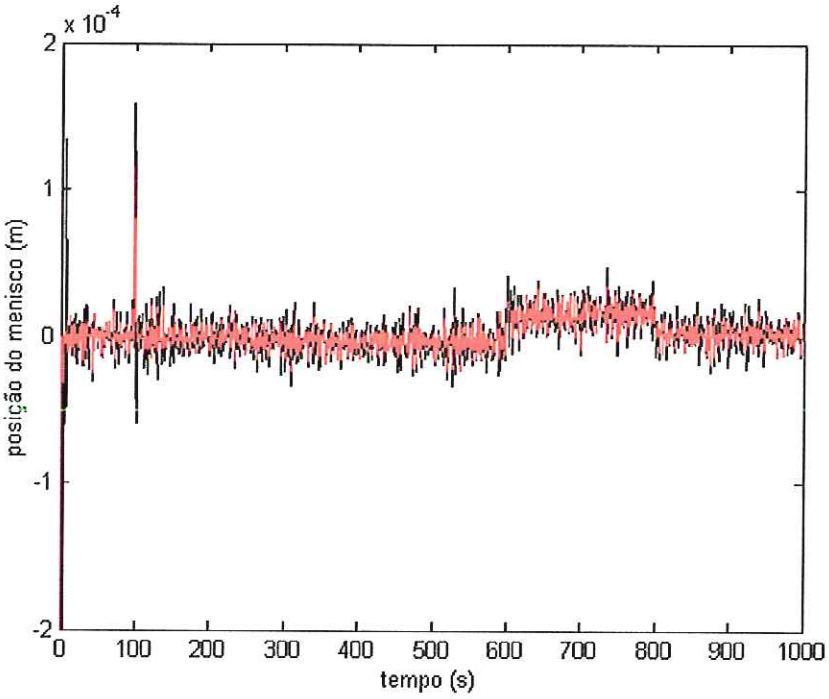


Figura 2.10. Variação da posição do menisco quando o sinal de pressão mostrado na Figura 2.9 é aplicado. Neste caso foi incluído um ruído na saída do sistema. Cor preta: K_p=K_{pe}=4000 °C/m. Cor vermelha: K_p=K_{pe}=40000 °C/m.

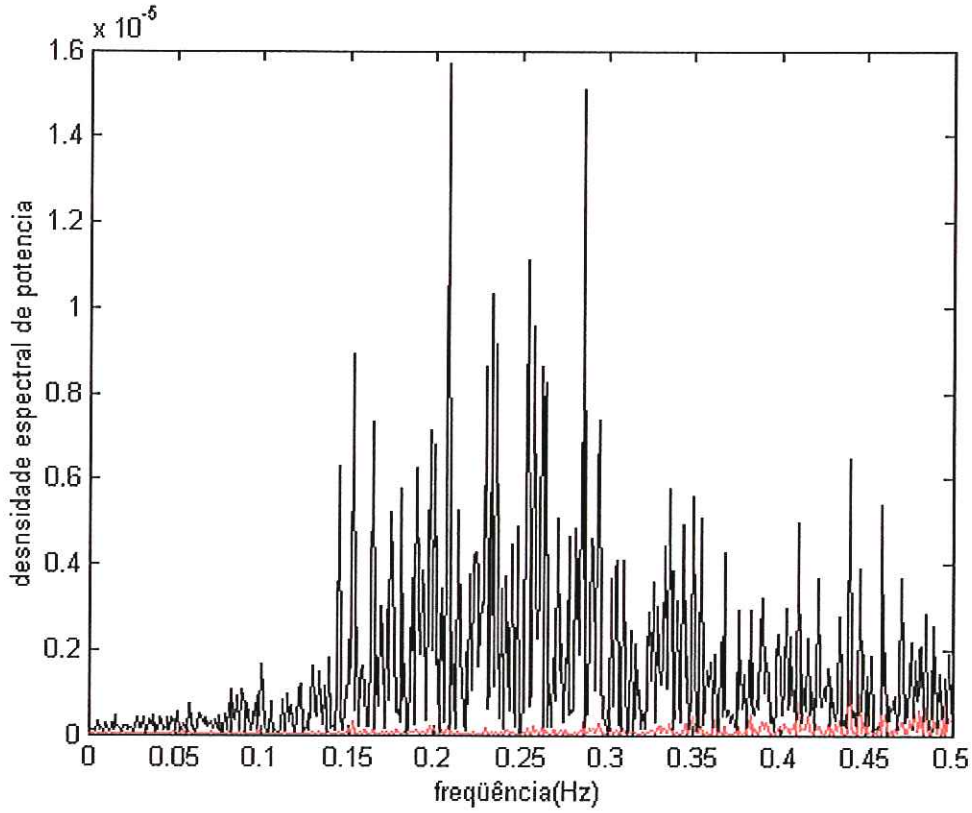


Figura 2.11. Espectro de freqüência do sinal de variação da posição do menisco. Em vermelho: K_p=K_{pe}=40000 °C/m. Em preto: K_p=K_{pe}=40000 °C/m.

Estes resultados mostram a validade da técnica, mas o que realmente se quer é saber o valor do distúrbio aplicado na planta e isto não foi explorado pelos autores nesse trabalho. Usando o mesmo método descrito por Bertucci-Neto *et al.* (1999a, e 1999b) consegue-se estimar o distúrbio provocado pela pressão na ponta do capilar. Considera-se a equação do sistema em malha aberta como:

$$\dot{T}_f(t) = \frac{-1}{\tau} T_f + K_3 P(t) + w(t) \tag{2.37}$$

$$y(t) = K T_f(t) + v(t) \tag{2.38}$$

sendo $w(t)$=$K_3P(t)$ o distúrbio provocado pela entrada de pressão, e $v(t)$ um ruído de medida. A idéia é manter o erro de saída nulo na presença de um distúrbio constante. Colocando um filtro proporcional mais integral na entrada de distúrbio tem-se um conseqüente aumento da planta do sistema. Por sua vez, este aumento do sistema será

refletido no estimador de estado. Esta situação é mostrada na Figura 2.12 onde se vê o diagrama em blocos do sistema em malha fechada. O sistema possui uma referência constante, R_{ef}, uma entrada de pressão agindo como distúrbio, $P(s)$, e uma entrada de ruído de medida $V(s)$. A pressão agindo como distúrbio é convertida em temperatura, dada por $T(s)$, na entrada da planta, que por sua vez converte a variação em temperatura em posição, dada em metro, sendo somada com o ruído de medida $V(s)$. O estado do sistema (temperatura do fluido, $T_f(s)$) é estimado através da entrada da planta dada pela temperatura do aquecedor que foi convertida pela potência elétrica aplicada. No estimador aparece o termo proporcional mais integral devido ao aumento da planta, dado por $K_{pe}+K_{ie}/s$, sendo K_{pe} o termo proporcional do estimador, e K_{ie} o termo integral. Este termo PI é subtraído na entrada do sistema que estima o estado $T_{ef}(s)$. Na mesma entrada do estimador aparece o ganho K_1 que relaciona a potência do aquecedor com a temperatura do aquecedor. A saída estimada, $Y_e(s)$, serve de entrada aos blocos que formam o controlador proporcional mais integral dados pelos ganhos K_p, e K_i, respectivamente. Assim, obtém-se uma estimativa $T_e(s)$ do distúrbio $T(s)$ integrando a saída do estimador, $Y_e(s)$ e multiplicando por K_i.

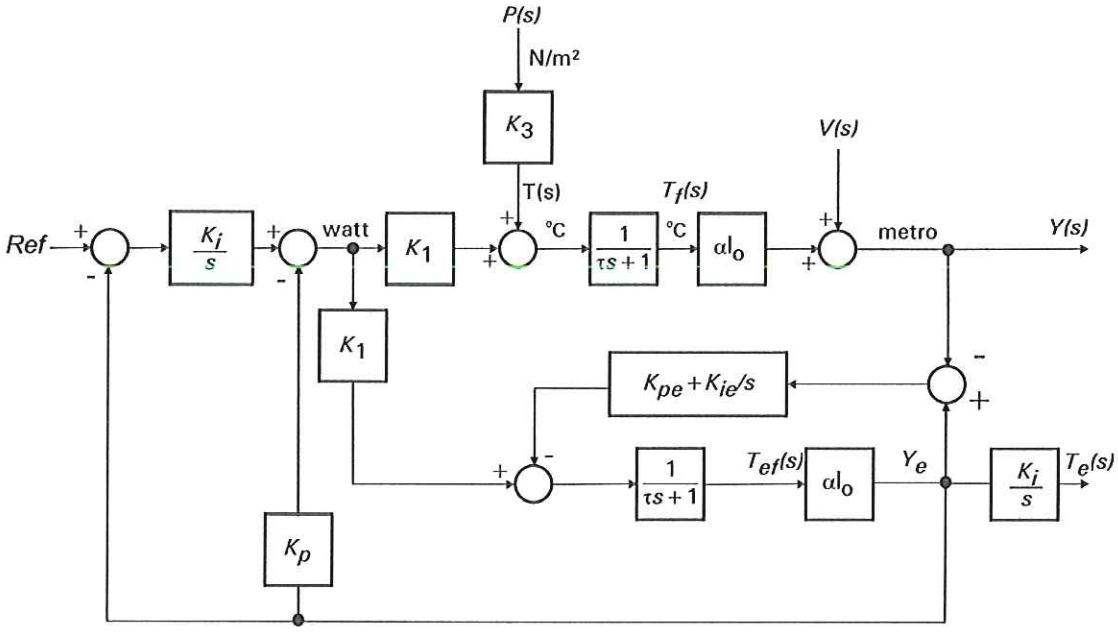


Figura 2.12. Diagrama em blocos do sistema com estimador PI e controlador PI.

O sistema mostrado na Figura 2.12 foi simulado com os seguintes valores: α=7,2x10^{-4} 1/°C; l_o=0,1m; K_1=1 °C/W; K_3=4x10^{-5} °Cm^2/N; τ=1 segundo; K_{pe}=5000 °C/m; K_{ie}=2000 °C/m; K_p=1000 °C/m; K_{ie}=2000 °C/m.

A Figura 2.13 mostra um sinal hipotético de distúrbio de pressão convertido em temperatura, comparado com o sinal estimado após simulação dos dados, enquanto a Figura 2.14 mostra o deslocamento do menisco referente ao mesmo sinal de distúrbio aplicado. Observa-se que o erro em regime permanente é nulo nas seqüências de degraus, havendo, entretanto, erro constante na ocorrência de rampas. O mesmo sistema foi simulado com os mesmos dados, porém com a inclusão de um ruído gaussiano com média nula e variância igual a 1 °C^2. Também foi incluído um ruído gaussiano com média nula, e variância igual a 10^{-5} metro, filtrado com função de transferência igual a 0,4/(s+0,4). Na Figura 2.15 vê-se o sinal de distúrbio de pressão convertido em temperatura a exemplo da Figura 2.13, porém com ruído, sendo comparado com o sinal estimado, e com o sinal original de entrada sem ruído. Observa-se que é possível estimar o estado do sistema, porém com perda de desempenho. Na Figura 2.16 observa-se a comparação entre o deslocamento do menisco devido ao distúrbio com ruído, mais o ruído de medida, com a resposta do sistema sem inclusão de ruído.

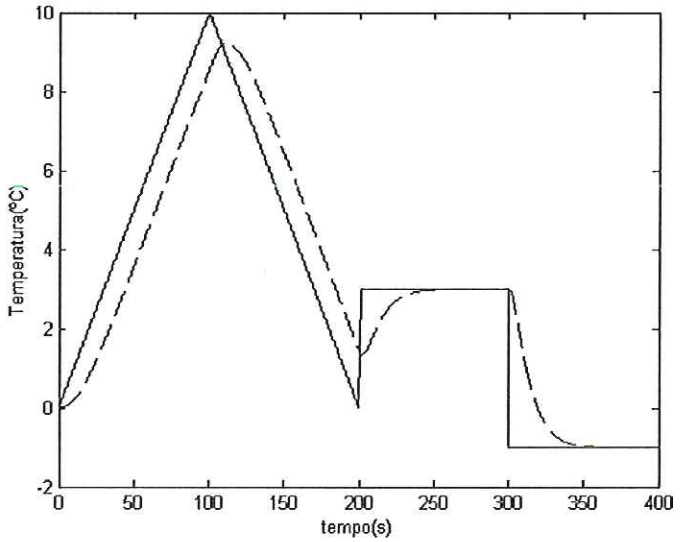
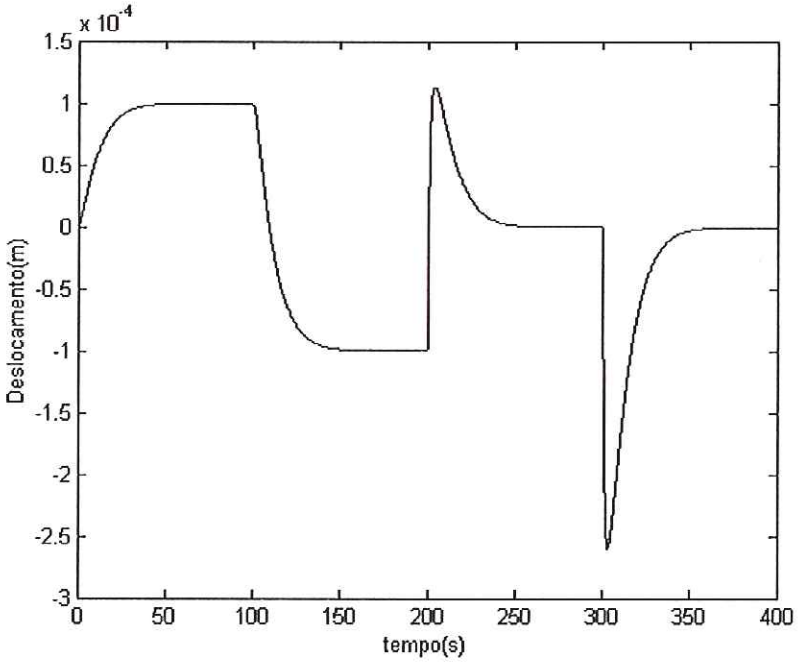


Figura 2.13. Sinal de entrada de distúrbio de pressão convertido em temperatura (linha cheia), e o sinal estimado (linha tracejada).



Figuras 2.14. Excursão da posição do menisco devido ao sinal de distúrbio de pressão.

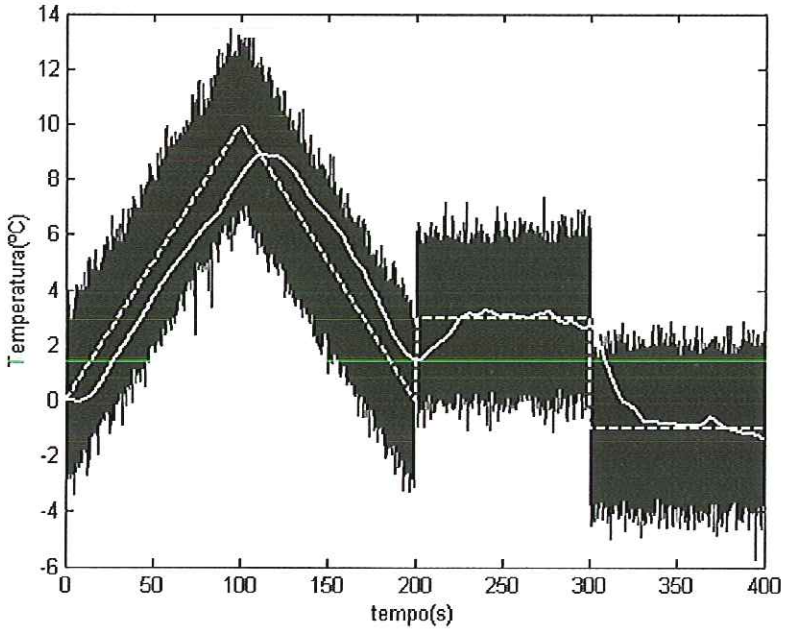


Figura 2.15. Sinal de distúrbio de pressão convertido em temperatura (branco tracejado); mesmo sinal com ruído gaussiano com média nula e variância igual a $1ºC^2$ (em preto); e sinal estimado (em branco contínuo).

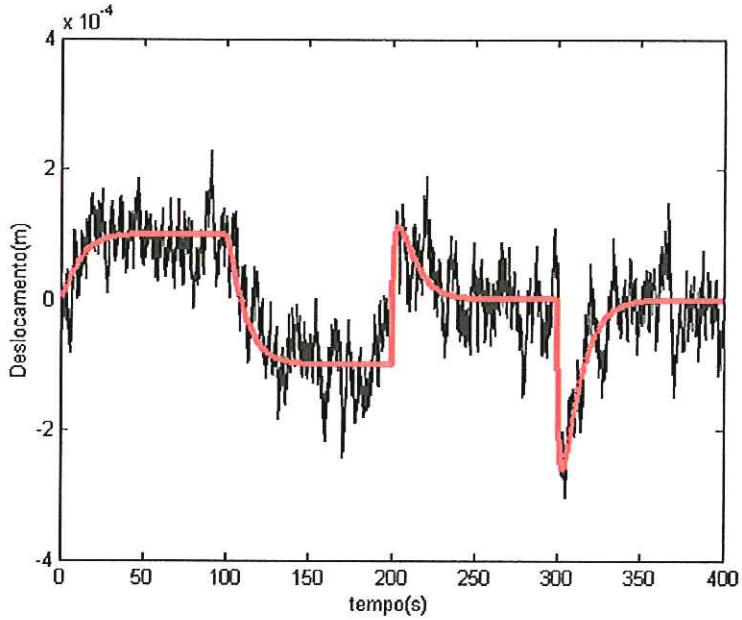


Figura 2.16. Excursão da posição do menisco devido ao sinal de distúrbio de pressão, com ruído gaussiano e ruído de medida (em preto), comparado com a resposta sem ruído (em vermelho).

Bertucci-Neto *et al.* (2000a, 2000b, 2001a, 2001c) apresentaram resultados referentes à detecção do menisco através da imagem de vídeo usando um circuito de separação de linhas de vídeo e detecção por amplitude. Foi considerado que a taxa de amostragem de sinal se resumia apenas à da taxa de vídeo, ou seja, 1/30 segundo. Feito isto, o modelo foi digitalizado e o sinal correspondente à posição do menisco foi convertido para sinal analógico. A idéia inicial foi usar um controlador PID analógico para controlar a posição do menisco. Nos resultados de simulação foi usado como entrada um sinal similar ao da Figura 2.6, com ruído gaussiano com média nula e variância igual a 2% da maior amplitude do sinal de entrada. Também foram simulados os resultados devido à entrada degrau de pressão com 0,5 MPa variando os valores do ganho integral para uma resposta dinamicamente mais rápida, e outra mais lenta. Na Figura 2.17 vê-se a simulação da excursão do menisco devido a um distúrbio de degrau de pressão igual a 0,5 MPa. São comparados os casos nos quais são usados um ganho integral que provoca uma resposta rápida, KiF , e um que provoca uma resposta mais estável, porém lenta, KiS. Foi considerado o ganho KiF cem vezes maior do que KiS. De maneira semelhante, a Figura 2.18 mostra a excursão do menisco segundo as variações de Ki, quando se aplica na entrada de distúrbio o sinal de pressão semelhante ao

mostrado na Figura 2.6. Observa-se neste caso que *KiF* faz com que o menisco volte rapidamente para a posição inicial, mas provoca picos cerca de 1,5 vezes maior dos que os provocados quando se usa *KiS*. O sistema foi digitalizado na simulação, com tempo de amostragem equivalente ao de uma câmara de vídeo, ou seja, 33,33 ms.

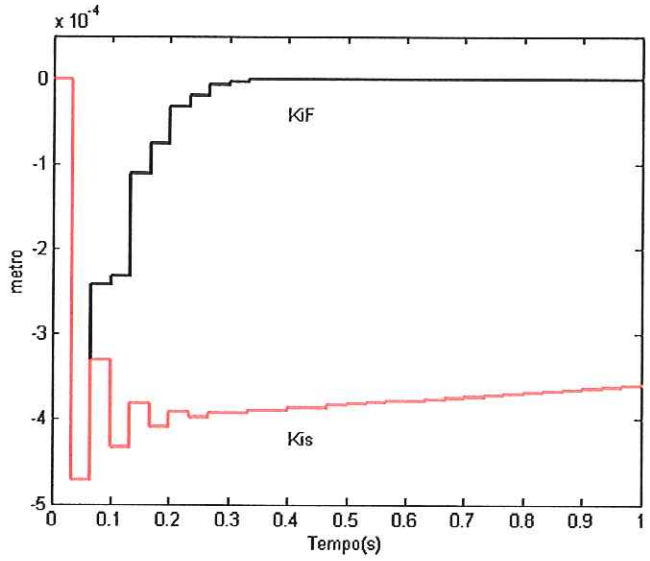


Figura 2.17. Resposta degrau do menisco com variação do ganho integral *Ki*, com ganho *KiF* cerca de 100 maior do que *KiS* (resposta lenta, em vermelho).

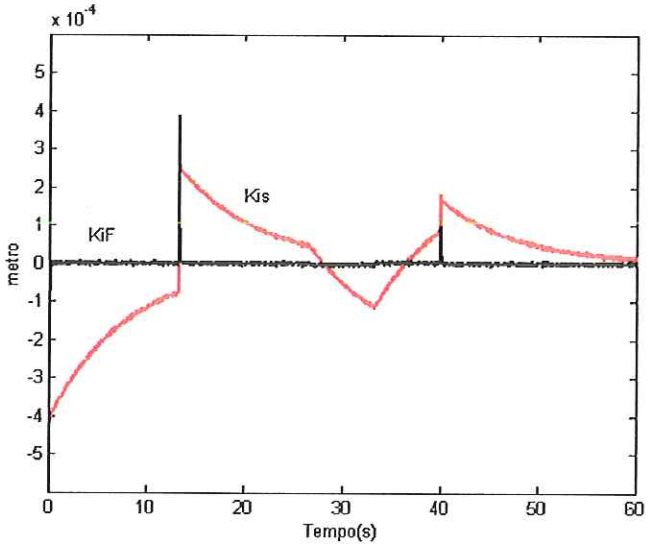


Figura 2.18. Excursão do menisco quando se aplica sinal de pressão semelhante ao da Figura 2.6, com variação do ganho integral de modo que o sistema responda dinamicamente mais rápido (*KiF*) e mais lento (*KiS*, em vermelho).

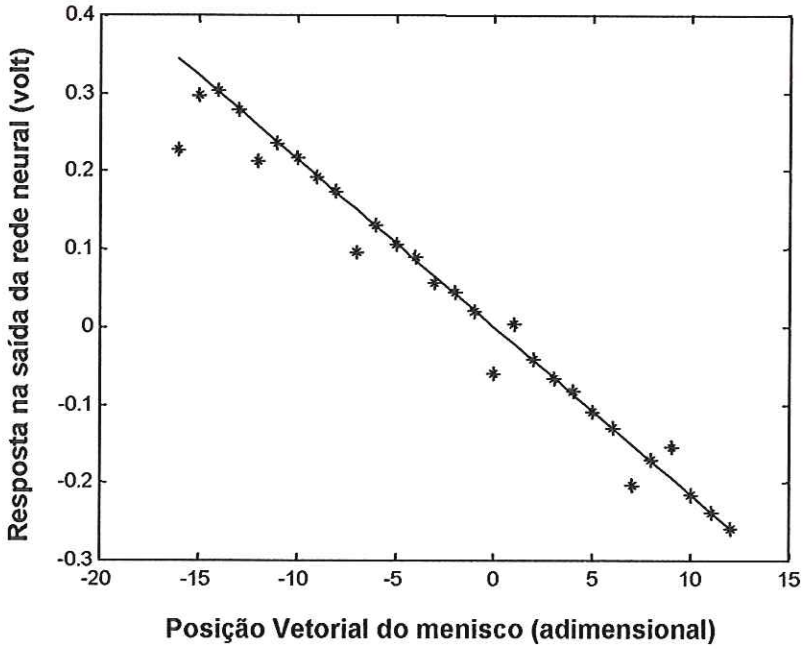


Figura 2.19. Erro de linearidade da rede neural Artificial: (-) ideal, (*) com ruído.

A idéia de separar uma linha de vídeo para obter a posição do menisco foi posta em prática, mas apresentou um problema de estabilidade no circuito comparador de nível de tensão. Era freqüente o aparecimento de ruído que muitas vezes se confundia com o sinal do menisco, que por sua vez, era bem definido. A conversão digital no caso de mais de um pulso não funcionava na presença do contador digital. Visando minimizar este problema, Bertucci-Neto *et al.* (2001b) sugeriram a aplicação de uma rede neural para o sistema. A idéia era dividir o espaço equivalente a uma linha de vídeo na resolução desejada, e considerar o tamanho do menisco ocupando um número fixo de pontos. Em seguida foi treinada uma rede neural do tipo retropropagação com vetores de 32 elementos no seguinte formato:

$$X_p = [z_1(i) \qquad M \qquad z_2(n-m-i)] \tag{2.39}$$

sendo M um vetor linha com elementos iguais a 1, e dimensão igual a m=4, z_1 um vetor linha nulo de dimensão variável entre 0 e i, e z_2 um vetor linha nulo de dimensão

variável entre n-m-i e 0, com n=32 o número de unidades de entrada da rede. Portanto a dimensão do vetor X_p será sempre igual a n. Considerou-se o espaço ocupado pelo menisco como m=4, ou seja, quatro posições com valor igual a 1. Em seguida foram adicionados de forma aleatória pulsos binários ocupando ao menos uma posição do vetor X_p fora da posição ocupada pelo menisco. A rede neural foi treinada de modo a resultar em uma saída linear, conforme a movimentação linear do menisco.

Na Figura 2.19 vê-se a resposta na saída da rede após o treinamento, no caso ideal, linha contínua, e no caso em que há a presença de ruído gaussiano. Na presença de ruído, o erro variou entre 0,05 % e 8,5 % da referência ideal em cada ponto. Foi mostrado, assim, que o uso de uma rede neural artificial pode contornar, em parte, o problema de instabilidade que aparece na linha de vídeo, substituindo a lógica digital existente.

A solução de uma compensação térmica em substituição a uma compensação mecânica mostrou, em princípio, que pelo menos o problema de cavitação durante a sucção de pressão pode ser contornado em valores superiores aos obtidos. O modelo térmico desenvolvido e apresentado por Bertucci-Neto *et al.* (1998) é simplificado, e uma investigação mais profunda sobre os fenômenos físicos envolvidos no sistema é apresentada neste trabalho de tese.

3. MODELO PARA SONDA DE PRESSÃO

3.1 Introdução

Apesar da vasta aplicação da sonda de pressão ao longo de três décadas, seja na medida de pressão intracelular, seja na medida de pressão no xilema da planta, não foi encontrada nenhuma publicação detalhando o instrumento, conforme comentado no Capítulo 2. Isto dificulta o conhecimento a respeito da qualidade da medida, dos erros envolvidos nas medidas, e das possíveis limitações do instrumento. As razões para esta ausência são desconhecidas e prefere-se não conjecturar a respeito disto. A reprodução do instrumento baseada apenas no que foi publicado pode levar a questões tais como qual o erro da medida, qual a influência da temperatura sobre o fluido usado na sonda, qual será o comportamento da sonda se as dimensões físicas do capilar forem alteradas, ou mesmo, qual será o evento dinâmico mais rápido que o instrumento poderá ter sensibilidade suficiente para medir. As publicações verificadas sobre a sonda de pressão citam aparatos eletromecânicos para acionamento do êmbolo na câmara de pressão, mas estes engenhos são descritos com muita brevidade e com poucos detalhes. Em toda a literatura pesquisada nota-se, à primeira vista, a característica de servo-mecanismo do instrumento e, em seguida, de que forma isto foi pouco explorado. Observa-se claramente, assim, uma lacuna que deve ser preenchida de maneira que se tenha um modelo físico para o sistema e que a partir deste modelo se possa procurar por melhorias de desempenho. Outro aspecto importante, e não mencionado na literatura, é sobre a maneira de controlar o sistema, ou seja, como manter o menisco no capilar sempre na mesma posição de referência. Portanto, a existência de um modelo para o sistema pode responder a muitas questões sobre o instrumento além de possibilitar análises que possam favorecer melhorias e desmistificar prognósticos de medida e desempenho. Além disto, a existência de um modelo adequado pode permitir a análise e síntese do sistema a partir de ferramentas encontradas na área de Sistemas de Controle,

ou seja, há uma implicação direta na forma de controlar o sistema para que seja feita a medida.

Assim, apresenta-se neste capítulo o desenvolvimento de um modelo sistemático para a sonda de pressão visando preencher esta lacuna existente na literatura. Este modelo pode ser útil para comparação entre o sistema usado hoje em dia para as medidas, e o novo sistema proposto neste trabalho, chamado de sonda termoelástica. Os conceitos usados para o desenvolvimento deste modelo são baseados naqueles da área de Mecânica dos Fluidos e Hidrodinâmica. Partindo destes conceitos básicos tem–se, primeiramente como objetivo, a obtenção de um modelo baseado em equações diferenciais. Este modelo é posteriormente acoplado a um segundo modelo que descreve o aparato de controle de posição do menisco no capilar. O sistema de movimentação do êmbolo da câmara de pressão é feito através do acionamento de um motor de corrente contínua com redução velocidade resultando em um modelo bastante conhecido em livros textos (OGATA, 1982, p.114).

Neste capítulo é apresentada uma breve revisão dos conceitos fundamentais usados no modelo, além do desenvolvimento do modelo em si, e descrições qualitativas do comportamento do sistema. Apesar das variações existentes sobre o mesmo instrumento, optou-se pelo desenvolvimento do modelo do sistema usado pelo grupo do Professor Ernst Steudle, da Universidade de Bayreuth, Alemanha, pois ele foi um dos precursores no desenvolvimento e utilização do instrumento, publicando vários artigos. Além disto, em visita feita a esta instituição de pesquisa, em 2001, pôde-se colher dados práticos que puderam ser usados no modelo para torná-lo mais próximo do modelo real.

3.2 Equação da Continuidade

A aplicação do princípio da conservação de massa a um fluxo em regime permanente em um conduto de escoamento forçado resulta na equação da continuidade, a qual expressa a continuidade do fluxo de seção a seção do conduto. Considerando o elemento do conduto na Figura 3.1 através do qual passa um fluxo em regime permanente de fluido compressível, nas seções 1 e 2, indicadas na figura, têm-se áreas A_1 e A_2, e densidade média do fluido (massa dividido pelo volume) ρ_1 e ρ_2, respectivamente.

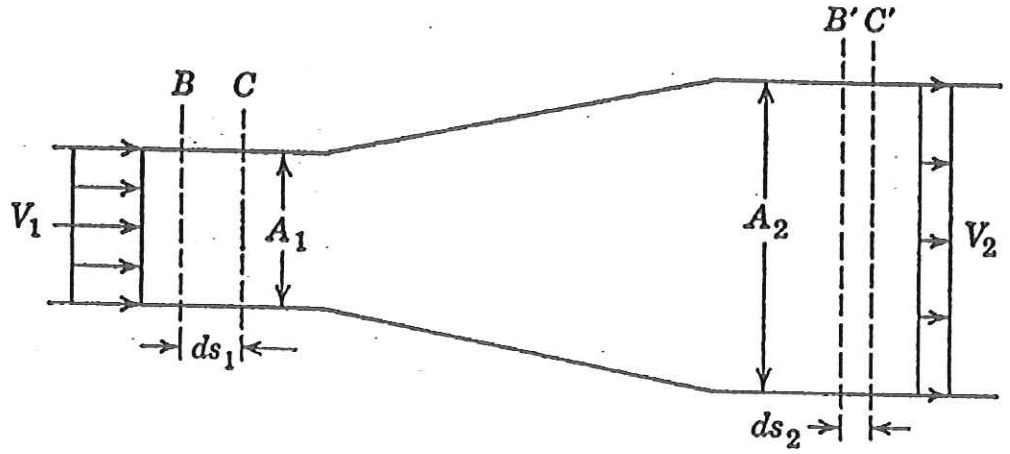


Figura 3.1. Elemento de um conduto com escoamento forçado (VENNARD, 1961, p.86).

Se a massa de fluido ocupando a posição BB' se move para a posição CC' num intervalo de tempo *dt*, a consideração de conservação de massa leva a (VENNARD, J. K., 1961, p.86):

$$\rho_1 A_1 \frac{ds_1}{dt} = \rho_2 A_2 \frac{ds_2}{dt} \tag{3.1}$$

Os termos ds_1/dt e ds_2/dt são as velocidades médias passadas nas seções 1 e 2, V_1 e V_2, respectivamente. Logo, tem-se que a equação da continuidade é dada por:

$$\rho_1 A_1 V_1 = \rho_2 A_2 V_2 \tag{3.2}$$

Em outras palavras a equação (3.2) expressa o fato que em regime permanente a taxa de fluxo de massa $A\rho V$ passando por todas as seções do conduto é constante. A equação (3.2) também pode ser escrita como:

$$A\rho V = \text{constante},\ d(A\rho V)=0,\ \text{ou}\quad \frac{dA}{A} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} = 0 \tag{3.3}$$

Multiplicando a equação (3.2) pela aceleração da gravidade g resulta em:

$$G = A_1\gamma_1 V_1 = A_2\gamma_2 V_2 \tag{3.4}$$

sendo γ_1 e γ_2 pesos específicos ($\gamma=\rho g$).

Para líquidos ou gases com variação de peso específico desprezível a equação da continuidade se reduz a:

$$Q = A_1 V_1 = A_2 V_2 \tag{3.5}$$

sendo Q a vazão do fluido em m^3/s que passa pelo conduto.

Freqüentemente em fluxos de fluidos a distribuição de velocidade através de uma seção transversal pode ser não uniforme. É evidente que isto não invalida o princípio de conservação de massa, e a equação (3.5) também vale neste caso. Entretanto, a velocidade V é a velocidade média definida por $V=Q/A$, na qual a vazão Q é obtida pela soma de vazões diferenciais dQ passando por áreas diferenciais dA. Assim, a velocidade média será dada pela integral pela integral de superfície A, sobre a distribuição de velocidade v, ou seja:

$$V = \frac{1}{A}\int^{A} v\ dA \tag{3.6}$$

No caso de uma distribuição de velocidade parabólica da forma $v = v_c(1- r^2/R^2)$, em um tubo cilíndrico de raio R, se r for tomado como a distância radial de qualquer velocidade local v, e se for considerado um elemento de área $dA=2\pi r dr$, então, usando a equação (3.6) tem-se que:

$$V = \frac{1}{\pi\ R^2}\int_0^{R} v_c\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)2\pi\ r dr \tag{3.7}$$

Calculando a última equação chega-se a:

$$V = \frac{v_c}{2} \tag{3.8}$$

ou seja, no caso de uma distribuição parabólica de velocidade, a velocidade média é a metade da máxima velocidade da distribuição.

3.3 Equação de Euler

Conforme indicado na Figura 3.2, considere uma linha de fluxo (ou um conduto de seção diferencial). As forças que tendem a acelerar o cilindro de massa de fluido são: forças de pressão nas extremidades do elemento, pdA-$(p+dp)dA$=-pdA, e o componente do peso na direção do movimento, -$\rho gdsdA(dz/ds)$= -$\rho gdAdz$. A massa diferencial sendo acelerada pela ação das forças diferenciais é $dM=\rho dsdA$. Aplicando a segunda lei de Newton, $dF=(dM)a$, com a aceleração a igual a (VENNARD, J. K., 1961, p.98):

$$a = \frac{d^2s}{dt^2} = \frac{d}{dt}\left(\frac{ds}{dt}\right) = \frac{dv}{dt} = \frac{ds}{dt}\frac{dv}{ds} = v\frac{dv}{ds} \tag{3.9}$$

chega-se a:

$$-dpdA - \rho gdAdz = (\rho dsdA)V\frac{dV}{ds} \tag{3.10}$$

sendo V a velocidade do fluido. Dividindo a última expressão por ρdA, obtém-se a equação de Euler unidimensional, ou seja:

$$\frac{dp}{\rho} + V\,dV + gdz = 0 \tag{3.11}$$

No caso de um fluido incompressível pode se dividir a equação anterior por g para obter:

$$\frac{dp}{\gamma} + d\left(\frac{V^2}{2g}\right) + dz = 0 \tag{3.12}$$

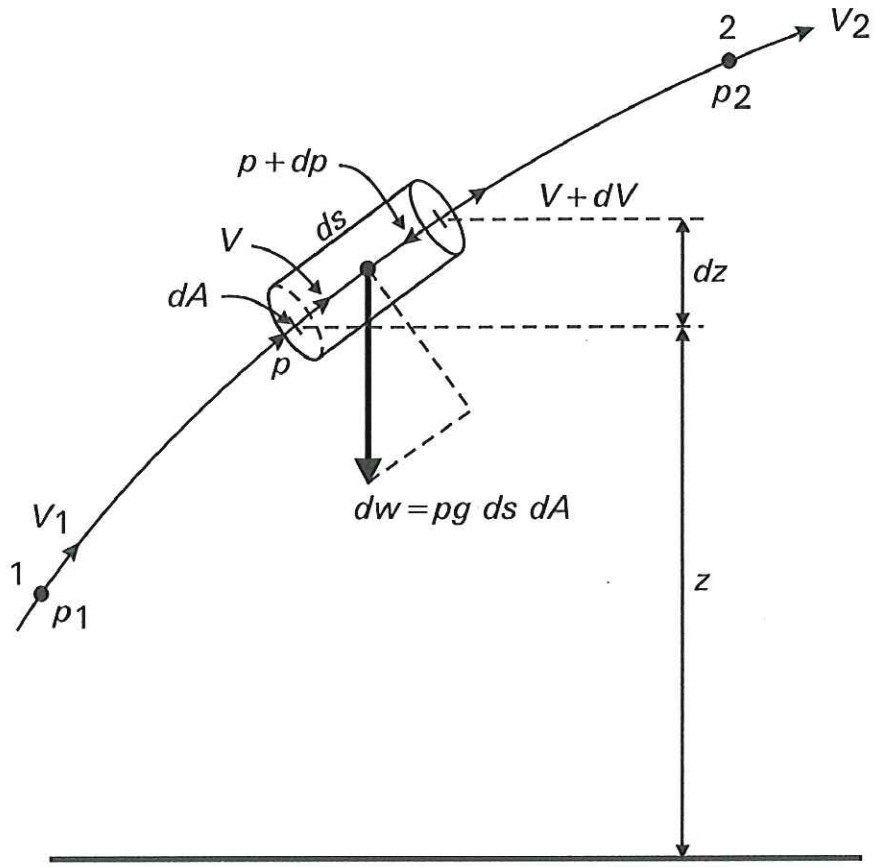


Figura 3.2. Forças acelerando um cilindro de massa diferencial em uma linha de fluxo (VENNARD, 1961, p.98).

3.4 Equação de Bernoulli

Para um fluido incompressível a equação de Euler pode ser integrada (pois γ e g são considerados constantes) para obter a equação de Bernoulli, (VENNARD, J. K., 1961, p.99), ou seja:

$$\frac{p}{\gamma}+\frac{V^2}{2g}+z=H \tag{3.13}$$

Examinando os termos da equação (3.13) observa-se que p/γ é a altura piezométrica da pressão (diferencial ou absoluta), z é a altura geométrica da pressão, e $V^2/2g$ é a altura cinética da pressão. A soma destes três termos é sempre constante ao longo do conduto sendo igual à altura H. Estes termos possuem dimensão linear podendo ser visualizados como distâncias verticais.

Outro modo de interpretar a equação de Bernoulli é caracterizá-la de maneira energética. Neste caso a altura geométrica é relacionada com a energia potencial da unidade de peso do fluido, a altura cinética é relacionada com a energia cinética da mesma unidade de peso, e a altura piezométrica é relacionada com a energia de pressão existente na unidade. Se for considerada uma região, delimitada pelas seções 1 e 2, em um conduto com escoamento forçado de fluido em regime permanente, cada unidade de peso de fluido que entra na seção 1 da região é substituída por outra unidade equivalente que sai da seção 2 da região escolhida (lei da continuidade). Assim, a equação de energia pode ser escrita como:

$$\begin{pmatrix}\textit{Energia que entra}\\ \textit{na região}\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}\textit{Trabalho realizado no}\\ \textit{fluido na região}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\textit{Energia que sai}\\ \textit{da região}\end{pmatrix}$$

ou

$$\left(\frac{V_1^2}{2g}+z_1\right)+\left(\frac{p_1}{\gamma}-\frac{p_2}{\gamma}\right)=\left(\frac{V_2^2}{2g}+z_2\right) \tag{3.14}$$

a qual, quando rearranjada, é reconhecida como a equação de Bernoulli, dada por:

$$\frac{p_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}+z_1=\frac{p_2}{\gamma}+\frac{V_2^2}{2g}+z_2 \tag{3.15}$$

Para fluidos ideais, ou seja, sem perda de carga por fricção ao longo do conduto, o perfil de velocidade é uniforme, com linhas paralelas. Isto significa que ao estender a equação

a partir de um elemento infinitesimal até as dimensões do conduto, nenhuma correção será necessária nos termos que incluem a velocidade.

3.5 Princípio do Impulso-Momento

O princípio do impulso-momento fornece mais uma ferramenta básica para resolução de problemas de Mecânica dos Fluidos, além da continuidade e dos princípios de energia. A idéia básica deste princípio é balancear as forças envolvidas no fluxo de um fluido, considerando desta maneira a quantidade de movimento da massa de fluido. Considerando que uma quantidade de fluido se move de uma posição 1 para uma posição 2 em um intervalo de tempo *dt*, a mudança diferencial do momento (uma quantidade vetorial) deve ser igual a (VENNARD, 1961, p.173):

$$d(M\vec{V}) = (Q_2\rho_2 dt)\vec{V}_2 - (Q_1\rho_1 dt)\vec{V}_1$$

que pode ser escrita como:

$$\frac{d(M\vec{V})}{dt} = (\overrightarrow{Q\rho V})_2 - (\overrightarrow{Q\rho V})_1 \qquad (3.16)$$

As quantidades vetoriais que aparecem nessa última equação são chamadas de *fluxo de momento* possuindo magnitude igual a $Q\rho V$, direção igual a da velocidade, e posição (considerando um perfil simétrico de velocidade) no centro da seção transversal de fluxo.

3.6 Fluxo de Fluidos Reais em Tubos Cilíndricos

O comportamento de um fluxo de fluido real é mais complexo do que o fluido ideal devido à viscosidade inerente aos fluidos. A viscosidade pode ser imaginada como o atrito interno de um fluido. Assim, deve se exercer uma força para fazer uma camada do fluido deslizar sobre outra. A tensão de cisalhamento τ_w, igual a F/A (força dividida

pela área do elemento de fluido), é proporcional ao gradiente de velocidade do fluido dv/dy (y no sentido transversal do elemento de fluido), segundo o coeficiente de viscosidade μ (Ns/m^2), ou seja (VENNARD, 1961, p.222):

$$\tau_w = \mu \frac{dv}{dy} \tag{3.17}$$

Esta última equação vale para fluidos em regime laminar, no qual a ação da viscosidade é preponderante. Neste caso também é interessante observar a distribuição de velocidade em um conduto forçado. A Figura 3.3 mostra um elemento cilíndrico de um fluido viscoso, com comprimento L, e raio r, com forças propulsoras nas extremidades iguais a p_1A, e p_2A, sendo A a área do elemento. A força de viscosidade f_v será dada por:

$$f_v = -\mu A \frac{dV}{dr} = -\mu 2\pi\ rL \frac{dV}{dr} \tag{3.18}$$

sendo dV/dr o gradiente de velocidade à distância radial do eixo r. O sinal é negativo pois V diminui à medida que r aumenta. Equilibrando as forças propulsoras com a força da viscosidade dada pela equação (3.18), obtém-se:

$$-\int_v^0 dv = \frac{p_1 - p_2}{2\mu L} \int_r^R r dr \tag{3.19}$$

cujo resultado dá:

$$V = \frac{p_1 - p_2}{4\mu L}(R^2 - r^2) \tag{3.20}$$

Conclui-se, portanto, que o fato de a força viscosa ser proporcional à viscosidade implica uma distribuição de velocidade parabólica para um fluido em regime laminar.

Se for considerado um elemento cilíndrico, em um tubo com raio igual a r, com fluxo em regime laminar, conforme mostrado na Figura 3.3, o balanço de forças com a força de cisalhamento τ_w será dado por:

$$[p-(p+dp)]\,(\pi\, r^2)=\tau_w(2\pi\, r)\, dx \tag{3.21}$$

que resulta em:

$$-dp=\frac{2\tau_w}{r}dx \tag{3.22}$$

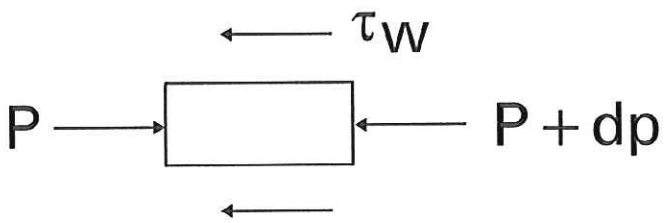


Figura 3.3. Forças agindo em elemento de fluido em regime laminar em tubo cilíndrico.

Integrando ambas as partes da última equação nas extremidades do elemento obtém-se:

$$\Delta p=\frac{2\tau_w}{r}L \tag{3.23}$$

sendo L o comprimento do elemento. Esta equação mostra a relação entre a força de cisalhamento e a variação de pressão em condição de regime laminar de escoamento forçado em tubo cilíndrico. Outra conseqüência imediata da equação (3.23) é a relação entre a tensão de cisalhamento e a perda de carga expressa em coluna de pressão h_L, ou seja, dividindo ambos os lados da equação pelo peso específico γ, e remanejando os termos chega-se a:

$$\tau_w = \frac{\gamma\ h_L}{2L} r \tag{3.24}$$

Embora a equação de Euler possa ser alterada de forma a incluir o termo de tensão de cisalhamento para caracterizar um fluido real, o resultado é um conjunto de equações diferenciais parciais levando a um aumento considerável na complexidade do problema. Em vista disto, vários métodos empíricos foram apresentados para resolver estes problemas. Um dos mais conhecidos destes resultados é o número de Reynolds, R_e, dado por:

$$R_e = \frac{V d_t \rho}{\mu} \tag{3.25}$$

sendo: d_t o diâmetro de um tubo circular por onde passa um fluido com velocidade média V, densidade ρ, e viscosidade μ . Este número define os limites entre fluxo laminar e fluxo turbulento em tubos circulares para quaisquer fluidos. Se $R_e < 2100$, o fluxo será laminar. Por sua vez, se $R_e > 4000$ o fluxo será turbulento.

Outra fórmula empírica desenvolvida por volta de 1850 para condutos com água é conhecida como a equação de Darcy, que é dada por:

$$h_L = f \frac{L}{d_t} \frac{V^2}{2g} \tag{3.26}$$

sendo h_L a altura relativa à perda de carga ao longo de um tubo cilíndrico com diâmetro d_t, e comprimento L. Portanto, a perda de carga é diretamente proporcional à velocidade média quadrática do fluido, segundo uma constante de fricção f.

Apesar desses resultados obtidos de maneira experimental ajudarem na compreensão dos fenômenos envolvidos na mecânica dos fluidos, uma abordagem analítica também se torna necessária para este fim. Isto é possível aplicando leis de física básica as quais foram por si só estabelecidas por experimentos. O uso apenas da teoria é raramente possível neste campo. No caso de fluxo laminar em um tubo cilíndrico a análise pode ser iniciada com os seguintes fatos estabelecidos:

(i) distribuição simétrica da tensão de cisalhamento e da velocidade

(ii) máxima velocidade no centro do tubo e velocidade nula na parede

(iii) distribuição linear da tensão de cisalhamento no fluido dado pela equação (3.23)

(iv) tensão de cisalhamento no fluido também dada pela equação (3.17)

Essas condições podem ser visualizadas na Figura 3.4, na qual são mostradas as distribuições de velocidade e de tensão de cisalhamento em fluxo de fluido passando ao longo de um tubo cilíndrico. Pode-se, assim, igualar as expressões que representam as condições acima de tal modo que:

$$\tau_w = \frac{\gamma\, h_L}{2L} r = \mu \frac{dv}{dy} = -\mu \frac{dv}{dr} \tag{3.27}$$

Separando as variáveis e integrando a equação de v_c (velocidade central e máxima) até V, e de r=0 até R, obtém-se:

$$v = v_c - \frac{\gamma\, h_L}{4\mu L} r^2 \tag{3.28}$$

que mostra novamente que o perfil de velocidade é uma curva parabólica. Foi mostrado (ver desenvolvimento da equação (3.8)) que, no caso de um tubo cilíndrico com distribuição parabólica de velocidade, a velocidade no centro do tubo é duas vezes superior à velocidade média. Assim, substituindo na última equação v=0, r=d_t/2, e v_c=2V, resulta em:

$$h_L = \frac{32\mu L V}{\gamma\, d_t^2} \tag{3.29}$$

mostrando que em um fluxo laminar a perda de carga varia com a primeira potência da velocidade. Igualando a última equação com a equação de Darcy (equação (3.26)) obtém-se uma expressão para o fator de fricção em fluxo laminar em tubos cilíndricos que é dado por:

$$f = \frac{64\mu}{V d_t \rho} = \frac{64}{R_e} \tag{3.30}$$

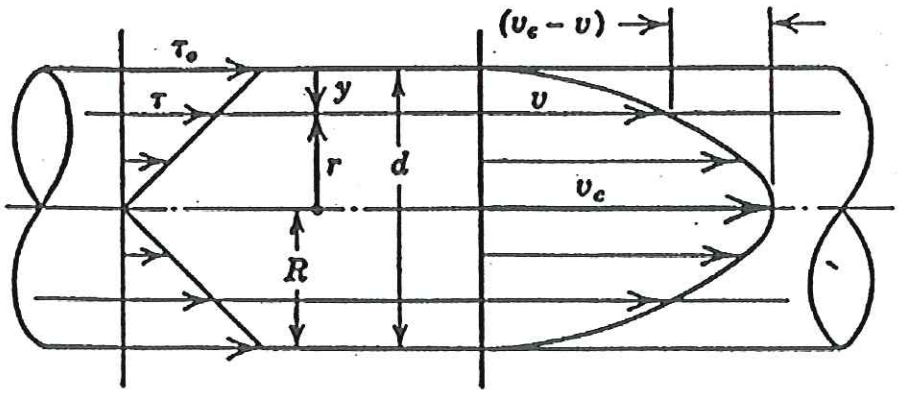


Figura 3.4. Distribuição de tensão de cisalhamento e velocidade em tubo cilíndrico (VENNARD, 1961, p.289).

3.7 Ajuste de Parâmetros com Distribuição de Velocidade

Como foi comentado na Seção (3.2), a distribuição de velocidade em regime laminar em um tubo cilíndrico em geral não é uniforme. Na Seção (3.6) também foi visto que a presença de atrito entre o fluido e a parede do tubo causa uma distribuição parabólica em regime laminar, ou seja, causa uma diminuição na velocidade do fluido na região da superfície de limite. Estes desvios, devido às considerações de distribuição de velocidade uniforme (caso de um fluxo ideal) e de distribuição não uniforme (fluxo real), podem ser incluídos nos métodos de cálculo dos termos de velocidade ($V^2/2g$) e de fluxo de momento (com magnitude $Q\rho V$). Considerando o termo de energia cinética de um elemento diferencial de um conduto como $(dQ)\gamma v^2/2g$, ou $\rho v^3 dA/2$, então a energia cinética total por unidade de tempo, P_c será dada pela integral destes termos diferenciais, ou seja (VENNARD, 1961, p. 233):

$$P_c = \frac{\rho}{2}\int^{A} v^3 dA \tag{3.31}$$

Por sua vez, o fluxo de momento será $(dQ)\rho v$, ou $\rho v^2(dA)$ e o fluxo de momento total será:

$$F_{MT} = \rho \int^{A} v^2 dA \tag{3.32}$$

Em geral, essas quantidades indicadas nas equações (3.28) e (3.29) são expressas em termos de velocidade média multiplicados por um fator de correção. Assim, os termos P_c e F_{MT} serão dados respectivamente pelas equações:

$$P_c = \alpha\ Q\ \gamma \frac{V^2}{2g} \tag{3.33}$$

$$F_{MT} = \beta\ Q\ \rho V \tag{3.34}$$

nas quais α e β são constantes adimensionais que representam fatores de correção para o termo de velocidade e de momento de fluxo, respectivamente. Para uma distribuição uniforme de velocidade tem-se que $\alpha=\beta=1$. Para perfis de velocidade não uniformes, tem-se que $\alpha>\beta>1$. As expressões para α e β são obtidas quando se igualam as equações (3.31) com (3.33), e equações (3.32) com (3.34), usando a vazão Q dada pelas equações (3.5) e (3.6), ou seja:

$$\alpha = \frac{1}{V^2} \frac{\int^{A} v^3 dA}{\int^{A} v dA} \tag{3.35}$$

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{\int^{A} v^2 dA}{\int^{A} v dA} \tag{3.36}$$

No caso de um conduto cilíndrico com raio igual a R e com perfil de velocidade quadrático dado pela equação $v=v_c(1-r^2/R^2)$, se for considerado como r a distância entre a linha de centro de passagem de fluxo e qualquer ponto de velocidade local, e um elemento de área dA, de forma que $dA=2\pi r dr$, então a vazão passa a ser obtida por:

$$Q=\int^{A} v dA=\int_0^R v_c\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)2\pi\ r dr=\frac{1}{2}\pi\ R^2 v_c \tag{3.37}$$

Mas a vazão Q também é dada por $Q=VA=1/2\ v_c(\pi R^2)$, conforme visto na equação (3.7), ou seja, $V=1/2\ v_c$. Assim o numerador da equação (3.36) será escrito como:

$$\int^{A} v^2 dA=\int_0^R v_c^2\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)^2 2\pi\ r dr=\frac{1}{3}\pi\ v_c^2 R^2 \tag{3.38}$$

Portanto, em regime de fluxo laminar, o fator de correção do termo de fluxo de momento é dado por (equação (3.36)):

$$\beta=\frac{1}{\frac{1}{2}v_c}\frac{\frac{1}{3}\pi\ v_c^2 R^2}{\frac{1}{2}\pi\ v_c R^2}=\frac{4}{3} \tag{3.39}$$

Este valor significa que o exato fluxo de momento é 33,33 % maior que o valor do fluxo de momento calculado pela média. Nas mesmas condições de fluxo, chega-se a um valor α=2,0 calculado pela equação (3.35).

3.8 Velocidade de Onda Longitudinal em Fluidos

A Figura 3.5 mostra um fluido (líquido ou gasoso) de densidade ρ em um tubo de área transversal A, sob pressão p. Na Figura 3.5(a) o fluido está em repouso. No tempo t=0 põe-se em movimento o pistão na extremidade esquerda do tubo, para a

direita, com velocidade v. A Figura 3.5(b) mostra o fluido depois de um tempo t. Todas as partes do fluido à esquerda de p estão se movendo com velocidade v, enquanto todas

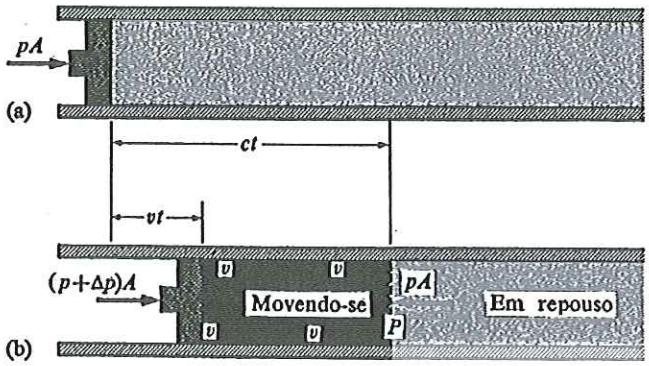


Figura 3.5. Propagação de uma perturbação longitudinal. (a) pistão em repouso. (b) pistão com perturbação (SEARS e ZEMANSKY, 1973, p.292).

à direita estão ainda em repouso. O contorno entre as partes estacionária e móvel propaga da esquerda para a direita com velocidade de propagação v_p. Quando o pistão se move com uma distância vt, o contorno se moverá $v_p t$. Aplicando o Teorema do Impulso-Momento tem-se que a quantidade de fluido posta em movimento no tempo t é a que ocupava originalmente um volume de comprimento $v_p t$ e área transversal A. A massa do fluido é, assim, $\rho v_p tA$ e o momento longitudinal adquirido é igual a $\rho v_p tAv$. No fluido em movimento, o volume original dado por $Av_p t$, decresce por uma quantidade Avt. Considerando a definição do módulo de elasticidade volumétrico B como sendo dado por (SEARS e ZEMANSKY, 1973, p. 292):

$$B = \frac{variação\ de\ pressão}{variação\ fracional\ de\ volume} = \frac{\Delta p}{\frac{\Delta V_{ol}}{V_{ol}}} \tag{3.40}$$

Então, o aumento de pressão no fluido móvel é $\Delta p = B(v/v_p)$. A força resultante sobre o fluido em movimento é ΔpA e, portanto, o impulso longitudinal (força tempo) será

$B(v/v_p)At$. Aplicando o Teorema de Impulso-Momento tem-se $B(v/v_p)At=\rho v_p tAv$, ou seja, a velocidade de propagação no fluido no sentido longitudinal será:

$$v_p = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \tag{3.41}$$

A velocidade de propagação de um pulso longitudinal depende apenas do módulo de elasticidade volumétrico e da densidade do fluido.

3.9 Modelo Matemático Desenvolvido para Sonda de Pressão

O ponto de partida para a obtenção do modelo matemático da sonda de pressão foi baseado em uma revisão sobre sensores de pressão existente no Capítulo 6 do livro de sistemas de medidas de Doebelin (1990). No referido capítulo o autor comenta sobre os efeitos relativos às medidas de pressão e propriedades de fluidos quando se conecta uma tubulação para atingir o ponto físico desejado de medida. Obviamente o melhor desempenho dinâmico de uma medida de pressão ocorrerá quando um diafragma transdutor de pressão estiver montado junto ao sistema a ser medido. Qualquer câmara de volume, ou tubo de conexão conectado ao transdutor causará algum tipo de degradação no desempenho de medida. Assim, devido às pequenas e necessárias dimensões físicas da sonda de pressão, deve ser feito um estudo mais aprofundado no intuito de verificar quais são e como influenciam os parâmetros e variáveis envolvidas na medida.

A Figura 3.6 mostra um pistão acoplado a uma mola com coeficiente de rigidez igual a K_s e massa igual a M. Um tubo com comprimento L e diâmetro d_t é acoplado a uma câmara que contém o pistão, que por sua vez tem diâmetro igual a d_p. A pressão que se quer medir é p_i, e a pressão existente no fluido dentro da câmara é p_m. O princípio de funcionamento da medida de pressão é considerar o êmbolo como o diafragma de um transdutor de pressão. Quando se acopla a extremidade do tubo ao sistema que se quer medir a pressão, o fluido adentra, ou sai do tubo, de forma que a variação de volume em fluido dentro da câmara será sentida pelo transdutor. O sistema foi dividido em quatro casos de estudo:

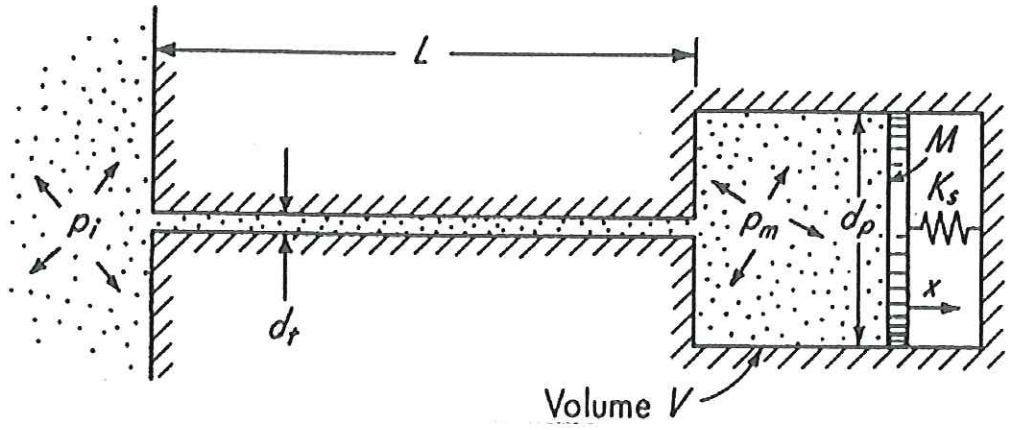


Figura 3.6 Transdutor de pressão acoplado a um tubo (DOEBELIN, 1990, p.474).

(i) sistema líquido, fortemente amortecido, ação lenta;

(ii) sistema líquido, moderadamente amortecido, ação rápida;

(iii) sistema gasoso com volume do tubo sendo uma pequena fração da câmara;

(iv) sistema gasoso com volume do tubo comparável ao da câmara.

No caso (i) se o sistema é fortemente amortecido ou submetido pequenas variações de pressão então os efeitos da inércia, tanto do fluido, como das partes móveis do sensor, são desprezíveis comparados com as forças de viscosidade e da mola. Nestas condições a medida de pressão p_m segue a pressão desejada p_i com um sistema de primeira ordem com um atraso de tempo. No caso (ii) os movimentos do líquido e do transdutor são rápidos e não podem ser desprezados. Se o diâmetro do tubo é pequeno comparado com o diâmetro da câmara então a velocidade do fluido no tubo será muito maior do que a velocidade do êmbolo, ou seja, a energia cinética do fluido no tubo será a maior parte da energia do sistema. Este aumento na energia cinética é equivalente a adicionar massa de fluido à câmara e ignorar a inércia do fluido e, portanto, deve ser calculado quanto de massa deve ser somada para dar o mesmo efeito da inércia do fluido. Este acréscimo de massa diminui a freqüência natural do sistema, degradando a resposta dinâmica. Já no caso (iii) foi considerado que a compressibilidade do gás se torna a maior parte do efeito de mola quando se mede a pressão. Portanto, é razoável considerar que o volume de gás é enclausurado por paredes rígidas. Na maioria dos problemas práticos as medidas

envolvem uma característica de baixa freqüência, permitindo tratar este problema como um sistema de parâmetro concentrado. Finalmente, no caso (iv), foram considerados os efeitos da compressibilidade do gás tanto no fluido, como na câmara. Nos quatro casos descritos foram deduzidas equações de cada sistema baseadas no balanço de força e de massa no sentido longitudinal do sistema.

O equacionamento que mais se aproxima do modelo da sonda de pressão é o do caso (iv). Retornando à descrição da sonda que é composta de uma câmara com paredes rígidas, com um êmbolo igualmente rígido; um tubo capilar, cuja extremidade serve para perfurar a célula vegetal, é acoplado à câmara, tendo volume muito menor do que esta; ao contrário do que foi descrito no caso (iv), o fluido é líqüido, em vez de gasoso. Como as paredes são rígidas e embora os líqüidos tenham baixa compressibilidade, ela existe, e devido às pequenas dimensões físicas do capilar, a compressibilidade vai ser traduzida no movimento do menisco na ponta do capilar. Entretanto, para dar seqüência a um tratamento de sistema de parâmetro concentrado é preciso garantir que as propriedades do fluido sejam constantes, ou praticamente constantes, ao longo do comprimento do tubo, na presença de pequenos distúrbios. Logo, a suposição é que o fluido se mova como uma unidade, em oposição ao que realmente ocorre, isto é, há na verdade um movimento ondulatório dentro do tubo capilar. Esta suposição pode ser confirmada com um simples cálculo. Se for considerado que o fluido na sonda é água pura destilada, a uma temperatura de 20° C, então o valor da compressibilidade será igual a k=45x10^{-12} $cm^2/dyna$ (GRAY, 1982, p.2-184). Como o módulo de elasticidade volumétrico é o recíproco da compressibilidade k então $B=1/k=(1/45)\text{x}10^{12}$ $dyna/cm^2=0{,}022\text{x}10^{11}$ N/m^2 (1 dyna=10^{-5} N). Considerando a densidade da água igual a 1000 Kg/m^3, então, usando a equação (3.41) chega-se a uma velocidade de propagação v_p do som na água igual a 1483 m/s. Se houver uma perturbação com freqüência f na ordem de 100 Hz, então o comprimento de onda λ da onda que percorrerá o tubo será dado por:

$$\lambda = \frac{v_p}{f} = \frac{1483}{100} = 14{,}83 \ m \tag{3.42}$$

Se o comprimento L do tubo for igual a 15 cm então o efeito da onda que propagará no fluido é cerca de 1 % do comprimento de onda total, fazendo com que a pressão, densidade, e outras propriedades do fluido permaneçam praticamente inalteradas.

Assim, haverá um movimento relativo de partículas desprezível e pode se considerar que todas se movem juntas como uma unidade.

A análise do sistema consiste em aplicar a Lei de Newton ao conteúdo do fluido dentro do tubo. Inicialmente considera-se que as pressões são todas iguais, ou seja, $p_i=p_m=p_0$, quando p_i muda levemente em algum sentido. A partir deste ponto os símbolos p_i e p_m serão considerados como pressão de excesso acima e abaixo do valor inicial p_0. A força devido à pressão p_i é igual a:

$$f_i = p_i A = \frac{\pi\, d_t^2}{4} p_i \tag{3.43}$$

Quando se multiplica ambos os lados da equação (3.26) pelo peso específico do fluido $\gamma=\rho g$ está se igualando o resultado com a perda carga Δp, a qual ocorre devido à tensão de cisalhamento. Por sua vez, igualando este resultado com a mesma perda de carga dada pela equação (3.24) obtém-se:

$$\Delta p = h_L \gamma = f\rho \frac{L}{d_t}\frac{V^2}{2} = \tau_w \frac{4L}{d_t} \Rightarrow \tau_w = f\rho \frac{V^2}{8} \tag{3.44}$$

Supondo que o fluxo no tubo capilar seja laminar, então pode se usar para o fator de fricção a equação (3.30) resultando em:

$$\tau_w = \frac{8\mu V}{d_t} \tag{3.45}$$

Portanto, na presença da força f_i aparece uma tensão viscosa em sentido contrário que dividida pela área da parede do tubo resulta em uma força viscosa f_v com módulo igual a:

$$f_v = 8\pi\mu L\, V = 8\pi\mu\, L\dot{y}_t \tag{3.46}$$

sendo considerado y_t o deslocamento do líqüido no tubo na presença da pressão p_i. O deslocamento y_t causa uma mudança de volume $dV_{ol}=\pi d_t^2 y_t/4$, que por sua vez causa um

excesso de pressão que se relaciona com o módulo de elasticidade volumétrico da equação (3.40), ou seja, $p_m=\pi B d_t^2 y_t/(4V_{ol})$. Portanto, a força equivalente será dada por:

$$f_m = \frac{\pi^2 B d_t^4 y_t}{16 V_{ol}} \tag{3.47}$$

Aplicando a Lei de Newton no sentido longitudinal y_t, tem-se que a somatória das forças deve ser igual à massa m do fluido, multiplicada pela aceleração a, ou seja:

$$f_i - f_v - f_m = m \cdot a \tag{3.48}$$

$$\frac{\pi\, d_t^2}{4} p_i - 8\pi\mu L\, \dot{y}_t - \frac{\pi^2 B d_t^4}{16 V_{ol}} y_t = \frac{\pi\, d_t^2 L\rho}{4} \ddot{y}_t \tag{3.49}$$

a qual é uma equação diferencial de segunda ordem. Assim, aplicando a Transformada de Laplace, e considerando $y_t(0)=0$, tem-se que:

$$Y_t(s) = \frac{\frac{1}{L\rho}}{s^2 + \frac{32\mu}{\rho\, d_t^2} s + \frac{\pi\, B d_t^2}{4L\rho\, V_{ol}}} P_i(s) \tag{3.50}$$

Ademais, considerando um sistema de segunda ordem, $G_{yp}(s)$, dado como:

$$G_{yp}(s) = \frac{Y_t(s)}{P_i(s)} = \frac{K\omega_n^2}{s^2 + 2\xi\omega_n s + \omega_n^2} \tag{3.51}$$

Pode–se então, por comparação, definir a freqüência natural do sistema ω_n, o fator de amortecimento ξ, e o ganho K como:

$$\omega_n = \frac{d_t}{2}\sqrt{\frac{\pi\, B}{L\rho V_{ol}}} = \frac{1}{L}\sqrt{\frac{B}{\rho}} \tag{3.52}$$

$$\xi = \frac{32\mu}{d_t^3}\sqrt{\frac{LV_{ol}}{\pi\ B\rho}} = \frac{16\mu L}{d_t^2}\sqrt{\frac{1}{B\rho}} \tag{3.53}$$

$$K = \frac{4V_{ol}}{\pi\ Bd_t^2} = \frac{L}{B} \tag{3.54}$$

Logo, se for considerado o fator de correção de fluxo de massa (equação (3.39)) então o termo que contém a massa na equação (3.48) deve ser multiplicado por 4/3 resultando na seguinte função de transferência, $G_{yp}(s)$, entre o deslocamento e a pressão aplicada:

$$G_{yp}(s) = \frac{Y_t(s)}{P_i(s)} = \frac{\dfrac{3}{4L\rho}}{s^2 + \dfrac{24\mu}{\rho\ d_t^2}s + \dfrac{3\pi\ Bd_t^2}{16L\rho\ V_{ol}}} \tag{3.55}$$

o que indica novas constantes de amortecimento e freqüência natural com fatores iguais a $\sqrt{3}/2$ que multiplicam ω_n e ξ, mantendo porém o ganho K inalterado.

3.10 Análise do Modelo com Dados Reais

Para estimar os valores de fator de amortecimento e freqüência natural do sistema é preciso usar os coeficientes intrínsecos do fluido. O fluido comumente usado na sonda de pressão é o óleo silicone. Fluidos de silicone constituem na maior classe de polímeros que são produtos da química inorgânica. Consistem de uma variedade de materiais que apresentam características tais como: capacidade de trabalho em grandes faixas de temperatura; baixa variação de viscosidade em função da temperatura, estabilidade térmica, e alta compressibilidade, entre outras. Fluidos de silicone de uso geral são comercialmente produzidos com valores de viscosidade entre 0,65 cSt e $2{,}5\text{x}10^6$ cSt. A unidade cSt é conhecida como centiStokes, sendo 1 Stoke=1 cm^2/s a unidade da viscosidade cinemática ν do fluido. Para obter a viscosidade μ basta

multiplicar a cinemática pela densidade do fluido. A compressibilidade do fluido é o recíproco do valor do módulo de elasticidade volumétrico podendo ter valores para estes fluidos entre 10^{-9} e 10^{-10} m^2/N. A densidade do fluido de silicone varia entre $0{,}8x10^3$ a 10^3 Kg/m^3, sendo os mais densos os de maiores viscosidade. As dimensões físicas do sistema se resumem ao diâmetro do tubo (entre 10 μm e 100 μm) e o comprimento do tubo (entre 5 cm e 15 cm).

O primeiro cuidado que se deve ter antes de atribuir valores numéricos ao modelo é conhecer quanto o menisco deverá se deslocar quando se aplica o maior valor de pressão na extremidade do capilar. Neste caso, sabendo que se pode trabalhar com pressões de até 1,5 MPa (1,5 N/m^2), e considerando um módulo de elasticidade volumétrica igual a 10^9 N/m^2, além de um comprimento do tubo igual a 0,1 m , então a máxima excursão do menisco será dada por:

$$Y_t(s) = \frac{L}{B} P_i(s) = 1{,}5\ 10^{-4} m \tag{3.56}$$

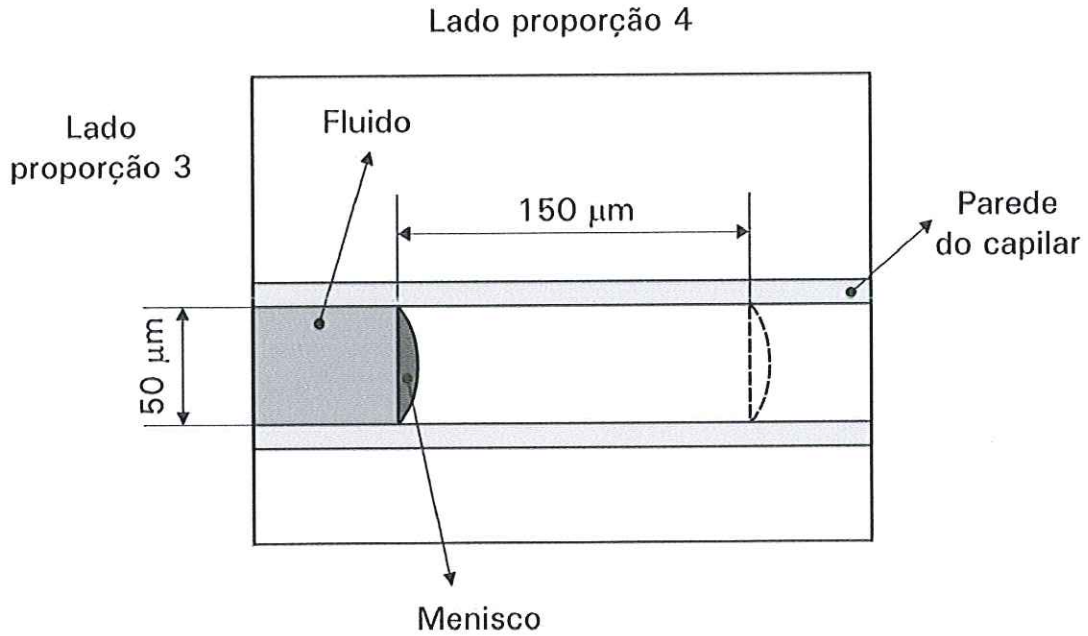


Figura 3.7 Movimento do menisco visto de uma tela 3 por 4 de vídeo quando se considera diâmetro do capilar igual a 50 μm equivalente a 1/4 do lado de proporção 3 da tela.

O segundo cuidado a ser tomado está relacionado com as dimensões do capilar. É preciso saber se o deslocamento do menisco pode ser detectado com razoável resolução por um instrumento ótico. Supondo que o capilar tem diâmetro igual a 50 μm e que este valor possa ser visualizado em uma tela de vídeo com proporções 3 por 4, conforme mostrado na Figura 3.7, ocupando 1/4 do lado de proporção 3 da tela, então o deslocamento máximo do menisco deverá corresponder a 56,25 % do lado de proporção 4 da tela, ou seja, o movimento do menisco será perfeitamente detectável. Também deve ser estimado o volume equivalente ao deslocamento máximo do menisco, que neste caso será igual a 294 picolitros, estando de acordo com o que foi apresentado no Capítulo 2.

A equação (3.53) mostra uma forte dependência do fator de amortecimento com o diâmetro do tubo, fazendo assim com que os parâmetros físicos inerentes ao fluido devam ser escolhidos de forma que a reposta dinâmica do sistema não seja excessivamente amortecida, ou oscilante. Segundo catálogo da linha Petrarch de óleos silicones fabricados pela empresa United Chemical Technologies, dos Estados Unidos da América, o óleo silicone PS035, cuja viscosidade cinemática é igual a 1 cSt, possui as seguintes características (PETRARCH, 2000):

ρ=0,9x10^3 Kg/m^3,
$\mu = \rho \times 1{,}0\ cSt = 10^{-3}\ kg/m\ s$,
$B=10^9\ N/m^2$.

Portanto, se for considerado o comprimento L=10 cm, além dos valores acima atribuídos para o fluido, e fazendo o diâmetro do tubo igual a 50 μm, 70 μm , e 100 μm, então, segundo as equações (3.52) e (3.53), multiplicadas pelo fator de correção $\sqrt{3}/2$, e equação (3.54), os valores que caracterizam a função de transferência dada pela equação (3.51) serão dados por:

$\xi = 5{,}26$, $d_t = 50$ μm,

$\xi = 2{,}68$, $d_t = 70$ μm,

$\xi = 1{,}31$, $d_t = 100$ μm,

$\omega_n = 9128{,}7\ Hz$,

$K = 10^{-10} m^3 / N$.

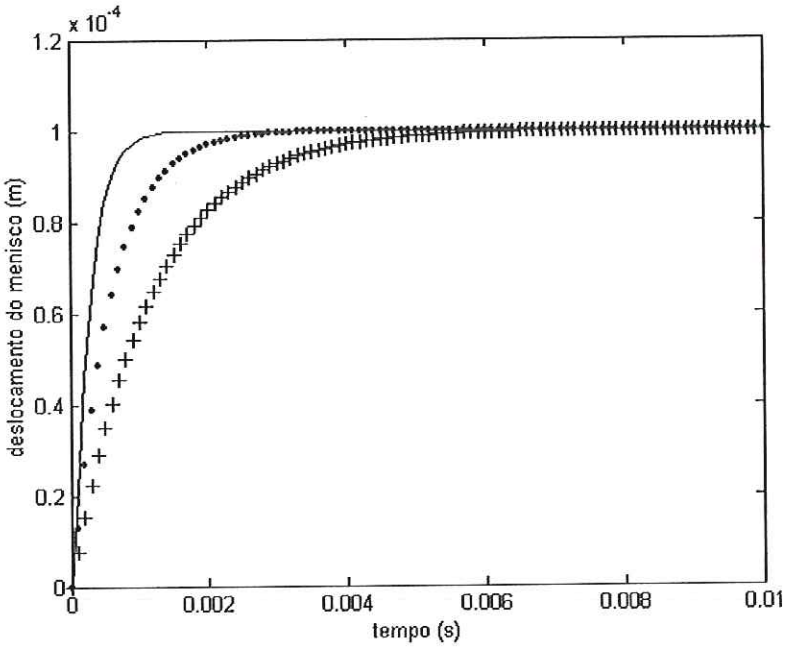


Figura 3.8. Resposta do sistema devido a degrau de pressão de 1 MPa para 3 diâmetros diferentes de tubo, e viscosidade cinemática do fluido igual a 1 cSt: (-) d_t= 50 μm; (•) d_t=70 μm; (+) d_t=100 μm.

O comportamento dinâmico do sistema pode ser observado aplicando um degrau de 1 MPa em $P_i(s)$ e verificando como o menisco se desloca segundo a posição $Y_t(s)$. Isto é mostrado na Figura 3.8 para os três valores de diâmetros escolhidos. Observa-se nesta figura que a resposta do sistema é amortecida, e que o amortecimento é maior quanto maior for o diâmetro.

Considerando o fluido com um aumento da viscosidade cinemática de 1 cSt para 2 cSt, e mantendo os mesmos valores de diâmetros, chega-se ao seguinte resultado:

$\xi = 10{,}52$, $d_t = 50$ μm

$\xi = 5{,}37$, $d_t = 70$ μm,

$\xi = 2{,}63$, $d_t = 100$ μm,

sendo que os valores da freqüência natural e do ganho permanecem inalterados.

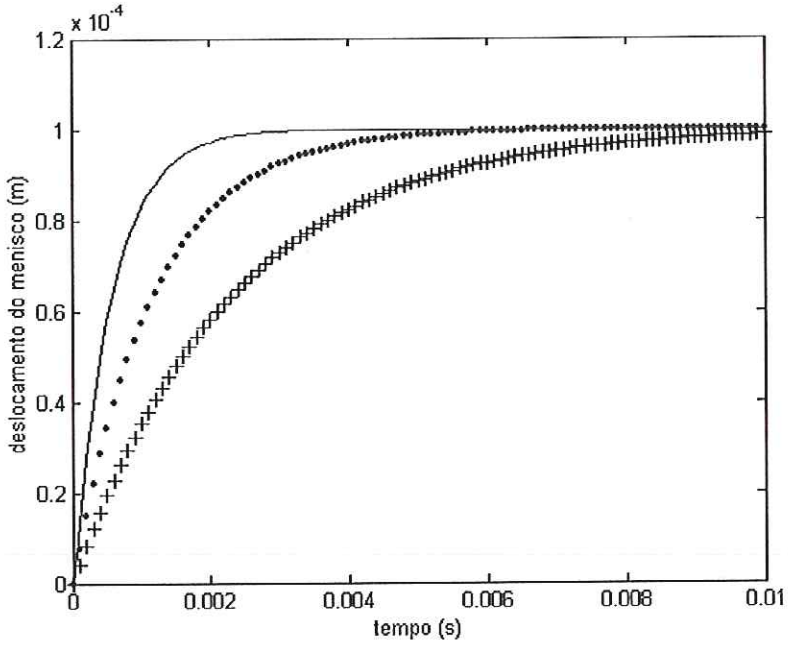


Figura 3.9. Resposta do sistema devido a degrau de pressão de 1 MPa para 3 diâmetros diferentes de tubo, e viscosidade cinemática do fluido igual a 2cSt: (-) d_t=50 μm; (•) d_t=70 μm; (+) d_t=100 μm.

Na Figura 3.9 vê-se o resultado referente ao aumento da viscosidade do óleo, indicando que o sistema fica mais amortecido com o fluido mais viscoso.

As análises e os resultados apresentados nesta seção mostram que partindo de um modelo matemático de um instrumento que utiliza fluido gasoso para medir pressão, também é possível modelar, de forma análoga, um instrumento que usa fluido líquido. Devido à grande variedade de óleos silicones encontrados no mercado, também é possível fazer com o que o sistema se comporte com uma característica dinâmica mais rápida, ou mais lenta.

Doebelin (1990) comenta que o modelo utilizado é bastante fiel para pequenas variações de pressão. Grandes variações de pressão implicariam um aumento considerável da densidade do fluido e também do módulo de elasticidade volumétrica, ou seja, durante a variação de pressão na entrada haveria uma variação nos fatores de amortecimento, freqüência natural, e ganho do sistema de segunda ordem, fazendo com que este tenha um comportamento não linear. Isto está correto, porém, ocorre principalmente no caso de fluidos gasosos, os quais apresentam alta compressibilidade e, por conseguinte, grande variação de densidade e compressibilidade. Quando se usa como fluido o óleo silicone a variação de volume, nas condições apresentadas anteriormente, para uma pressão de entrada igual a 1 MPa, resultará em 1 milésimo do volume original, ou seja, haverá uma variação na densidade do fluido bastante desprezível. Também é necessário analisar a consideração inicial da existência de uma tubulação rígida em relação ao fluido. O módulo de elasticidade volumétrica do vidro é igual a $0{,}7\text{x}10^{11}$ N/m^2, implicando uma variação volumétrica do tubo capilar de vidro, (diâmetro interno de 50 μm, e diâmetro externo de 54 μm), para uma pressão de 1 MN/m^2, de $3.27\text{x}10^{-10}$. Portanto a variação volumétrica do vidro é extremamente menor do que a do fluido de óleo silicone podendo, assim, ser desprezada.

Todo o equacionamento feito para o sistema foi baseado na suposição de que o escoamento do fluido no tubo capilar é do tipo laminar. Portanto, para validar esta hipótese, é necessário que se calcule o número de Reynolds conforme a equação (3.25) verificando se é menor que 2100. Tomando como exemplo a curva da Figura 3.8 para tubo com diâmetro de 50 μm tem-se que a velocidade média no tempo entre o repouso do menisco e a máxima excursão é dada por 0,109 mm/0,44 ms, resultando em uma velocidade média V=0,25 m/s. Quando se atribui os valores restantes do número de Reynolds (diâmetro igual a 50 μm, densidade igual a $0{,}9\text{x}10^3$ Kg/m^3, e viscosidade igual a $9\text{x}10^{-4}$ Ns/m^2) tem-se que R_e=125. Deste modo o escoamento será laminar validando a hipótese feita para a modelagem do sistema.

Uma última investigação deve ser feita a respeito do sistema modelado. Como foi visto na Seção (3.8) ao aplicar pressão na extremidade do tubo a onda longitudinal propagada despende um tempo $t_a=v_pL$. Considerando a densidade igual a $0{,}9\text{x}10^3$ Kg/m^3, e a compressibilidade do fluido igual a 10^9 N/m^2, então a velocidade de propagação será igual a 1054m/s, a qual fará com que a onda propague em um tubo de 10 cm em um tempo $t_a=9{,}49\text{x}10^{-5}$ s. Caso este tempo se mostre considerável será preciso

multiplicar a função de transferência que relaciona $Y_t(s)$ com $P_m(s)$ na equação (3.55), por um termo de atraso de tempo igual a e^{-taS}. Por sua vez, se a freqüência da pressão aplicada for da ordem de 100 Hz implicará uma onda longitudinal com comprimento de 105,4 m. Assim, para um tubo com comprimento L=0,1 m, a variação de densidade e outros parâmetros correlatos ao fluido serão desprezíveis.

3.11 Sistema em Malha Fechada

Na Seção (3.10) foi analisado e desenvolvido um modelo matemático para a sonda de pressão que resultou em uma expressão que relaciona a entrada de pressão que se quer medir, $P_i(s)$, e a quantidade de fluido que irá se deslocar pelo tubo na forma de deslocamento do menisco no capilar, ou deslocamento de $Y_t(s)$. Retornando à Figura 3.6, pode ser imaginado que ao invés de uma extremidade fixa na câmara de óleo exista uma parede na extremidade, rígida, porém com mobilidade ao longo do tubo que forma a câmara, tal qual um pistão. Quando se perfura uma célula vegetal, parte do líquido que está dentro da célula adentra o capilar diminuindo o valor da pressão interna desta, fazendo com que o menisco formado pelo fluido e o conteúdo da célula seja deslocado da posição original. Portanto, se a parede na extremidade da câmara for movimentada no sentido de contrabalançar o volume que adentrou o capilar, então será restaurada a pressão interna da célula. Após haver o balanceamento de volume, um sensor dentro da câmara efetuará a medida da pressão. Pode-se imaginar que o movimento da parede, ou êmbolo, deve ser bastante sensível, exigindo um motor com redução de velocidade, controlado externamente. Além disto, o movimento do pistão na câmara dependerá da determinação da posição do menisco no capilar.

Esta seqüência acima discutida sugere um sistema em malha fechada, conforme mostra a Figura 3.10. Nesta figura o modelo que resultou na equação (3.55) está representado pela câmara com o êmbolo e pressão interna p_m, além do tubo capilar cuja extremidade está acoplada a uma célula vegetal. A posição $Y_t(s)$ do menisco no capilar está sendo visualizada por um estereomicroscópio. A imagem do microscópio deve ser tratada de modo que se possa medir a posição do menisco (bloco de Tratamento de imagem) e acionar um controlador (bloco Controlador) que irá movimentar o conjunto motor, redutor, e eixo do êmbolo, sempre no sentido de manter o menisco na posição

original. Em algumas medidas de turgescência é possível que se atue no sistema de forma manual. Isto significa que o operador do sistema deverá olhar na objetiva do estereomicroscópio, verificar a posição do menisco e acionar a alimentação do motor tentando restaurar a posição original. A outra opção é processar eletronicamente a imagem obtida pela lupa, e obter um sinal elétrico correspondente à posição do menisco que será enviado a um controlador, que por sua vez acionará o conjunto do motor. Esta última opção é a que possibilita que o sistema seja automático e menos dependente de falhas humanas.

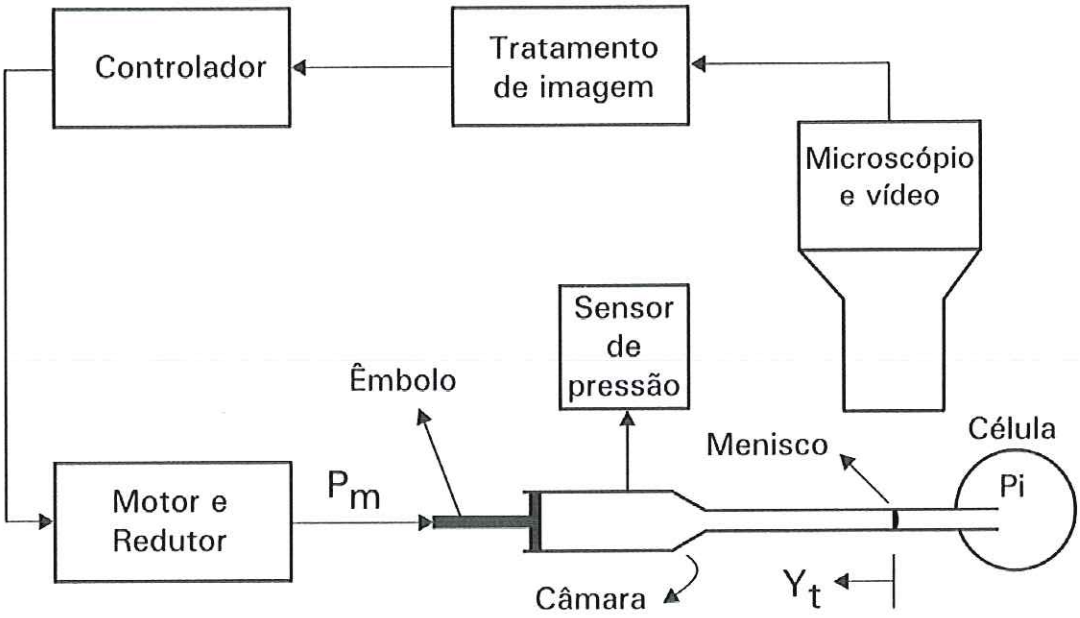


Fig.3.10. Representação da medida de pressão com a sonda em malha fechada.

Portanto, para dar continuidade à modelagem da sonda de pressão, deve-se primeiramente relacionar a pressão p_m com a força exercida na parede do êmbolo, obtendo assim o torque mínimo necessário para que o motor possa movimentar o pistão. Conforme visto na Seção (3.9), a pressão na câmara com fluido é dada por $p_m=\pi B d_t^2 y_t/(4V_{ol})$. Obtendo o valor de y_t, substituindo na equação (3.49), multiplicando na mesma equação o termo de segunda derivada pelo fator de correção 4/3, e aplicando

a transformada de Laplace na equação resultante chega-se à função de transferência que relaciona a pressão na câmara com fluido com a pressão aplicada:

$$G_{pi}(s) = \frac{P_m(s)}{P_i(s)} = \frac{1}{\frac{4}{3}\frac{L^2\rho}{B}s^2 + 32\frac{\mu L^2}{d_t^2 B}s + 1} \tag{3.57}$$

Remanejando os termos desta equação para que fique no formato da equação (3.51) obtém-se:

$$\omega_n = \frac{\sqrt{3}}{2L}\sqrt{\frac{B}{\rho}} \tag{3.58}$$

$$\xi = \frac{8\sqrt{3}\ \mu L}{d_t^2}\sqrt{\frac{1}{B\rho}} \tag{3.59}$$

$$K = 1 \tag{3.60}$$

Estes termos mostram igualdade entre as equações (3.52) e (3.53) multiplicadas pelo fator de correção, com exceção do ganho K.

É interessante observar também o comportamento da pressão $P_m(s)$ no interior da câmara quando se aplica um degrau de pressão na extremidade do capilar. A Figura 3.11 mostra o comportamento de $P_m(s)$ quando é aplicado um degrau de 1 MPa em $P_i(s)$, com os mesmo valores referentes aos usados para a resposta da Figura 3.8. Esta resposta, entretanto, não é totalmente fiel à realidade pois será necessário multiplicar a função de transferência entre $P_m(s)$ e $P_i(s)$, dada pela equação (3.57), por um atraso no tempo equivalente ao comprimento do tubo capilar e comprimento da câmara, caso este valor seja considerável. Este atraso de tempo certamente tornará a resposta mais oscilatória do que é mostrado na Figura 3.11. Como era esperado, o valor de $P_m(s)$ tende ao valor de pressão aplicado na extremidade do tubo, podendo, assim, calcular a força e conseqüentemente o torque necessário do motor para acionar o êmbolo.

Para calcular o torque mínimo do motor deve-se usar a pressão máxima aplicada no instrumento e dividir pela área do êmbolo, A_e para obter a força f_m. O valor máximo

desta força será relacionado com o torque mínimo do motor. A redução de velocidade do motor através de uma caixa de redução diminuirá sensivelmente a necessidade de um motor com torque elevado. Como a função do êmbolo é retornar o menisco na posição original, então, os deslocamentos do menisco e do êmbolo se relacionam através do volume deslocado. Isto significa que se o diâmetro d_e do êmbolo for igual ao diâmetro d_t do capilar, então o deslocamento L_e do êmbolo será máximo e igual ao deslocamento y_t quando este for máximo também. Em resumo, o modo como os deslocamentos e diâmetros se relacionam é dado por:

$$L_e d_e^2 = y_t d_t^2 \tag{3.61}$$

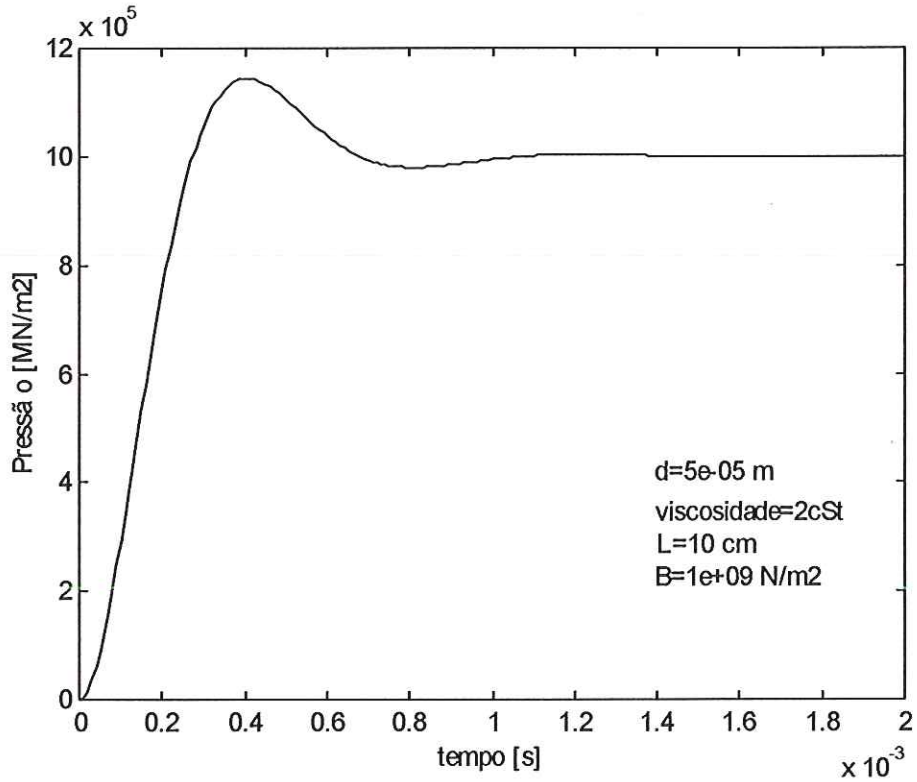


Fig. 3.11. Comportamento da pressão $P_m(t)$ quando é aplicado um degrau de 1 MPa em $P_i(s)$, segundo a equação (3.57).

Percebe-se nessa última equação que o deslocamento do êmbolo é relacionado de forma quadrática inversa ao deslocamento do menisco. Portanto, para exemplificar,

se o deslocamento do menisco com pressão máxima aplicada for igual a 0,1 mm, e o diâmetro da câmara for 10 vezes maior que o diâmetro do capilar, então o máximo deslocamento do êmbolo será igual a 0,001 mm. Portanto, esta relação entre os diâmetros fornece uma indicação clara a respeito do deslocamento linear do êmbolo. Se o valor deste deslocamento for demasiadamente baixo corre-se o risco de não se conseguir uma redução mecânica com precisão que possa movimentar o êmbolo de maneira satisfatória. Desta maneira, deve se procurar um compromisso entre máximo deslocamento do menisco e a relação entre os diâmetros da câmara e do tubo capilar.

Na Figura 3.12 vê-se o diagrama em blocos do sistema em malha fechada que pode servir como referência para projetar a sonda de pressão.

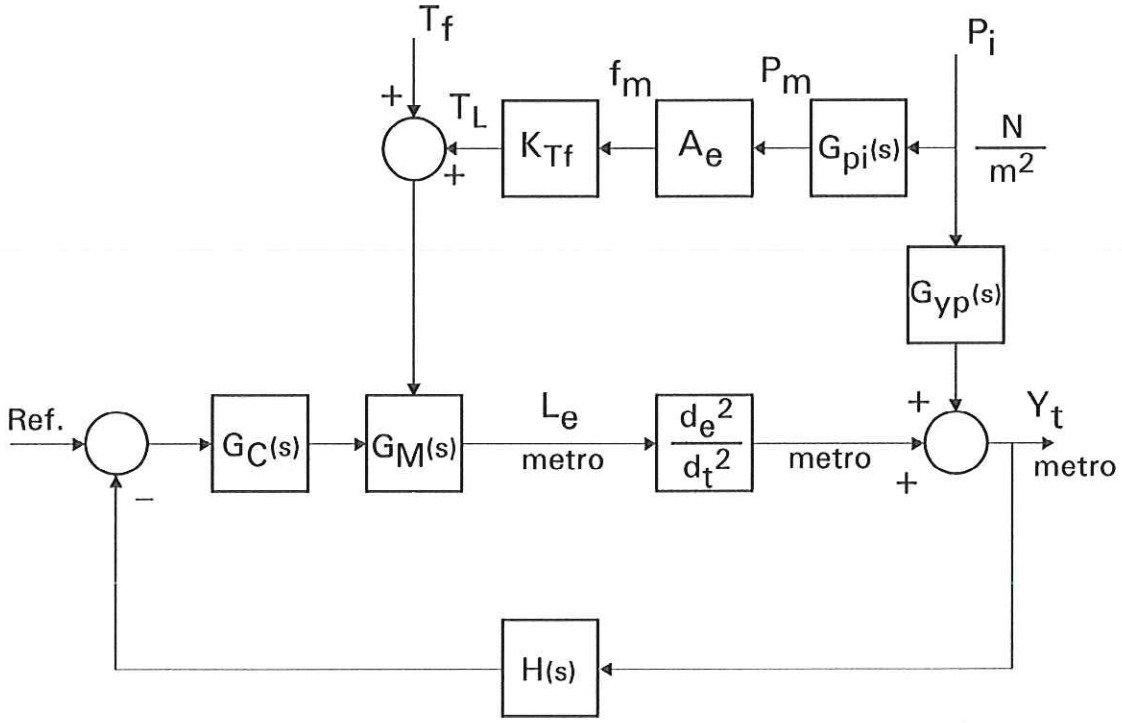


Figura 3.12. Diagrama em blocos da sonda de pressão.

Na malha principal tem-se o bloco denominado G_C, referente ao controlador do motor; o bloco G_M, referente ao motor e redutor de velocidade; e o bloco que transfere a relação entre o deslocamento do êmbolo, L_e, e o deslocamento do menisco y_t. Na malha secundária superior está a entrada de pressão que se quer medir, representada por P_i,

que neste caso se caracteriza como uma entrada de distúrbio para o sistema. Esta entrada se relaciona com o deslocamento do menisco através da equação (3.55). Do mesmo modo a entrada P_i provoca uma variação transitória na pressão da câmara, resultando em uma pressão P_m, relacionada conforme a equação (3.57). Esta pressão dividida pela área do êmbolo A_e resulta em uma força f_m a qual se relaciona com o torque de carga T_L segundo uma constante K_{TF}. O torque de carga somado ao torque de fricção T_f resulta no torque de distúrbio do motor. A realimentação negativa do sistema é dada pelo bloco H, que neste caso é o equivalente ao sistema que mede a posição do menisco. Como o sistema estará sempre na referência zero, o problema de sistemas de controle se caracteriza como o de um regulador.

4. MODELO PARA A SONDA TERMOELÁSTICA

4.1 Introdução

Neste capítulo é apresentada e discutida a nova técnica para medida de pressão intracelular de órgãos vegetais. De acordo com o que foi apresentado no Capítulo 2, Pessoa e Calbo (1997), e Calbo e Pessoa (1999) propuseram uma técnica baseada em compensação térmica para medida manual de pressão intracelular de órgãos vegetais. Seguindo esta idéia Bertucci-Neto *et al.* (1998) propuseram um sistema em malha fechada para tornar possível a automação da medida de pressão. Nos trabalhos que seguiram após esta publicação não houve um aprofundamento mais detalhado a respeito do modelo matemático referente aos fenômenos físicos que ocorrem em um tubo capilar.

A idéia central deste capítulo é aprofundar as questões relacionadas ao equacionamento feito no que concerne aos efeitos sobrepostos da pressão aplicada à extremidade do tubo capilar e da temperatura do fluido em expansão ou retração. Este aprofundamento se mostra pertinente após o desenvolvimento do modelo da sonda de pressão, o qual resultou em um sistema de segunda ordem. Assim, neste capítulo são analisadas as questões pertinentes ao modelo que dizem respeito ao comportamento térmico do sistema. Neste caso, na modelagem apresentada até então não se referiu a possíveis perdas de calor ao longo do tubo capilar, para o exterior, sobre as constantes de tempo que podem estar envolvidas, e qual o grau de importância de cada uma.

Dessa maneira, ao longo deste capítulo serão formuladas e respondidas estas questões de forma que se possam comparar os resultados existentes na literatura, mostrados no Capítulo 2, verificando se no modelo da sonda termoelástica as componentes que acarretam perdas de energia devem ser incluídas, e como se dá o comportamento dinâmico quando seus parâmetros são variados..

4.2 Transferência de Calor: Condução Térmica

Em um meio material o fluxo de calor entre dois pontos vizinhos, separados por uma distância infinitesimal dx, através de uma superfície com área A normal ao fluxo, é dado por:

$$\frac{dQ}{dt} = -\kappa A \frac{dT}{dx} \tag{4.1}$$

sendo dT/dx o gradiente de temperatura, e κ o coeficiente de condutividade térmica do meio material em J/s °C m. No caso unidimensional o balanço de energia em um elemento infinitesimal resulta em variação de energia térmica pelo tempo igual à soma do fluxo de calor que entra e do que sai do elemento. Em regime permanente a energia é constante, ou seja, a temperatura não varia e, portanto, o fluxo de calor que entra é igual ao fluxo de calor que sai. Desta forma, conclui-se que o fluxo de calor é constante. A Figura 4.1 mostra o caso de uma parede plana com largura igual a L, com transmissão de calor igual a Q.

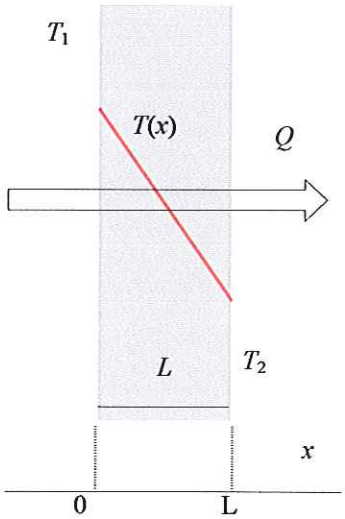


Figura 4.1. Fluxo de calor em uma parede plana.

Conforme indicado na Figura 4.1, tem-se que:

$$\frac{dQ}{dt} = -\kappa A \frac{dT}{dx} = cons\tan te \Rightarrow \frac{dT}{dx} = cons\tan te \tag{4.2}$$

Se o gradiente de temperatura é constante então significa que:

$$constante = \frac{T_1 - T_2}{L} \tag{4.3}$$

sendo T_1 e T_2 as temperaturas dos lados quente e frio da parede, respectivamente. Portanto, usando a equação (4.1) obtém-se:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\kappa A}{L}(T_2 - T_1) \tag{4.4}$$

Nesta última equação podem ser definidos os termos de resistência térmica, R_T, e do coeficiente de transferência de calor global, U, como sendo:

$$R_T = \frac{L}{\kappa A} \tag{4.5}$$

$$U = \frac{\kappa}{L} \tag{4.6}$$

Portanto, a temperatura em função de x tem um comportamento linear dado por:

$$T(x) = T_2 - \frac{(T_2 - T_1)}{L} x \tag{4.7}$$

A Figura 4.2 mostra o caso da existência de um fluxo de calor em uma parede cilíndrica, com espessura igual a e, raios interno r_i, e externo r_e, e comprimento igual a L.

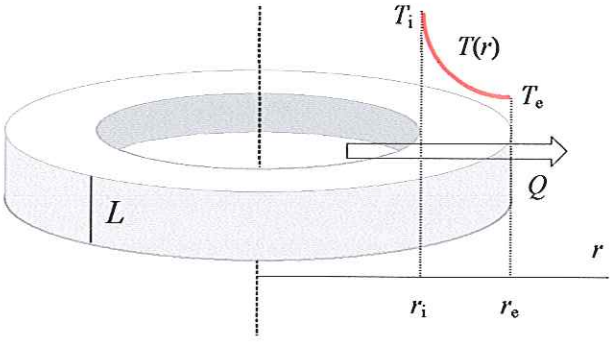


Figura 4.2. Fluxo de calor em parede cilíndrica.

Conforme mostrado na Figura 4.2, tem-se que:

$$\frac{dQ}{dt} = -\kappa(2\pi rL) = constante \Rightarrow \frac{dT}{dr} = constante/r \tag{4.8}$$

Assim, seguindo o raciocínio usado para parede plana, obtém-se o fluxo de calor como:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2\pi\kappa L}{\ln(r_e/r_i)}(T_i - T_e) \tag{4.9}$$

sendo T_i a temperatura do lado interno do cilindro, e T_e a temperatura do lado externo do cilindro. Da mesma forma podem ser identificados os termos de resistência térmica e coeficiente de transferência de calor global como sendo:

$$R_T = \frac{\ln(r_e/r_i)}{2\pi L\kappa} = \frac{r_i \ln(r_e/r_i)}{A_i\kappa} = \frac{r_e \ln(r_e/r_i)}{A_e\kappa} \tag{4.10}$$

$$U_i = \frac{\kappa}{r_i \ln(r_e/r_i)} \tag{4.11}$$

$$U_e = \frac{\kappa}{r_e \ln(r_e/r_i)} \tag{4.12}$$

sendo $A_i=2\pi\ r_iL$, e $A_e=2\pi\ r_eL$. Observa-se pelas equações (4.11) e (4.12) que U depende do raio interno, ou externo.

4.3 Transferência de Calor: Convecção

A convecção é um fenômeno que ocorre quando há transferência de calor de um lugar para outro através do deslocamento de material. Se o deslocamento ocorrer de forma natural, ou seja, existem diferenças na densidade do fluido causadas por diferenças de temperatura, chama-se de convecção natural. Quando há uma força externa impelindo o fluido, então, chama-se de convecção forçada. Na Figura 4.3 há uma representação de uma superfície com temperatura T_s fazendo fronteira a um fluido de condutividade κ_f.

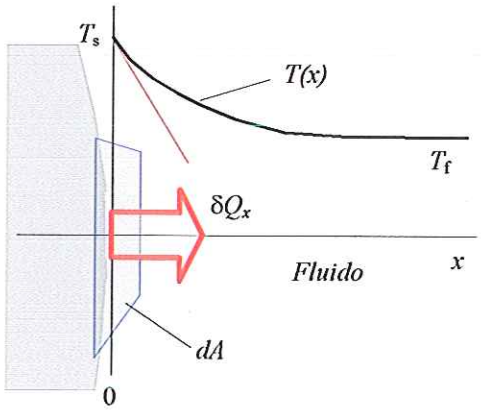


Figura 4.3. Representação da transmissão de calor por convecção.

O fluxo de calor entre um elemento de superfície normal, calculado na superfície, mostrada na figura acima, na posição x=0, é dado por:

$$\left.\frac{dQ}{dt}\right|_{x=0} = -\kappa_f\left(\left.\frac{dT}{dx}\right|_{x=0}\right) \tag{4.13}$$

A dificuldade em calcular esta expressão está na determinação do perfil de temperatura $T_f(x)$ do fluido ao longo da normal à superfície no ponto considerado, para conseqüente cálculo do gradiente de temperatura dT/dx em $x=0$. Como será visto mais à frente existem vários resultados empíricos que resultaram na determinação do coeficiente de convecção h_c, definido por:

$$h_c = \frac{-\kappa_f \left(\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} \right)}{\left(T_s - T_f \right)} \tag{4.14}$$

O valor de h_c depende da geometria da superfície em contato com o fluido, da aceleração da gravidade g (m/s^2), e de características do fluido tais como: da densidade ρ_f (kg/m^3) , da viscosidade μ_f (kg/m.s), da condutividade térmica κ_f (W/m.°C), do calor específico c_f (J/kg.°C), da velocidade V_f (m/s), do coeficiente de expansão térmica β (1/°K), e da viscosidade cinemática ν (m^2/s) .

No caso de uma superfície com área igual a A, onde a diferença de temperatura é dada por ΔT , com fluido com coeficiente de convecção igual a h, então a taxa de transmissão de calor por convecção é dada por:

$$\frac{dQ}{dt} = hA\Delta T \tag{4.15}$$

de modo que é definida a resistência térmica de convecção R_{conv} como sendo:

$$R_{conv} = \frac{1}{h\,A} \tag{4.16}$$

e o coeficiente de transferência de calor global, U, igual a:

$$U = h \tag{4.17}$$

Existem números adimensionais que são usados para a determinação do coeficiente de convecção baseados nos parâmetros do fluido. É interessante observar

que a transferência de calor por convecção se dá na região denominada camada limite térmica, ou seja, o gradiente de temperatura do fluido só existe nessa região. Desta maneira foram definidos empiricamente os seguintes números adimensionais:

Número de Prandtl (P_R): relaciona as espessuras relativas entre as camadas limite hidrodinâmica e térmica. Este número adimensional é dado por:

$$P_R = \frac{\mu_f c_f}{\kappa_f} \tag{4.18}$$

Número de Grashof (G_R): representa a relação entre as forças de empuxo que ocorrem na convecção natural e as forças viscosas na camada limite de escoamento do fluido. Este número adimensional é dado por:

$$G_R = \frac{g\beta L_c^3 (T_s - T_f)}{\nu_f^2} \tag{4.19}$$

Número de Nusselt (N_u): é uma relação entre o gradiente de temperatura no fluido imediatamente em contato com a superfície e o gradiente de temperatura de referência, ou seja, $(T_s - T_f)/L_c$, sendo L_c, neste caso, um parâmetro de dimensão com unidade em metro, que depende da geometria da superfície em contato com fluido. Este número adimensional é dado por:

$$N_U = \frac{h_c L_c}{\kappa_f} \tag{4.20}$$

Número de Rayleigh (R_A): é um número adimensional dado pela multiplicação entre os números de Grashof e Prandtl, resultando em:

$$R_A = G_R P_R = \frac{g\beta L_c^3 (T_s - T_f)}{\nu_f \alpha_f} \tag{4.21}$$

sendo $\alpha_f = \kappa_f / (\rho_f . c_f)$ a difusividade térmica do fluido em m^2/s.

Existem várias relações empíricas visando ao cálculo do coeficiente de convecção e desta forma optou-se por citá-los conforme o desenvolvimento do modelo da sonda termoelástica nas seções seguintes.

4.4 Condução em Regime Transiente: Método da Capacitância Global

Um problema simples e corriqueiro de condução de calor transiente envolve um sólido que experimenta uma mudança repentina no seu ambiente térmico. Um sólido que esteja a uma temperatura T_S e que é imerso em um líquido com temperatura T_F, de maneira que $T_S > T_F$, experimentará um decréscimo de temperatura ao longo do tempo t. Esta redução de temperatura é devida à transferência de calor por convecção na interface sólido-líquido. A hipótese da capacitância global é que a temperatura no interior do sólido é uniforme no espaço, em qualquer instante de tempo durante o processo transiente. Esta hipótese implica dizer que os gradientes de temperatura no interior do sólido são desprezíveis. Ao desprezar os gradientes de temperatura no interior do sólido não se pode mais analisar o problema do ponto de vista da equação de calor e um modo alternativo para resolver este problema é aplicar um balanço global de energia no sólido, que relaciona a taxa de perda de calor pela superfície do sólido, à taxa de variação de sua energia interna. Ou seja, se forem consideradas a energia que entra, E_E, menos a energia que sai, E_S, como sendo a energia armazenada, E_{AC}, tem-se que a taxa de variação será dada por (INCROPERA e DEWITT, 1996):

$$\frac{dE_E}{dt} - \frac{dE_S}{dt} = \frac{dE_{AC}}{dt} \tag{4.22}$$

ou

$$0 - hA_{\sup}(T_S - T_F) = \rho c V \frac{dT_S}{dt} \tag{4.23}$$

sendo: A_{sup} a área superficial, ρ a densidade, V o volume, e c a capacidade calorífica, todos parâmetros do sólido. Se for definida a variável de diferença $\theta = T_S - T_F$, então a equação (4.23) resulta em:

$$\frac{\rho V c}{h A_{\sup}} \frac{d\theta}{dt} = -\theta \tag{4.24}$$

Separando as variáveis e integrando na condição inicial t=0 e $T_S(0)=T_{Si}$, com $\theta_i=T_{Si}-T_F$, obtém-se:

$$\frac{\rho c V}{h A_{\sup}} \ln\left(\frac{\theta_i}{\theta}\right) = t \tag{4.25}$$

ou

$$\frac{\theta}{\theta_i} = \frac{T_S - T_F}{T_{Si} - T_F} = \exp\left[-\left(\frac{h A_{\sup}}{\rho c V}\right) t\right] \tag{4.26}$$

Esta última equação pode ser usada para determinar o tempo necessário que o sólido leva para atingir uma determinada temperatura, ou para calcular o valor da temperatura do sólido num determinado instante igual a t. De forma análoga a um circuito Resistor-Capacitor, observa-se pela equação (4.26) que o termo $\rho c V$ é equivalente a um capacitor térmico na resposta temporal do sistema.

Para verificar a validade do método da capacitância global é necessário calcular um número adimensional chamado de número de Biot, que dá a relação entre as resistências térmicas condutiva e convectiva. Se esse valor adimensional for muito menor do que a unidade significa que será razoável supor que a distribuição de temperaturas no sólido é uniforme, ou seja, os gradientes de temperatura devido à convecção são dominantes. Se, por outro lado, o valor desse adimensional se apresentar com valores moderados a elevados então significa que os gradientes de temperatura no sólido devem ser levados em consideração, ou seja, o equacionamento do sistema começa a perder a característica de parâmetro concentrado. O número de Biot é dado por:

$$B_I = \frac{h\left(V/A_{\sup}\right)}{\kappa} \tag{4.27}$$

sendo: V o volume do sólido, A_{sup} a área superficial sólido, h o coeficiente de convecção do fluido e κ o coeficiente de condução térmica do sólido. Se $B_I < 0,1$ então a condição de capacitância global está razoavelmente satisfeita.

4.5 Transferência de Calor: Radiação Térmica

Enquanto a transferência de calor por condução, ou por convecção, exige a presença de um gradiente de temperatura em alguma forma de matéria, a transferência de calor por radiação térmica não exige a presença de um meio material. O termo radiação refere-se à emissão contínua de energia da superfície de todos os corpos. É chamada de energia radiante e tem a forma de ondas eletromagnéticas. Essas ondas se propagam na velocidade da luz e são transmitidas através do vácuo, ou de meios gasosos. Quando atingem um corpo que não lhes é transparente essas ondas são absorvidas. A energia radiante E emitida por uma superfície por unidade de tempo e de área depende da natureza e da temperatura do corpo sendo dada pela expressão conhecida como Lei de Stefan-Boltzmann, ou seja:

$$E = \varepsilon \sigma T^4 \tag{4.28}$$

sendo ε uma grandeza adimensional chamada de emissividade da superfície, σ a constante de Boltzmann igual a $5,6699 \times 10^{-8}$ ($Wm^{-2}K^{-4}$), e T a temperatura da superfície em graus Kelvin. No caso de um corpo negro tem-se ε=1 e o cálculo da transferência de calor por radiação entre corpos negros é relativamente fácil, desde que toda energia radiante que atinge a superfície é absorvida. Quando corpos não negros estão envolvidos a situação é mais complexa porque parte da energia não é absorvida e sim refletida. Assim dependendo da forma geométrica e da disposição em que se encontram os sólidos é necessário que se calcule a transferência de calor de maneira específica.

Uma geometria já estudada e de interesse para este trabalho é a de dois cilindros concêntricos. A troca de calor dq/dt entre as superfícies externa do menor cilindro em diâmetro (índice 1) com a superfície interna do maior cilindro em diâmetro (índice 2) é dada por (HOLMAN, 1981):

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\sigma A_1 \left(T_1^4 - T_2^4\right)}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)} \tag{4.29}$$

sendo dq/dt dado em Watt, ε_1 e ε_2 as emissividades adimensionais, T_1 e T_2 as temperaturas da superfície em Kelvin, e A_1 e A_2 as áreas respectivas a cada cilindro considerado.

4.6 Modelo Matemático de um Termômetro de Vidro com Fluido Líquido

Esta seção é baseada no desenvolvimento feito por Doebelin (1990, p.105), o qual foi posteriormente citado por Bertucci-Neto *et al.* (1998) como ponto de partida para a modelagem da sonda termoelástica. Foi considerado um termômetro de bulbo, imerso em um fluido com temperatura $T_i(t)$. O deslocamento y_o dado pelo menisco formado no fluido do termômetro no capilar foi considerado como:

$$y_o = \frac{K_{ex} V_b}{A_c} T_{if} \tag{4.30}$$

sendo definidos:

y_o, o deslocamento a partir da marca de referência (m)

T_{if}, temperatura do fluido no bulbo (°C)

K_{ex}, coeficiente de expansão diferencial do fluido do termômetro e do vidro do bulbo (m^3/m^3 °C)

V_b, volume do bulbo (m^3)

A_c, área seccional do tubo capilar (m^2)

Fazendo o balanço energético do sistema (energia que entra menos energia que sai é igual à energia armazenada) obtém-se a seguinte relação diferencial:

$$UA_b\left(T_i - T_{tf}\right) dt = V_b \rho C \, dT_{tf} \tag{4.31}$$

sendo definidos:

U, coeficiente de transferência global de calor pela parede do bulbo (W/m^2 °C)

A_b, área da transferência de calor da parede do bulbo (m^2)

ρ, densidade de massa do fluido do termômetro (kg/m^3)

C, calor específico do fluido do termômetro (J/kg °C)

A equação (4.2) envolve as seguintes suposições:

(i) As películas de fluido em cada lado da parede do bulbo são resistência pura à transferência de calor, ou seja, não armazenam calor. Esta suposição é razoável se a capacidade de armazenamento (massa vezes calor específico) da parede do bulbo e dos filmes de fluido é pequena se comparada com $C\rho V_b$ do bulbo.

(ii) O coeficiente de transferência global de calor U é constante. Na verdade, a condutividade dos filmes, e da parede do bulbo, variam com a temperatura, mas esta variação pode ser desprezada em faixas estreitas de temperatura.

(iii) A área A_b é constante. Neste caso são desprezadas as variações de expansão e contração da parede do bulbo.

(iv) Não há perda de calor por condução do bulbo do termômetro para o capilar. Isto pode ser considerado se o diâmetro do tubo capilar for pequeno e se o material for mau condutor de calor.

(v) A massa de fluido no bulbo é constante. Novamente, se o diâmetro do tubo capilar for pequeno isto pode ser considerado também.

(vi) O calor específico C é constante. Pode ser considerado se as variações de temperatura a serem medidas forem pequenas.

Essa lista de considerações provê uma apreciação das discrepâncias entre um modelo matemático e um sistema real que ele representa. Muitas destas considerações poderiam ser relaxadas para se obter um modelo mais preciso, mas com aumento na complexidade matemática do sistema.

A equação (4.31) pode ser escrita como:

$$V_b \rho C \frac{dT_{tf}}{dt} + UA_b T_{tf} = UA_b T_i \tag{4.32}$$

Usando a equação (4.30) na última equação tem-se que:

$$\frac{\rho C A_c}{K_{ex}} \frac{dx_o}{dt} + \frac{UA_b A_c}{K_{ex} V_b} x_o = UA_b T_i \tag{4.33}$$

Esta última equação é de primeira ordem e podem ser imediatamente reconhecidos os termos de ganho como sendo:

$$K = \frac{K_{ex} V_b}{A_c} \quad [\text{m/°C}] \tag{4.34}$$

além da constante de tempo:

$$\tau = \frac{\rho C V_b}{UA_b} \quad [\text{s}] \tag{4.35}$$

É interessante observar na última equação que para se reduzir a constante de tempo do termômetro deve ser reduzido o produto do numerador, ou aumentado o produto do denominador. Entretanto, ρ e C são propriedades do fluido que preenche o termômetro e não podem ser variados independentemente, e sim apenas o produto entre os dois. O volume do bulbo, V_b, também pode ser diminuído, mas isto acarretaria reduzir a área de transferência de calor do bulbo, A_b, o que também poderia trazer implicações para a suposição (i). Reduzir V_b também pode implicar variar a sensibilidade estática do instrumento, representada por K. E finalmente, o fato da constante de tempo depender de U significa que o termômetro usado em um certo fluido sob certas condições de transferência de calor possui uma certa constante de tempo específica para estas mesmas condições.

4.7 Modelo Matemático da Sonda Termoelástica

Conforme o que foi mencionado no Capítulo 2, Bertucci-Neto *et al.* (1998) descreveram um modelo para a sonda termoelástica baseado no funcionamento de um termômetro de vidro. Esta modelagem apresenta simplificações de modo a evitar uma maior complexidade matemática. Entretanto, vários aspectos referentes à transmissão de calor não foram levados em consideração. Será necessário, deste modo, avaliar em que grau será afetado o comportamento do instrumento quando se pratica tais simplificações. Para fazer esta avaliação está se partindo de uma condição experimental de funcionamento da sonda, ou seja, o que será descrito nesta seção é baseado no instrumento desenvolvido em bancada, de modo a revestir a modelagem com uma característica prática.

A sonda termoelástica é um tubo capilar de vidro, preenchido com óleo, inserido em um tubo cilíndrico de aço inoxidável que age como uma resistência elétrica. A conexão elétrica do tubo de aço, conforme descrito por Pessoa (1999) com um fio de aço soldado ao longo do tubo de aço, de forma que ao ser alimentado por uma fonte de corrente contínua dissipa calor e aquece o tubo em toda sua extensão. A parede externa do tubo de aço é revestida com uma camada fina de pasta térmica e um tubo de material polimérico termorretrátil envolve o tubo de aço. Este é o procedimento para aquecer o capilar e consequentemente o óleo. O resfriamento do tubo capilar é obtido através do contato de água fresca inserida em um recipiente de cobre com parede de 2mm. O recipiente possui vedação térmica com isopor. Na chapa superior do recipiente foi instalado o tubo cilíndrico de aço, com uma chapa de cobre para cobri-lo. Para evitar formação de espaços com ar e melhorar a distribuição e dissipação de temperatura foi usada uma fina camada de pasta térmica ao longo do tubo de aço. Na Figura 4.4 vê-se uma representação do sistema térmico.

A abordagem inicial é considerar o sistema térmico como uma seqüência de resistências e capacitâncias térmicas interligadas, obviamente condicionado ao número de Biot<0,1. As expressões referentes a cada resistência são dadas pela equação (4.10), no caso de condução térmica, ou pela equação (4.16), no caso de convecção. Desta maneira, tem-se que a resistência térmica devido ao óleo no capilar é dada por:

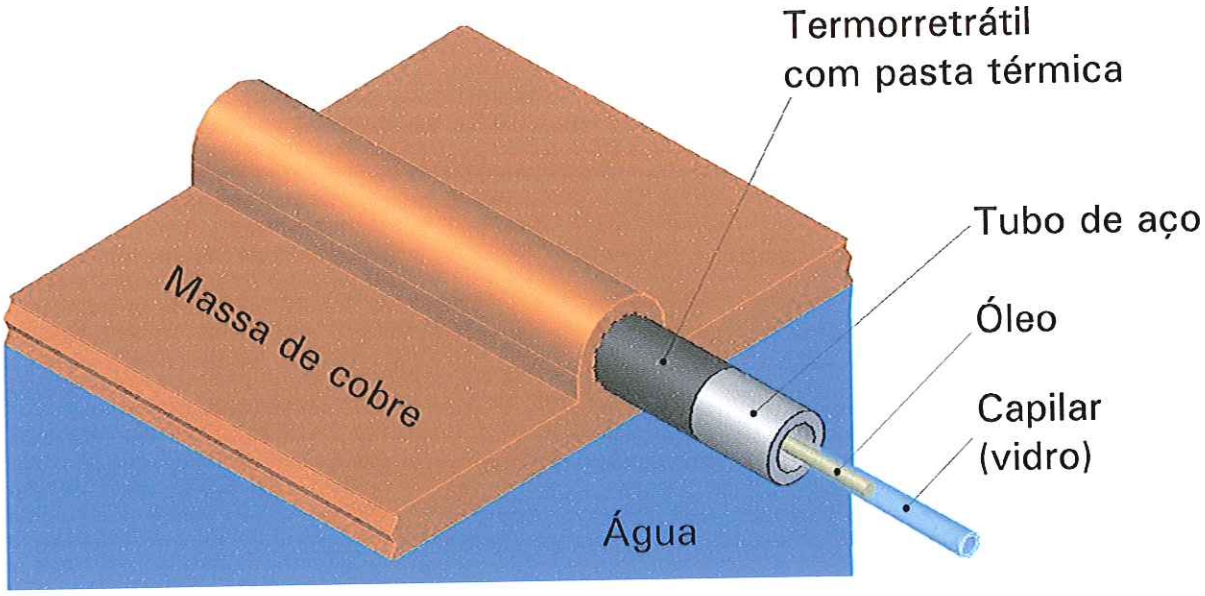


Figura 4.4. Representação das camadas de materiais que envolvem o tubo capilar com óleo, e respectivas resistências térmicas com o tipo de transmissão de calor.

$$R_{OL} = \frac{1}{h_{ol} 2\pi r_{ol} L} \tag{4.36}$$

sendo h_{ol} o coeficiente de convecção do óleo, e r_{ol} o raio interno do tubo de vidro. A resistência térmica do tubo de vidro é dada por:

$$R_{VI} = \frac{\ln(r_{vi}/r_{ol})}{2\pi \kappa_{vi} L} \tag{4.37}$$

sendo r_{vi} o raio externo do tubo de vidro, e κ_{vi} a condutância térmica do vidro. A resistência térmica da camada de ar resulta em:

$$R_{AR} = \frac{\ln(r_{ar}/r_{vi})}{2\pi\ h_{ar} L} \tag{4.38}$$

sendo h_{ar} o coeficiente de convecção do ar, e r_{ar} o raio interno do tubo de aço. A resistência térmica do tubo de aço é dada por:

$$R_{AC} = \frac{\ln(r_{ac}/r_{ar})}{2\pi\kappa_{ac}L} \tag{4.39}$$

sendo κ_{ar} o coeficiente de condução térmica do aço, e r_{ac} o raio externo do tubo de aço. A resistência térmica da primeira camada de pasta térmica é expressa como:

$$R_{P1} = \frac{\ln(r_{p1}/r_{ac})}{2\pi\kappa_{pt}L} \tag{4.40}$$

sendo κ_{pt} o coeficiente de condução térmica da pasta térmica, e r_{p1} o raio interno do tubo termorretrátil. A resistência térmica do tubo termorretrátil é dada por:

$$R_{TR} = \frac{\ln(r_{tr}/r_{p1})}{2\pi\kappa_{tr}L} \tag{4.41}$$

sendo κ_{tr} o coeficiente de condução térmica do tubo termorretrátil, e r_{tr} o raio externo do tubo termorretrátil. A resistência térmica da segunda camada de pasta térmica é dada por:

$$R_{P2} = \frac{\ln(r_{p2}/r_{tr})}{2\pi\kappa_{pt}L} \tag{4.42}$$

sendo r_{p2} o raio interno da cavidade cilíndrica na placa de cobre. A massa de cobre que é usada para manter um meio com superfície isotérmica é equivalente a uma geometria estudada (HOLMAN, 1981, p.68), ou seja, equivale a um cilindro (neste caso o cilindro de aço com o termorretrátil) de raio r_{p2} e comprimento L. Neste caso, a resistência térmica condutiva devido à massa de cobre é expressa como:

$$R_{CU} = \frac{1}{2\pi\kappa_{cu}L} \tag{4.43}$$

sendo κ_{cu} o coeficiente de condução térmica do cobre. Finalmente, a resistência térmica da água que envolve a tubulação é calculada como:

$$R_{AG} = \frac{1}{h_{ag} A_{cu}} \tag{4.44}$$

sendo h_{ag} o coeficiente de convecção da água, e A_{cu} a área da chapa de cobre em contato com a água.

Tendo identificado as resistências térmicas do sistema, a próxima etapa é verificar quais interfaces tendem a se comportar como uma capacitância térmica. Portanto, devem ser examinados os termos de densidade, capacidade calorífica, e volume ($\rho c V$), de cada material. Na Figura 4.5 vê-se o circuito térmico considerado para análise.

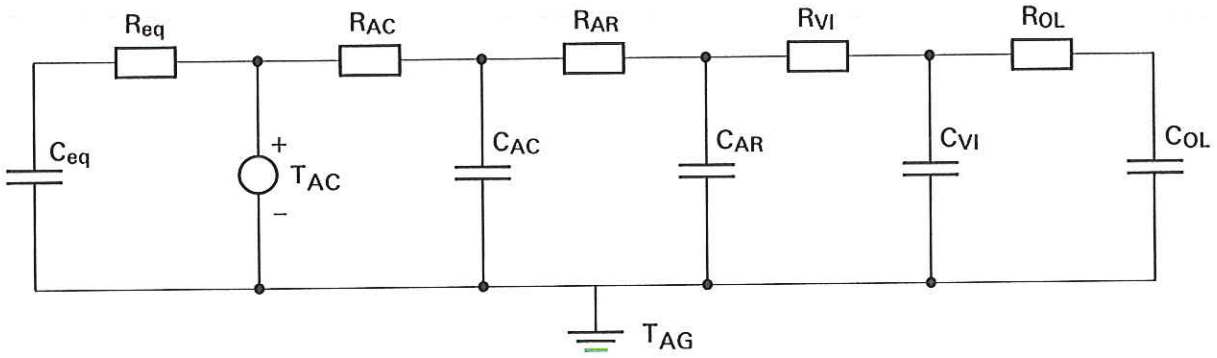


Figura 4.5. Circuito térmico equivalente.

A fonte que garante a temperatura no sistema é T_{AC}, ou seja, a variação de temperatura no tubo de aço. Esta fonte alimenta, por um lado, quatro circuitos resistência/capacitância térmicas, devidos aos elementos aço (R_{AC}, C_{AC}), ar (R_{AR}, C_{AR}), vidro (R_{VI}, C_{VI}), e óleo (R_{OL}, C_{OL}), respectivamente. A variação de temperatura que se tem interesse é a do óleo, indicada por T_{OL}. Ao mesmo tempo em que a fonte aquece o

óleo, também aquece a massa de água e cobre, ou seja, por outro lado a fonte alimenta uma capacitância e uma resistência térmicas equivalentes, C_{eq} e R_{eq} respectivamente, a uma série de circuitos compostos pelas camadas de pasta térmica, termorretrátil, massa de cobre e massa de água. A idéia é garantir uma capacitância térmica grande o suficiente para que sirva de descarga para a temperatura armazenada pelo conjunto aço, ar, vidro e óleo, no caso de T_{AC}=0 °C. Todo o circuito térmico é referenciado na temperatura da água, indicado na figura por T_{AG}.

Uma das maneiras de equacionar o circuito térmico mostrado na Figura 4.5 é através de uma expressão que dê a representação dos estados do sistema, de tal forma que a saída seja a temperatura no óleo, T_{OL}, em função da entrada T_{AC}. Seguindo o que foi descrito por Bélanger (1995, p.54), pode ser usado, neste caso, a abordagem do teorema da superposição em circuitos elétricos. A Figura 4.6 mostra a abordagem de superposição no circuito.

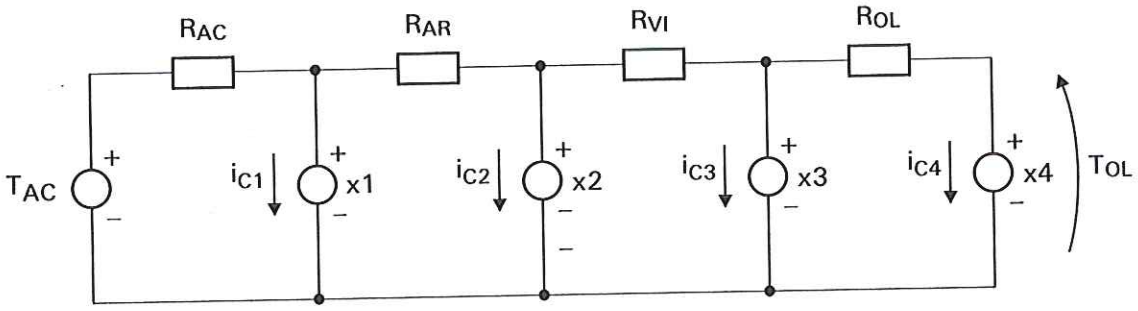


Figura 4.6. Usando o Teorema da Superposição para equacionar o circuito.

Cada capacitância é substituída por uma fonte de temperatura, de modo que a variação de temperatura em C_{AC} é considerada como o estado x_1 do sistema, sendo respectivamente considerados os estados x_2 (variação em C_{AR}), x_3 (variação em C_{VI}), e x_4 (variação em C_{OL}). Na Figura 4.6 vê-se que foram arbitrados os sentido das correntes em cada capacitor/fonte, indicadas por i_{c1}, i_{c2}, i_{c3}, e i_{c4}. Assim, acionando apenas uma fonte de cada vez, e considerando as outras em curto-circuito calcula-se a contribuição de cada fonte para cada corrente. As correntes são calculadas como:

$$i_{c1} = -\frac{R_{AC} + R_{AR}}{R_{AC}R_{AR}} x_1 + \frac{1}{R_{AR}} x_2 + \frac{1}{R_{AC}} T_{AC} \tag{4.45}$$

$$i_{c2} = \frac{1}{R_{AR}} x_1 - \frac{R_{AR} + R_{VI}}{R_{AR}R_{VI}} x_2 + \frac{1}{R_{VI}} x_3 \tag{4.46}$$

$$i_{c3} = \frac{1}{R_{VI}} x_2 - \frac{R_{VI} + R_{OL}}{R_{VI}R_{OL}} x_3 + \frac{1}{R_{OL}} x_4 \tag{4.47}$$

$$i_{c4} = \frac{1}{R_{OL}} x_3 - \frac{1}{R_{OL}} x_4 \tag{4.48}$$

Como a corrente em i_{Ci} (i=1,2,3,4) em cada capacitor é dada por $C_i\, dV_i/dt$, tem-se que as equações de estado que regem o sistema mostrado na Figura 4.6 são dadas por:

$$\dot{x}_1 = -\frac{R_{AC} + R_{AR}}{R_{AC}R_{AR}C_{AC}} x_1 + \frac{1}{R_{AR}C_{AC}} x_2 + \frac{1}{R_{AC}C_{AC}} T_{AC} \tag{4.49}$$

$$\dot{x}_2 = \frac{1}{R_{AR}C_{AR}} x_1 - \frac{R_{AR} + R_{VI}}{R_{AR}R_{VI}C_{AR}} x_2 + \frac{1}{R_{VI}C_{AR}} x_3 \tag{4.50}$$

$$\dot{x}_3 = \frac{1}{R_{VI}C_{VI}} x_2 - \frac{R_{VI} + R_{OL}}{R_{VI}R_{OL}C_{VI}} x_3 + \frac{1}{R_{OL}C_{VI}} x_4 \tag{4.51}$$

$$\dot{x}_4 = \frac{1}{R_{OL}C_{OL}} x_3 - \frac{1}{R_{OL}C_{OL}} x_4 \tag{4.52}$$

Para calcular os valores de cada coeficiente das equações acima é necessário calcular cada resistência e capacitância, térmicas. Na Tabela 4.1 são listados os valores de cada componente do sistema, obtendo-se na última coluna o valor de cada capacitância térmica. Foi considerado neste caso um capilar de vidro com comprimento igual a 0,20 m, diâmetro interno igual a 240 μm, e externo igual a 360 μm. Os valores de cada parâmetro usado para cálculo foram obtidos em tabelas de livro texto (INCROPERA e DEWITT, 1996).

Tabela 4.1. Cálculo da capacitância térmica de cada componente do sistema e valores tabelados de cada propriedade física.

	Óleo	Tubo de vidro	Ar	Tubo de aço	Pasta térmica 1	Termor-retrátil	Pasta térmica 2	Massa de cobre	Massa de água
Condutividade térmica, κ, [W/mK]	0,1	1,4	$26,3 \times 10^{-3}$	14,9	2,8	0,3	2,8	401	0,613
Calor específico, c, [J/KgK]	2000	750	1007	477	359	498	359	385	4179
Densidade, ρ, [Kg/m^3]	900	2500	1,16	7900	2570	675	2570	8933	997
Comprimento, L, [m]	0,20	0,20	0,2	0,20	0,20	0,20	0,20	0,20	0,20
Diâmetro interno, [m]	N/A	240×10^{-6}	360×10^{-6}	$9,5 \times 10^{-4}$	$1,50 \times 10^{-3}$	$1,90 \times 10^{-3}$	$2,30 \times 10^{-3}$	N/A	N/A
Diâmetro externo, [m]	240×10^{-6}	360×10^{-6}	$9,5 \times 10^{-4}$	$1,50 \times 10^{-3}$	$1,90 \times 10^{-3}$	$2,30 \times 10^{-3}$	$2,70 \times 10^{-3}$	N/A	N/A
Espessura, [m]	N/A	60×10^{-6}	$2,95 \times 10^{-4}$	$2,75 \times 10^{-4}$	2×10^{-4}	2×10^{-4}	2×10^{-4}	4×10^{-3}	N/A
Altura, [m]	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	0,16	0,16
Largura [m]	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	0,15	0,15
Volume, V, [m^3]	$9,0 \times 10^{-9}$	$1,31 \times 10^{-8}$	$1,21 \times 10^{-7}$	$2,12 \times 10^{-7}$	$2,14 \times 10^{-7}$	$2,64 \times 10^{-7}$	$3,14 \times 10^{-7}$	7.05×10^{-4}	4.8×10^{-3}
Capacitância térmica, C, [J/K], ($\rho c V$)	$C_{OL=}$ $16,3 \times 10^{-3}$	$C_{VI=}$ $2,12 \times 10^{-3}$	$C_{AR=}$ $1,97 \times 10^{-4}$	$C_{AC=}$ 0,80	0,20	$8,87 \times 10^{-2}$	0,29	2424	20×10^{3}

(N/A: não se aplica)

Observa-se na Tabela 4.1 que as capacitâncias térmicas das massas de água e de cobre são bastante superiores às demais capacitâncias, ou seja, quando a fonte de energia for desligada, a temperatura do óleo deverá se equilibrar com a temperatura da água. Também é interessante notar que se for levado em conta o equacionamento da resultante C_{eq}, e R_{eq} , mostrados na Figura 4.5, não haverá mudanças na temperatura do óleo quando a fonte de calor for acionada. Isto significa que se forem considerados como estados do sistema, a temperatura da água, ou do cobre, por exemplo, estes estados não serão observáveis na saída T_{OL}. Assim, quando se aquece o tubo de aço, aquece-se lentamente o conjunto massa de água e de cobre, enquanto que o óleo no capilar é rapidamente aquecido.

Ainda faltam os cálculos das resistências térmicas, que se dividem entre as que possuem coeficiente de convecção e as que têm coeficiente de condução térmica.

Usando as equações (4.37), (4.39), (4.40), (4.41), (4.42), e (4.43), tem-se que as resistências térmicas devido à condução resultam em:

$$R_{VI} = \frac{\ln(r_{vi}/r_{ol})}{2\pi\kappa_{vi}L} = \frac{\ln(360\times10^{-6}/240\times10^{-6})}{2\pi\times1{,}4\times0{,}2} = 0{,}23 \ \text{K/W} \tag{4.53}$$

$$R_{AC} = \frac{\ln(r_{ac}/r_{ar})}{2\pi\kappa_{ac}L} = \frac{\ln(1{,}5\times10^{-3}/0{,}95\times10^{-3})}{2\pi\times14{,}9\times0{,}2} = 24{,}40\times10^{-3} \ \text{K/W} \tag{4.54}$$

$$R_{P1} = \frac{\ln(r_{p1}/r_{ac})}{2\pi\kappa_{pt}L} = \frac{\ln(1{,}9\times10^{-3}/1{,}5\times10^{-3})}{2\pi\times2{,}8\times0{,}2} = 67{,}20\times10^{-3} \ \text{K/W} \tag{4.55}$$

$$R_{TR} = \frac{\ln(r_{tr}/r_{p1})}{2\pi\kappa_{tr}L} = \frac{\ln(2{,}3\times10^{-3}/1{,}9\times10^{-3})}{2\pi\times0{,}3\times0{,}2} = 0{,}51 \ \text{K/W} \tag{4.56}$$

$$R_{P2} = \frac{\ln(r_{p2}/r_{tr})}{2\pi\kappa_{pt}L} = \frac{\ln(2{,}7\times10^{-3}/2{,}3\times10^{-4})}{2\pi\times2{,}8\times0{,}2} = 45{,}60\times10^{-3} \ \text{K/W} \tag{4.57}$$

$$R_{CU} = \frac{1}{2\pi\kappa_{cu}L} = \frac{1}{2\pi\times401\times0{,}2} = 1{,}98\times10^{-3} \ \text{K/W} \tag{4.58}$$

Por sua vez, para calcular as resistências térmicas relacionadas à convecção é necessário calcular previamente o valor de cada respectivo coeficiente de convecção, ou seja, os coeficientes de convecção relacionados à água, ar, e ao óleo.

Cálculo do coeficiente de convecção da água, h_{ag}, e de R_{AG}

A geometria do sistema no qual está confinada a massa de água é equivalente a uma placa superior aquecida e uma paca inferior mantida a uma temperatura menor. A parte em menor densidade do fluido está acima e a parte em maior densidade está abaixo na cuba. Desta forma não ocorrem correntes convectivas e a transferência de calor existe apenas por condução, com número de Nusselt igual a 1,0 (HOLMAN, 1980, p.288), ou seja, considerando L_c=0,15 m (largura da cuba) na equação (4.20), e a condutividade térmica da água igual a 0,613 W/m.K, tem-se que:

$$h_{ag} = \frac{1{,}0 \times 0{,}613}{0{,}15} = 4{,}09 \ \ W/m^2K \tag{4.59}$$

A área de cobre em contato com a água é calculada como sendo:

A_{cu} = (0.15x 0.16)x 2+(0.15x 0.20)x 2+(0.16x 0.20)x 2 = 0,17 m^2

Assim. Usando a equação (4.44) tem-se que:

$$R_{AG} = 1{,}42 \ \ K/W \tag{4.60}$$

Cálculo do coeficiente de convecção do ar, h_{ar}, e de R_{AR}

A porção de ar se encontra entre dois cilindros horizontais longos e concêntricos. Neste caso ocorre apenas convecção natural, ou livre, sendo estudado por Raythby e Hollands (1975, 1985), que propuseram as seguintes expressões para cálculo da condutividade térmica efetiva κ_{ef} que é o valor que o fluido estacionário deveria ter para transferir a mesma quantidade de calor que o fluido em movimento, ou seja:

$$\frac{\kappa_{ef}}{\kappa_f} = 0{,}386\left(\frac{P_R}{0{,}861 + P_R}\right)^{1/4}\left(R_A^*\right)^{1/4} \tag{4.61}$$

sendo:

$$R_A^* = \frac{[ln(D_e / D_i)]^4}{L^3\left(D_i^{-3/5} + D_e^{-3/5}\right)^5} R_A \tag{4.62}$$

A equação (4.47) é usada aproximadamente para um número de Rayleigh modificado para a geometria entre $10^2 < R_A^* < 10^7$. Se $R_A^*<100$, então aproxima-se o valor da condutividade efetiva para $\kappa_{ef} = \kappa_f$. A distância radial entre os tubos cilíndricos concêntricos é igual à diferença entre D_e e D_i, os diâmetros externo e interno dos tubos, respectivamente, com Pr igual ao número de Prandtl para o ar. Usando a equação (4.21), considerando a diferença de temperatura entre a superfície e o fluido igual a 10K, β=1/300 K^{-1}, ν_f= 15,89 10^{-6} m^2/s, α_f= 22,5 10^{-6} m^2/s, g=10 m/s^2, tem-se:

$$R_A = \frac{10 \times \left(1/300\right)\left(9{,}5 \times 10^{-4} - 360 \times 10^{-6}\right)^3 (10)}{15{,}89 \times 22{,}5 \times 10^{-12}} = \frac{6{,}846 \times 10^{-11}}{3{,}58 \times 10^{-10}} = 0{,}19 < 100 \tag{4.63}$$

Portanto, $h_{ar} = \kappa_{ef} = \kappa_f$=26,3 10^{-3} W/m.K , resultando, segundo a equação (4.38), em:

$$R_{AR} = \frac{\ln\left(r_{ar}/r_{vi}\right)}{2\pi h_{ar} L} = \frac{\ln\left(0{,}95 \times 10^{-3}/360 \times 10^{-6}\right)}{2\pi \times 26{,}3 \times 10^{-3} \times 0{,}2} = \frac{0{,}970}{0.033} = 29{,}41 \ \ K/W \tag{4.64}$$

<u>Cálculo do coeficiente de convecção do óleo, h_{ol}, e de R_{OL}</u>

Quando um fluido entra em um tubo com uma temperatura uniforme $T(r,x)$ (função do raio r do tubo e da distância x da entrada do tubo) menor do que a temperatura da superfície do tubo, ocorrem transferência de calor por convecção do tubo para o fluido e o desenvolvimento de uma camada limite térmica. Se a condição na superfície do tubo for mantida constante, ou pela imposição de uma temperatura superficial T_{sup} constante, ou pela imposição de um fluxo térmico ϕ_{sup} (W/m^3) constante, termina-se por atingir uma condição térmica plenamente desenvolvida. Para ambas as condições superficiais, a diferença entre a temperatura no fluido e a temperatura na entrada do tubo aumenta na medida que x também aumenta. Para fluidos com número

de Prandtl elevado, tais como óleos, a camada limite hidrodinâmica se desenvolve muito mais rapidamente do que a camada limite térmica, de forma que se pode admitir um perfil de velocidade completamente desenvolvido ao longo do tubo. Um fluxo térmico constante existiria se a parede do tubo fosse aquecida eletricamente, ou se fosse irradiada com calor externo. Uma temperatura constante existiria se houvesse uma mudança de fase em um fluido na superfície externa, por exemplo. Em ambos os casos existe um resultado analítico para escoamento interno plenamente estabelecido em tubulação, conforme Incropera (1996, p.239), que indica que o número de Nusselt é constante nestas condições, ou seja, é igual a:

$$N_U = 4{,}36 \ , \ \phi_{sup}=constante \tag{4.65}$$

ou,

$$N_U = 3{,}66 \ , \ T_{sup}=constante \tag{4.66}$$

Entretanto, a abordagem que se deseja dar ao modelo é de capacitância térmica concentrada, ou seja, supõe-se que os gradientes de temperatura no tubo capilar são praticamente nulos em relação ao efeito da convecção térmica interna, devido ao óleo, e externa, devido ao ar que rodeia o tubo de vidro. Desta maneira a opção é usar a equação (4.66) para o cálculo do coeficiente de convecção térmica do óleo. Desta maneira, considerando que o escoamento de óleo no tubo capilar é plenamente desenvolvido e laminar, e usando a equação (4.20), com diâmetro interno do tubo igual a 240×10^{-6} m, e o coeficiente de condutância térmica do óleo, κ_{ol}=0,1 W/m.K, tem-se que:

$$h_{ol} = 1525 \text{ W/m.K} \tag{4.67}$$

Portanto, segundo a equação (4.36), considerando o diâmetro interno e o comprimento do tubo capilar, tem-se que a resistência térmica devido ao óleo resulta em:

$$R_{OL} = \frac{1}{h_{ol} 2\pi r_{ol} L} = \frac{1}{1525 \times 2 \times \pi \times 120 \times 10^{-6} \times 0{,}2} = 4{,}35 \text{ K/W} \tag{4.68}$$

No intuito de verificar se a hipótese de capacitância térmica concentrada é válida é necessário que se avalie o número de Biot em cada interface sólido-fluido e verificar se é menor do que um décimo. No caso da interface óleo e vidro tem-se que:

$$B_I = \frac{h_{oleo}(r_{ol}/2)}{\kappa_{vi}} = \frac{1525 \times (60 \times 10^{-6})}{1,4} = 0,065 < 0,1 \tag{4.69}$$

A interface vidro e ar possui o seguinte número de Biot:

$$B_I = \frac{h_{ar}(V_{ar}/A_{vi})}{\kappa_{vi}} = \frac{26,3 \times 10^{-3} \times 5,35 \times 10^{-4}}{1,4} = 1,01 \times 10^{-5} < 0,1 \tag{4.70}$$

Já a interface ar e tubo de aço tem como número de Biot:

$$B_I = \frac{h_{ar}(V_{ar}/A_{aço})}{\kappa_{ac}} = \frac{26,3 \times 10^{-3} \times 2,03 \times 10^{-4}}{14,9} = 3,58 \times 10^{-7} < 0,1 \tag{4.71}$$

E finalmente, a interface água e cobre possui o seguinte número de Biot:

$$B_I = \frac{h_{ag}(V_{cu}/A_{cu})}{\kappa_{cu}} = \frac{4,09 \times 7,05 \times 10^{-4}}{0,17 \times 401} = 4,22 \times 10^{-5} \tag{4.72}$$

Assim, todas as interfaces com fluido possuem número de Biot abaixo de um décimo, significando que pode ser usada a abordagem de capacitância térmica concentrada para equacionar o sistema.

Substituindo os valores de cada resistência e capacitância térmicas correspondentes nas equações (4.49) a (4.52), chega-se ao seguinte sistema de equações:

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \dot{x}_3 \\ \dot{x}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -51,437 & 0,043 & 0 & 0 \\ 172,317 & -2,216 \times 10^4 & 2,199 \times 10^4 & 0 \\ 0 & 204,612 & -215,456 & 10,844 \\ 0 & 0 & 14,1204 & -14,1204 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 51,394 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} T_{AC} \tag{4.73}$$

Considerando a saída como o estado x_4, referente à temperatura do óleo, T_{OL}, tem-se:

$$y = x_4 \tag{4.74}$$

Por meio das equações (4.49) a (4.52) é possível simular a resposta devida, por exemplo, a um degrau unitário de temperatura aplicado no tubo de aço.

A Figura 4.7 mostra, na Curva 1, a reposta a degrau unitário de temperatura do sistema com capilar de vidro com 360 μm de raio externo, espessura de 60 μm, e comprimento igual a 0,20 m.

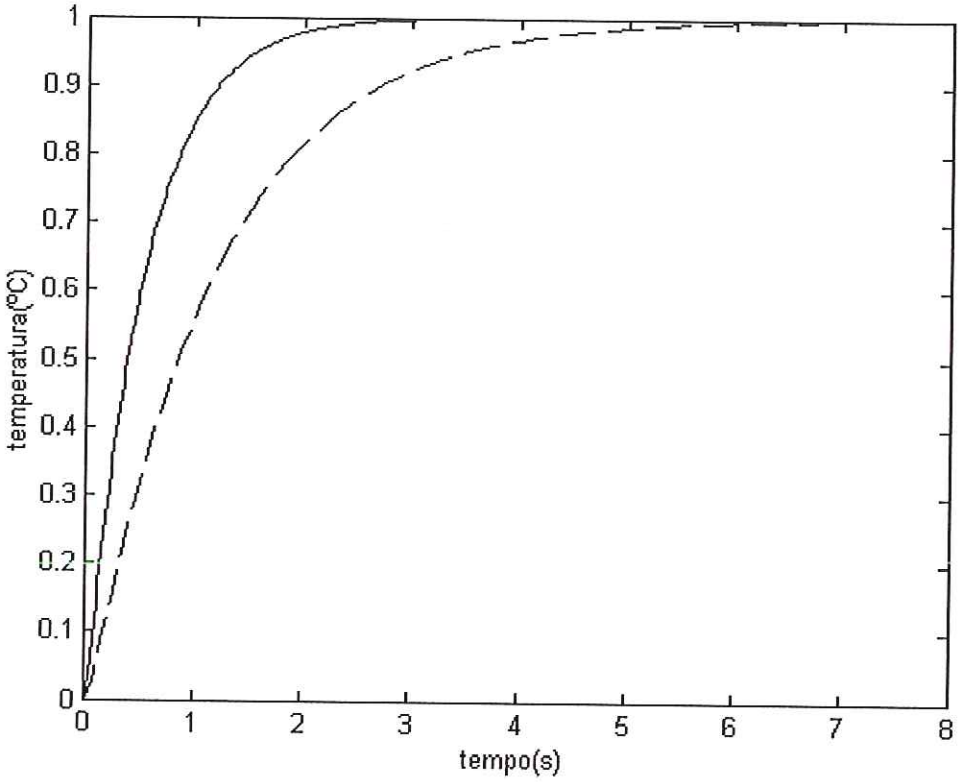


Figura 4.7. Resposta degrau de 1°C em T_{AC}. Linha tracejada: resposta referente às equações (4.73) e (4.74). Linha contínua: resposta devido à redução pela metade do raio interno do capilar.

Neste caso foram aplicados os resultados obtidos nas equações (4.73) e (4.74). Como era de se esperar, com um diâmetro menor no capilar tem-se uma massa menor para aquecer e, portanto, uma reposta mais rápida. Na curva com linha tracejada o tempo de subida (10 % a 90 %) é igual a 2,53 s, enquanto que na curva contínua o tempo de subida diminui para 1,12 s.

É também importante saber sobre o comportamento do sistema quando se varia a espessura do tubo capilar de vidro. Na Figura 4.8 tem-se a comparação entre a resposta a degrau de 1 °C no sistema dado pelas equações (4.73) e (4.74) (mostrada em linha tracejada), e a resposta de 1 °C (curva com linha sólida) quando se reduz espessura do vidro para 30 μm. Neste caso, o tempo de subida foi reduzido para 1,79 s.

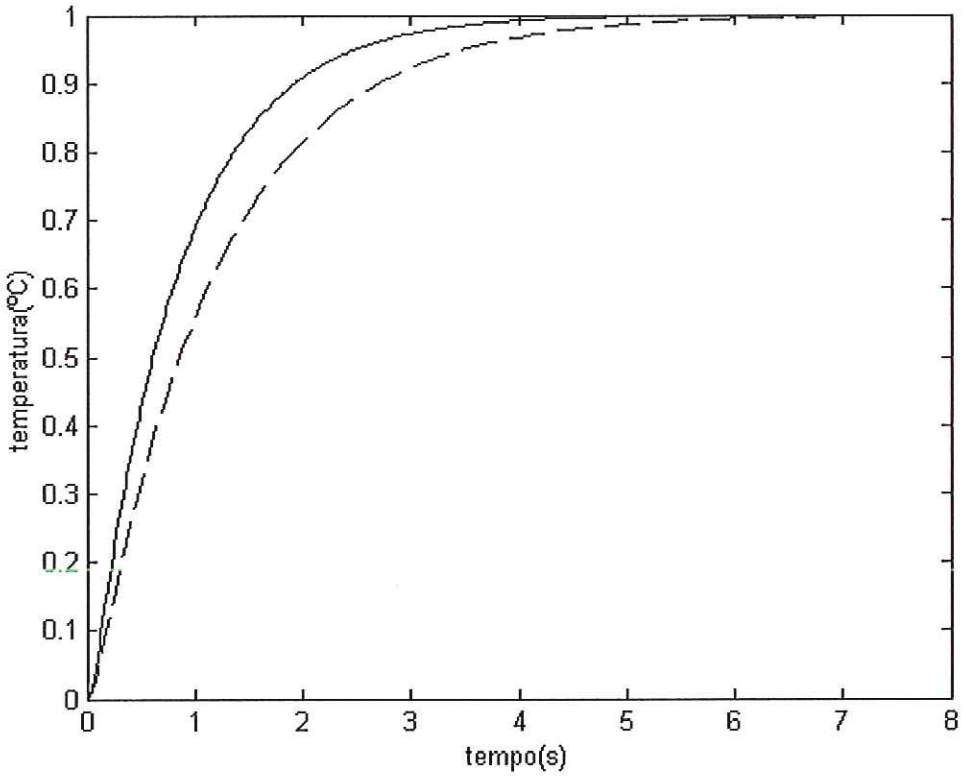


Figura 4.8. Resposta degrau de 1°C em T_{AC}. Linha tracejada: resposta referente às equações (4.73) e (4.74). Linha contínua: resposta devido à redução pela metade da espessura do tubo capilar de vidro.

Por sua vez, variando o comprimento do tubo capilar não se observa qualquer mudança na resposta temporal do sistema. Isto faz sentido para o modelo desenvolvido, pois foi considerado que as partes integrantes do sistema são modeladas com parâmetros concentrados. Na verdade, quando se diminui o comprimento do capilar, por exemplo, não se estará diminuindo também o comprimento do tubo de aço. Portanto, parte da energia que se usa para aquecer o tubo de aço não será usada para aquecer o óleo.

O equacionamento do sistema permite avaliar a resposta térmica segundo as dimensões físicas de cada componente. Conforme discutido no Capítulo 2, como era de se esperar de um sistema térmico, a resposta temporal é geralmente amortecida, apresentando um tempo de atraso, devido à inércia térmica. Portanto, o sistema representado pelas equações (4.73) e (4.74) pode ser aproximado por um sistema de primeira ordem com atraso no tempo, ou:

$$G(s) = \frac{0{,}82}{s + 0{,}82} e^{-0{,}05s} \tag{4.75}$$

Esta comparação é importante para confirmar o equacionamento proposto inicialmente por Bertucci-Neto *et al.* (1998), que simplesmente mediram o tempo de resposta da sonda termolástica e aproximaram o sistema para um de primeira ordem, sem levar em conta o efeito de atraso de transporte.

Na Figura 4.9 observa-se a resposta a degrau unitário de temperatura do sistema representado pelas equações (4.73) e (4.74), representada em linha tracejada, comparada com a resposta obtida através da equação (4.75), representada em linha contínua. Observa-se na figura que o tempo de atraso incluído no sistema de primeira ordem melhora a aproximação entre as respostas. Portanto a hipótese proposta inicialmente foi razoável no sentido de sistematizar o problema. Certamente, a inclusão do tempo de atraso melhora a descrição do sistema, o que pode ser útil para a automação da sonda termoelástica. Entretanto, a modelagem desenvolvida neste capítulo preenche a lacuna que ficou no que diz respeito à participação de cada componente físico na montagem do sistema.

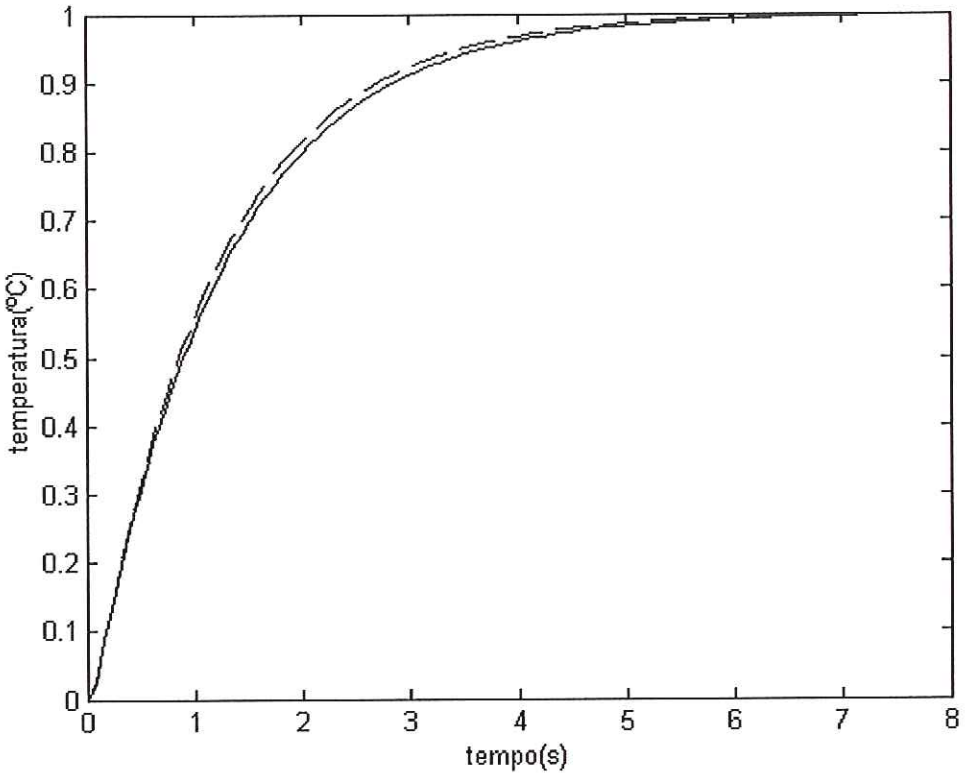


Figura 4.9. Comparação entre o sistema original, dado pelas equações (4.73) e (4.74) (linha tracejada fina), e um sistema de primeira ordem, $G(s)$, obtido pela equação (4.75) (linha sólida).

Outro aspecto importante a ser verificado refere-se à componente da radiação térmica no sistema. Neste caso, é óbvio que a transmissão de calor por radiação que deve ser avaliada é a existente da parede interna do tubo de aço para a parede externa do tubo de vidro, pois este espaço anular é preenchido com ar. Considerando o raio interno do tubo de aço igual a 0,95 mm, o raio externo do tubo de vidro igual a 360 μm, o comprimento dos tubos igual a 0,20 m, a emissividade do vidro igual a 0,82, e a emissividade do aço igual a 0,17, além da constante de Boltzmann, substituindo na equação (4.29), com temperatura do vidro igual a 25°C (298K), e temperatura do aço igual a 35°C (308 K), obtém-se o seguinte valor de taxa de transferência de calor por radiação:

$$\frac{dq}{dt} = 4{,}7 \times 10^{-3} W \tag{4.76}$$

A porção de ar se encontra entre dois cilindros horizontais longos e concêntricos. Neste caso ocorre apenas convecção natural, ou livre. Uma expressão que calcula aproximadamente a distribuição de potência ao longo do tubo de vidro, por unidade de comprimento, é dada por (BEJAN, 1993, p. 377):

$$\frac{dq}{dt} \cong \frac{2.425\kappa\Delta T}{[1+(D_i/D_e)^{3/5}]^{5/4}}\left(\frac{\Pr R_{ADi}}{0.861+\Pr}\right)^{1/4} \tag{4.77}$$

sendo D_i e D_e os diâmetros interno e externo dos tubos, respectivamente, Pr o número de Prandtl para o ar, R_{ADi} o número de Rayleigh referente ao diâmetro externo do tubo de vidro, κ a constante de condutividade térmica do ar , e ΔT a variação de temperatura entre os dois tubos concêntricos. A equação (4.77) é válida quando a seguinte relação é satisfeita:

$$D_e R_{ADe}^{-1/4} > D_e - D_i \tag{4.78}$$

sendo R_{ADe} o número de Raleygh referente ao diâmetro interno do tubo de aço.

Usando a equação (4.21), e considerando a diferença de temperatura entre a superfície e o fluido igual a 10K, β=1/300 K^{-1}, ν_f= 15,89x10^{-6} m^2/s, α_f= 22,5x10^{-6} m^2/s, g=10 m/s^2, e L_c= D_i=360 μm, tem-se que o número de Rayleigh para o diâmetro externo do tubo de vidro é igual a:

$$R_{ADi} = \frac{10 \times \left(\frac{1}{300}\right)\left(3{,}6 \times 10^{-4}\right)^3 (10)}{15{,}89 \times 22{,}5 \times 10^{-12}} = 0{,}0435 \tag{4.79}$$

Por sua vez, o número de Rayleigh para o diâmetro interno do tubo de aço é igual a:

$$R_{ADe} = \frac{10 \times \left(\frac{1}{300}\right)\left(9{,}5 \times 10^{-4}\right)^3 (10)}{15{,}89 \times 22{,}5 \times 10^{-12}} = 0{,}7994 \tag{4.80}$$

Biblioteca

Portanto, calculando a equação (4.78), tem-se que:

$$0{,}95\times10^{-3}\times0{,}7994^{-1/4} > (0{,}95-0{,}36)\times10^{-3} \Rightarrow 10^{-3} > 5{,}9\times10^{-4} \qquad (4.81)$$

ou seja, a equação (4.77) pode ser utilizada. Considerando o número de Prandtl=0,7 (ar), e a condutividade térmica do ar como a da Tabela 4.1, tem-se pela equação (4.77) que:

$$q' \cong \frac{2.425\times26{,}3\times10^{-3}\times10}{[1+(0{,}36/0{,}95)^{3/5}]^{5/4}}\left(\frac{0{,}7\times0{,}0435}{0.861+0{,}7}\right)^{1/4} = 0{,}1369\ W/_{metro} \qquad (4.82)$$

O comprimento dos tubos é igual a 0,20m, implicando uma transferência de calor igual a 0,0274 watt.

Portanto, a potência entregue pela radiação é cerca de 5,8 vezes menor do que a potência entregue pelo tubo de aço aquecido na mesma faixa (multiplicar o resultado da equação (4.82, pelo comprimento do tubo, 0,20 m). Se a variação de temperatura for menor, da ordem de 1 ºK, então a taxa de transferência de calor por radiação será igual a 0,44 mW, aproximadamente 58 vezes menor do que a potência devido ao aquecimento do tubo. Isto significa que se ocorrerem variações de temperatura superiores a 10 ºK entre o tubo de aço e o tubo capilar de vidro, então a radiação emitida passa a ter uma participação relativa nos resultados, devendo assim ser incluída no modelo do sistema.

5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO

5.1 Introdução

Neste capítulo são descritos os procedimentos experimentais referentes à sonda termoelástica. O ponto de partida para os experimentos foi o da detecção do menisco formado pela coluna de óleo no capilar. Inicialmente foi considerado para a automação da sonda termoelástica o diagrama indicado na Figura 5.1.

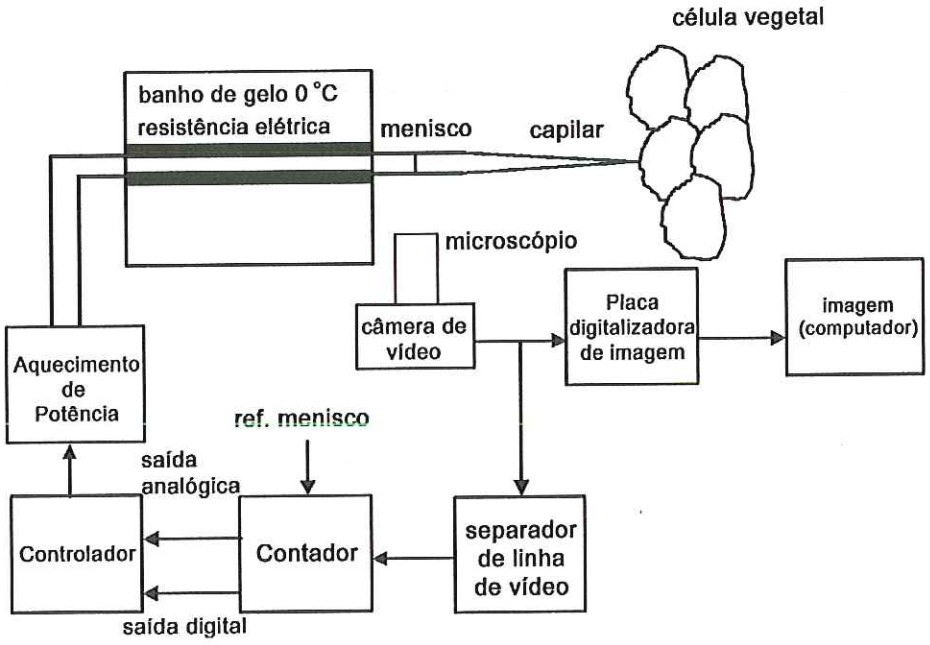


Figura 5.1. Diagrama em blocos do experimento inicial com detecção da posição do menisco através da informação obtida de uma linha de vídeo.

Vê-se no diagrama da Figura 5.1 a ponta do capilar perfurando uma célula vegetal, e o menisco formado pela interface óleo e seiva da célula, ou água, sendo acompanhado visualmente pelo microscópio. O microscópio possui saídas óticas tanto para câmara de vídeo, como para máquina fotográfica.

A primeira idéia que se teve foi obter um arranjo linear de fotodiodos e instalar na projeção ótica de uma máquina fotográfica acoplada ao microscópio. Desta forma, a posição do menisco seria digitalizada sem a necessidade de amostrar a imagem por vídeo. Em seguida, um circuito de lógica digital apontaria o valor relativo da posição do menisco, sendo posteriormente enviado a um conversor D/A (digital/analógico). Um controlador analógico seria negativamente alimentado com este sinal para controlar a potência de aquecimento do capilar. Esta é uma das maneiras que despendem menor tempo de amostragem de sinal, dependendo apenas do tempo de varredura do arranjo linear de fotodiodos e do tempo de conversão D/A. A idéia foi temporariamente abandonada devido à dificuldade em obter esses sensores óticos.

Posteriormente, com a obtenção de uma câmara de vídeo, desenvolveu-se um método para a detecção do menisco através do sinal de uma linha de vídeo selecionada previamente. Apesar deste método ter a vantagem de ser de baixo custo, o excesso de ruído na informação analógica contida na linha de vídeo causava algumas vezes duplicidade na resposta da posição. Desta forma foi investigada a possibilidade de adquirir e processar a imagem de vídeo. O fator limitante neste caso é o tempo de aquisição e processamento de imagem, conforme descrito no Capítulo 2, não podendo despender um tempo acima de 80 ms, pois poderia invalidar o sistema de controle causando instabilidade, ou piorando o desempenho da medida.

O passo seguinte foi adquirir uma placa digitalizadora de imagens e uma placa de I/O, ambas da *National Instruments*, além dos ambientes de desenvolvimento de programação visual, *LabView 6i*, e *IMAQ-Vision*. A vantagem destes ambientes de programação é diminuir o tempo gasto com programação, sendo disponibilizadas pelo fabricante várias sub-rotinas de captura e processamento de imagens e aquisição de dados.

Assim, foi usada essa nova configuração para caracterizar e controlar o a posição do menisco no capilar, visando à validação da hipótese proposta nesta tese sobre o modelo e também sobre a viabilidade de automatizar o instrumento.

Foi desenvolvida uma rotina de programa para detecção da posição do menisco nesta nova configuração. Desta forma pôde-se descrever o sinal de ruído devido à

medida da posição do menisco. Em seguida foi caracterizado fisicamente o capilar preenchido com óleo. Foram desenvolvidas rotinas de aquisição de dados e acionamento de tensão elétrica para a fonte tensão que é usada para aquecer o capilar. Estas rotinas usadas juntamente com a de detecção do menisco puderam registrar o comportamento da posição do menisco em função da potência elétrica aplicada na forma de degraus pelo aquecedor. Através da rotina de detecção do menisco também foi possível calibrar a distância em metro, em função do número de pixels contados na imagem de vídeo. Foi incluída uma entrada para medida de pressão com um sensor, de forma que se pudesse registrar a resposta a degrau de pressão no capilar.

Com os dados obtidos experimentalmente foi possível comparar os modelos teóricos descritos nos capítulos anteriores. Além disto, também foi identificado um modelo experimental que foi usado para a simulação do sistema em malha fechada. Foi desenvolvida uma rotina para medida automática da pressão aplicada na ponta do capilar, sendo em seguida implementada no experimento. Os resultados referentes às medidas automáticas foram comparados com o modelo do sistema em malha fechada.

5.2 Detecção do Menisco no Capilar

5.2.1 Usando o Sinal de Vídeo para Detecção

Se a medida da posição do menisco é feita em tempo real, o controlador pode responder rapidamente em relação à dinâmica da pressão aplicada. Entretanto, a característica microscópica do sistema exige uma câmara de vídeo acoplada a um microscópio, fazendo com que a posição do menisco seja amostrada 30 vezes por segundo, que é a freqüência de varredura de uma imagem de vídeo no padrão PAL, ou NTSC. Esta taxa de amostragem de cerca de 33 milésimos de segundo pode deteriorar o desempenho e a estabilidade do sistema. Além disto, é necessário um circuito ou programa digital que indique a posição do menisco em relação à origem considerada, o que certamente aumentará o custo do sistema e o tempo de amostragem. Uma das saídas encontradas foi usar um circuito que escolhe uma linha de vídeo contendo a informação da posição do menisco (circuito separador de linha de vídeo), calculando, através de um circuito contador, o quanto ele está distante da referência.

O circuito usado para separação de linhas de vídeo é sugerido pela *National Semiconductor*, na separata que descreve o circuito integrado LM1881 (LM1881, 2003), cuja função é discriminar o sinal de vídeo, neste caso sendo usado para separar sinais de sincronismo e informação de linhas de vídeo. Este circuito integrado possui saídas de sincronismo de vídeo composto, de sincronismo composto, de sincronismo vertical, de quadro par/ímpar, e de pacote de ondas. Segundo sugestão do fabricante é possível separar as linhas de vídeo uma a uma, ou separar uma quantidade de linhas contíguas. Esta segunda opção foi escolhida para facilitar a seleção da linha com sinal mais adequado para tratamento digital.

A Figura 5.2 reproduz o circuito sugerido pelo fabricante, também composto de três contadores binários sobe/desce (74C193) e de 8 portas lógicas do tipo não/ou (2 circuitos integrados 74C00). As chaves B0 a B3 , e B4 a B7 , selecionam o número de linha no quadro de forma binária, ou seja, de 0 a 255 (decimal). A chave A0 a A3 seleciona o número de linhas contíguas que se deseja, ou seja, de 0 a 15 linhas. Portanto, conectando o sinal de vídeo na entrada (*Entrada de vídeo*), obtém-se a informação de uma linha, ou mais linhas contíguas de vídeo na saída (*Saída de linhas de vídeo selecionadas*).

Após a implementação do circuito, instalou-se o experimento com o capilar preenchido com óleo. A ponta do capilar foi exposta ao microscópio com a câmara de vídeo, onde se podia visualizar o menisco. Através da fonte de luz fria variou-se a luminosidade, de forma que a imagem na tela do monitor ficasse com tons em alto contraste. A idéia era deixar a imagem com uma estreita faixa de tons de cinza, ou seja, praticamente entre o branco, e o preto, com pouca saturação de cor. A imagem do capilar foi ajustada de maneira que o comprimento ficasse na posição horizontal das linhas de vídeo. Era importante que o capilar fosse limpo, sem gotículas, de modo que a imagem ficasse bem definida. O menisco formado pelo óleo era bastante nítido e, assim, escolhendo uma linha na região central do capilar podia-se identificá-lo por meio do sinal de um osciloscópio.

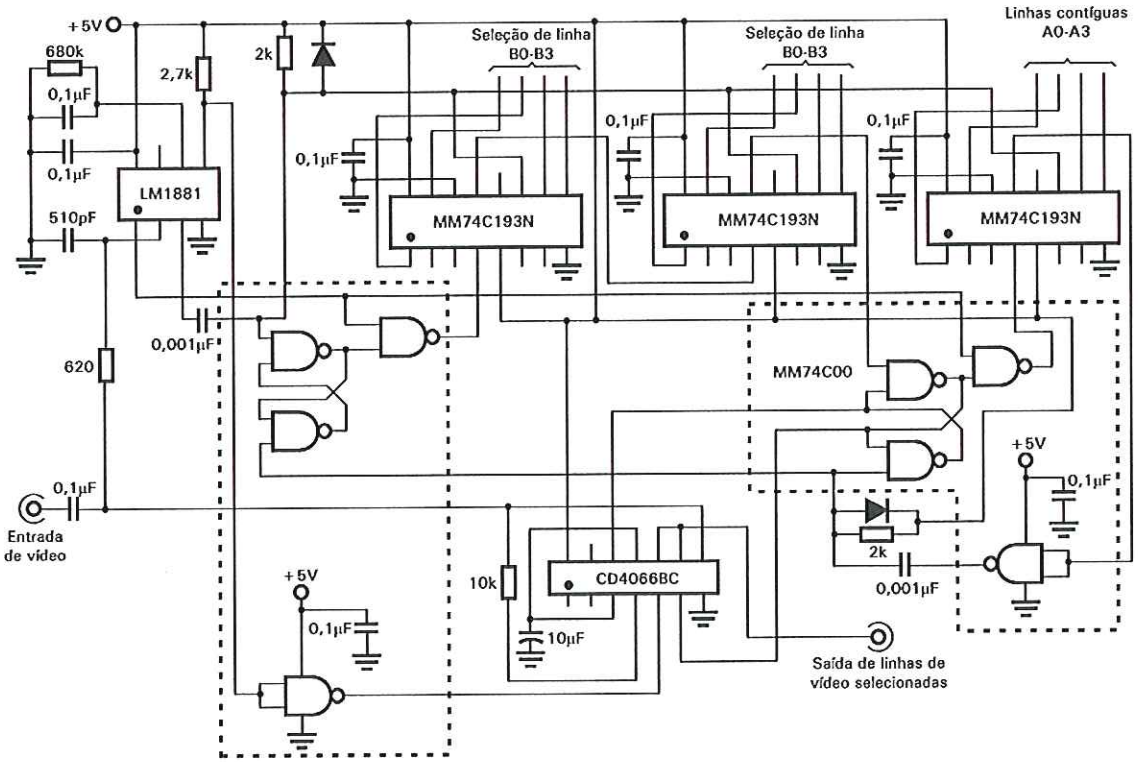


Figura 5.2. Circuito selecionador de linha de vídeo com circuito integrado LM1881, da *National Semiconductor*.

A Figura 5.3 mostra a aquisição de uma imagem na tela do osciloscópio referente a um campo completo de um sinal de vídeo, composto de 262,5 linhas horizontais de 64,5μs, no canal 1, e no canal 2 mostra a um pico solitário referente a uma linha de vídeo no mesmo campo mostrado no canal 1, selecionada pelas chaves do circuito mostrado na Figura 5.2..

Pode se observar também na Figura 5.3 que aparecem dois vales simétricos em relação e próximos ao eixo vertical da tela do osciloscópio. Estes vales representam as linhas que passam pela borda do tubo capilar, e como a imagem é escura nesta região, o sinal destas linhas é menor. Portanto, observando o comportamento do campo no canal 1, pode-se selecionar pela chave as linhas desejadas. Neste caso, selecionou-se apenas uma.

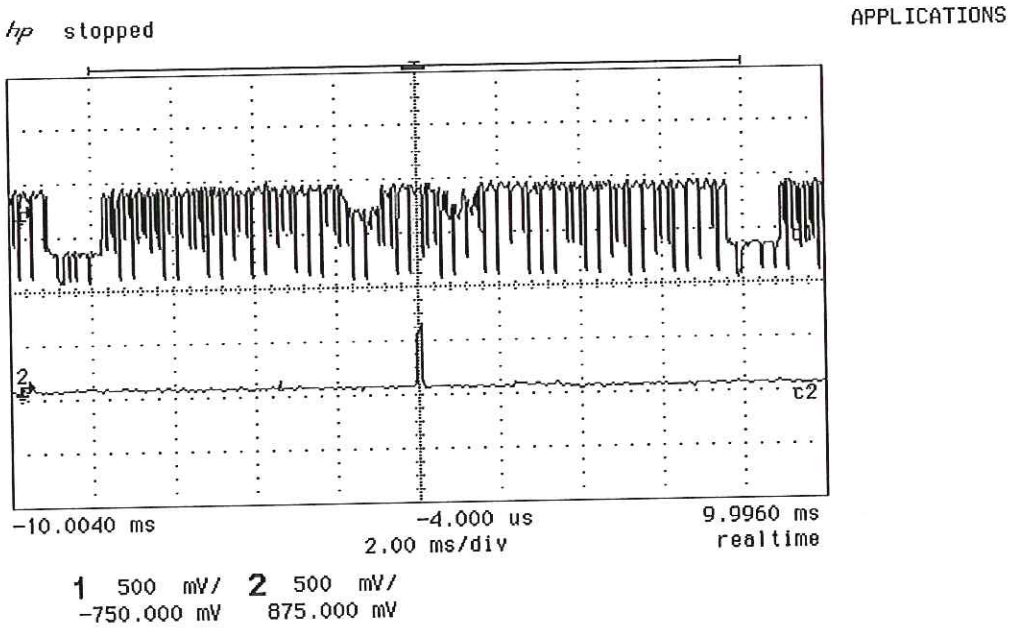


Figura 5.3. Sinais no osciloscópio para detecção do menisco no capilar. No canal 1 (superior) estão todas as 262,5 linhas de um campo. No canal 2 (c2) aparece apenas uma linha de vídeo selecionada pelo circuito mostrado na Figura 5.2.

Na Figura 5.4 vê-se a imagem do capilar com o menisco, com uma forma relativamente saturada pela luz fria. Na Figura 5.5, no canal 2 do osciloscópio, vê-se a informação analógica da linha selecionada na Figura 5.3, referente à posição instantânea do menisco.

Observa-se na Figura 5.5, no canal 2 do osciloscópio, um vale próximo ao eixo central, no lado direito, que corresponde, em tempo, à largura do menisco, e em amplitude, à tonalidade de cinza na região. Usando um circuito comparador inversor, com ajuste de nível de corrente contínua, obtém-se um pulso correspondente ao mostrado no canal 1.

Foi implementado um circuito de lógica digital de forma que, ao ser acionado um pulso no instante considerado como referência, o deslocamento do menisco através da variação da temperatura do aquecedor era registrado por um contador que fazia a contagem digital dos pulsos de um relógio, calculando quantos pulsos o sinal referente à posição do menisco estava distante da origem. Esta contagem era enviada a um conversor digital para analógico, que indicava entre 0 e 2 volts qual era a posição do menisco.

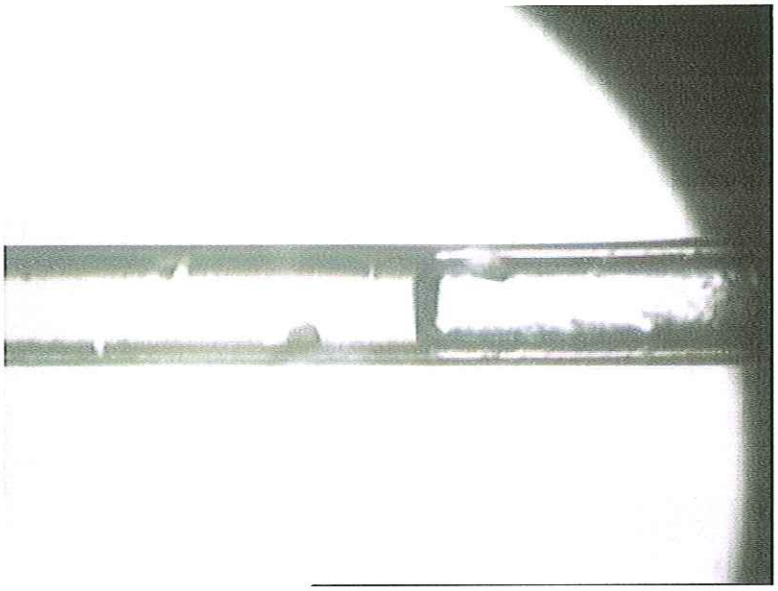


Figura 5.4. Imagem do capilar preenchido com óleo no lado esquerdo do menisco, e com ar no lado direito.

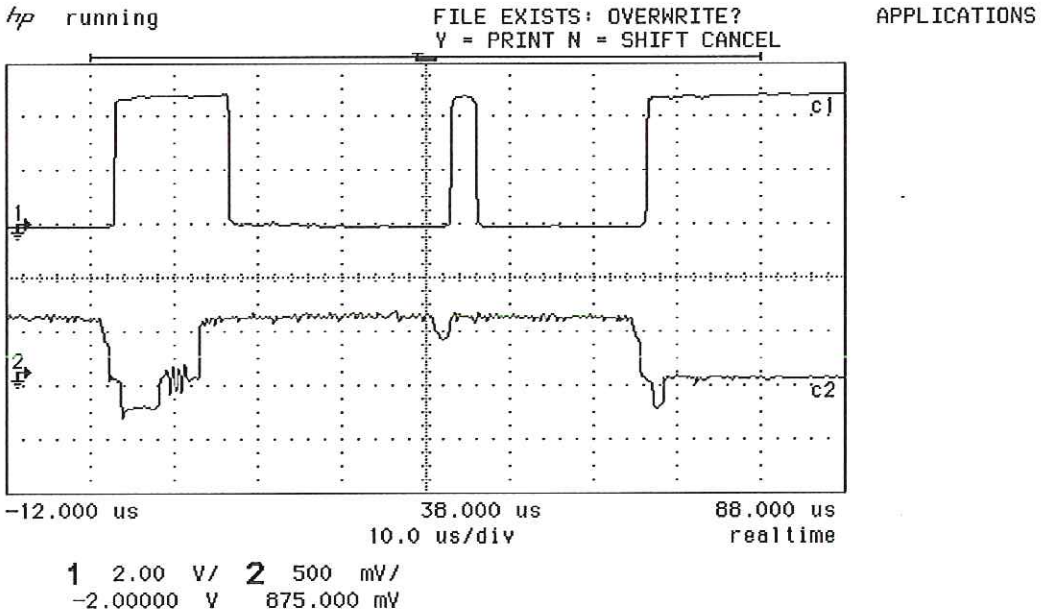


Figura 5.5. Sinais capturados do osciloscópio mostrando a informação da linha de vídeo no canal 2, e o sinal digitalizado pelo comparador de nível de corrente contínua.

As vantagens em detectar o menisco através do sinal da linha de vídeo residem na rapidez da resposta, evitando-se assim o processamento da imagem de forma digital, e no baixo custo do circuito. A desvantagem está na instabilidade do circuito eletrônico devido a ruídos no sinal de vídeo, ou mesmo ruídos na imagem do capilar, podendo haver respostas dúbias quanto à posição do menisco. Com muita freqüência apareciam alguns pulsos de ruído que podiam ser selecionados erroneamente pelo comparador, inviabilizando a medida.

5.2.2 Detecção via Tratamento de Imagem

Nesta etapa foram usados os ambientes de desenvolvimento de programação visual da *National Instruments* (*IMAQ –Vision* e *LabView 7i*), além de uma placa de aquisição de vídeo PCI-1411, também da *National Instruments*. O sinal captado pela câmera de vídeo é enviado para a placa de aquisição de imagem instalada no computador, e a informação da imagem é tratada via programação.

Os primeiros desenvolvimentos foram baseados na detecção do menisco através de um algoritmo de detecção de borda. Para que este algoritmo funcione de maneira satisfatória é necessário que se ajuste a imagem primária de modo que o contraste, o brilho e a saturação sejam adequados no sentido de proporcionar um nível de diferenciação entre os tons adjacentes ao objeto de borda que se quer detectar. A idéia principal foi detectar a borda, indicando-a segundo uma linha reta. Os pontos de extremidade da linha eram usados para cálculo do ponto central, obtendo-se assim a posição detectada. O problema encontrado neste modo de detecção foi o tempo despendido no ajuste prévio da imagem, de modo que a borda fosse constantemente detectada quando se variava a posição do menisco. Com muita freqüência a borda não era detectada (devido a variações de luminosidade ao longo do capilar, por exemplo) provocando pontos falsos de medida.

A maneira mais satisfatória encontrada foi através de reconhecimento de padrão. O ponto de partida foi com uma rotina exemplo chamada *tracking.vi*. Esta rotina emula um instrumento virtual de busca de um padrão de imagem monocromática previamente selecionado. Basicamente, o algoritmo do programa pode ser descrito como:

Begin

a.1 Cria, adquire exibe continuamente a imagem de uma câmera de vídeo;

a.2 Habilita interface para seleção de região de interesse na imagem pelo usuário;

b.1 Inicia malha de "enquanto não houver parada";

b.2 Descreve os pontos da região selecionada;

b.3 Extrai e exibe porção da imagem relativa à região de interesse;

b.4 Aprende o gabarito selecionado;

b.5 Adquire imagem contínua da câmera de vídeo;

b.6 Ajusta parâmetros usados no casamento de padrão (contraste, número máximo de casamentos, e índice de casamento de padrão);

b.7 Busca um padrão, ou gabarito, na imagem adquirida;

b.8 Exibe os pontos da região encontrada;

b.9 Mede o tempo de busca;

b.10 Atualiza posição do retângulo da região encontrada;

b.11 Retorna para b.1 até que seja ativada a parada;

End;

Foram feitas algumas modificações no arquivo de detecção tais como:

- Inclusão de um indicador da posição referente apenas a um dos lados do retângulo de seleção. Assim, evita-se que se despenda tempo de processamento com exibição de todos os parâmetros da região selecionada e buscada.
- Criação de uma variável global referente à posição do menisco para que possa ser usada em outros arquivos.
- Criação de um arquivo que registra dados de tempo e de posição.

Na Figura 5.6 é mostrado o painel frontal do instrumento virtual renomeado como *Minha_busca1.vi*. Inicialmente aciona-se a rotina na seta branca abaixo do botão de *Edit*. Imediatamente abre-se uma nova janela com a imagem captada pela câmera de vídeo. Seleciona-se uma região retangular de interesse e em seguida deve ser acionado o botão de *Aprende Gabarito*. Quando o indicador *Aprendizagem* exibir um sinal então o programa aprendeu o gabarito e deve-se acionar o botão *Rastreia*. Variando os comandos *Contraste Mínimo* (esperado pela imagem), *Índice de Padrão* (entre 0 e 1000, significando o quanto o padrão deve ser fiel ao gabarito), *Número de Casamentos* (na

mesma iteração), e *Rotação*, ou *Translação Invariantes* (não leva em consideração a translação, ou a rotação, respectivamente), consegue-se reduzir consideravelmente o *Tempo de Busca* (indicado em milissegundos) da imagem. O painel também mostra a *Posição Atual* (em pixel) do retângulo, e o indicador *Nome da Interface* refere-se ao nome previamente dado à placa de aquisição de imagem (*imag0*).

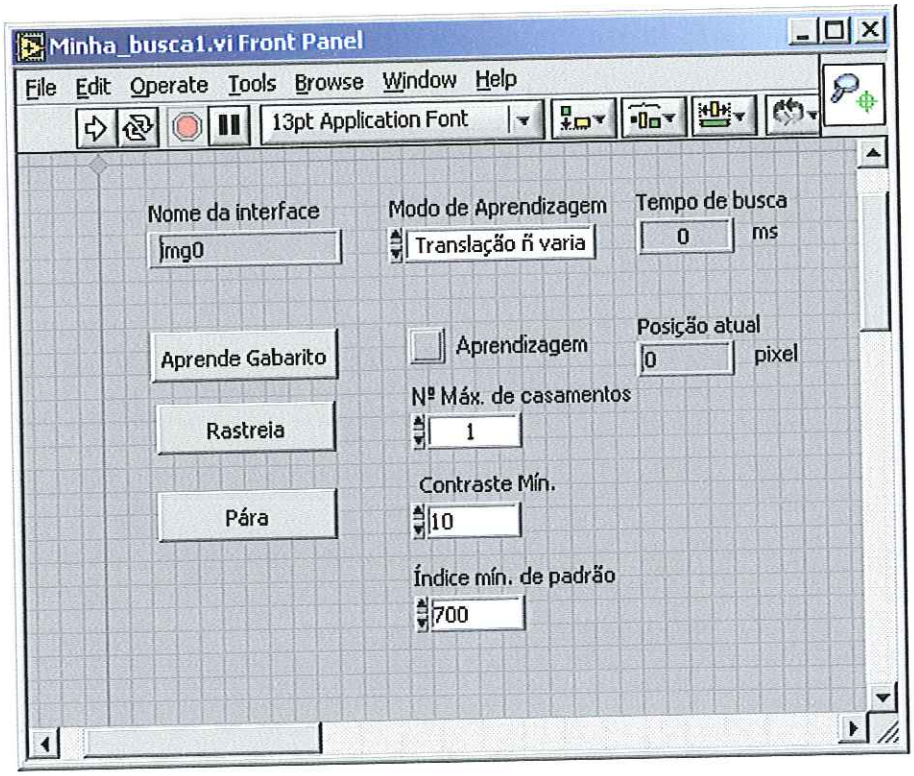


Figura 5.6. Diagrama frontal do instrumento virtual referente à rotina de detecção do menisco, *Minha_busca1.vi*.

Na Figura 5.7 é mostrada uma imagem obtida com a rotina *Minha_Busca.vi* de um capilar (diâmetro interno igual a 270 μm, espessura da parede igual a 40 μm e comprimento da coluna de óleo igual a 15 cm) preenchido com óleo após a seleção da região de interesse (no caso, o menisco indicando o final da coluna de óleo). A região com óleo é vista com um tom mais escuro de cinza, e o menisco foi selecionado com um retângulo amarelo. A posição neste caso é dada pelo lado superior do retângulo na imagem. Para se obter um tempo de busca menor é necessário que o padrão seja nítido e que o retângulo não seja muito grande. Consegue-se desta forma (além de variar os

controles descritos acima) chegar a um tempo de busca entre 8 e 16ms. O tempo de cada iteração da malha *"Enquanto não houver parada"* pode ser ajustado no diagrama em blocos da rotina.

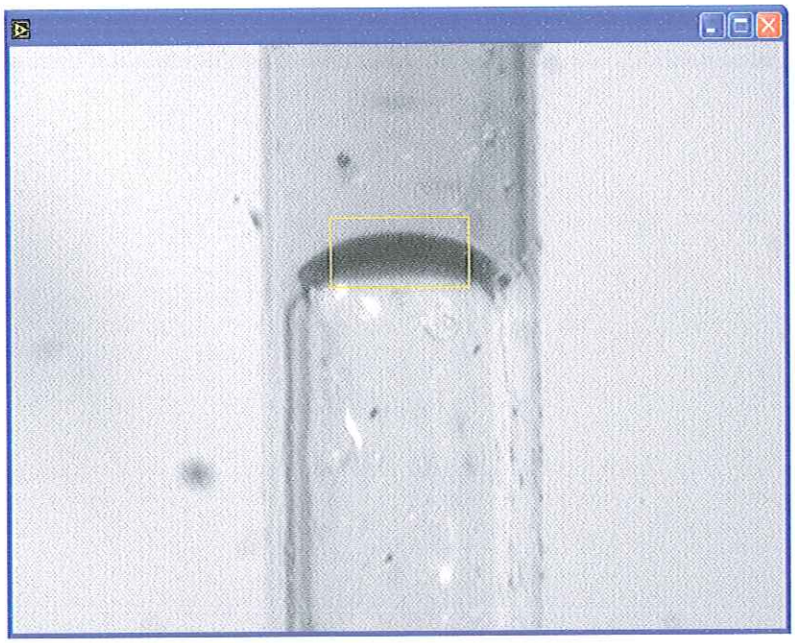


Figura 5.7. Imagem obtida com a rotina Minha_Busca1.vi de um capilar preenchido com óleo (na parte superior) após a seleção da região de interesse (menisco), em amarelo.

Na Figura 5.8 vê-se um detalhe de aquisição da posição do menisco, para o capilar mostrado na Figura 5.7, com taxa de amostragem igual a 50 ms. Aparentemente o menisco está em repouso, mas a posição varia consideravelmente em torno de 153 pixels. Podem ocorrer pequenas movimentações devido a variações de temperatura ambiente, mas o mais provável é que os saltos em torno deste valor sejam devido ao programa de detecção do menisco. Isto porque as variações em temperatura, mesmo que pequenas, se traduziriam em um aumento (ou decréscimo) gradual do valor médio da medida de posição. Coletando os valores de posição em períodos maiores de tempo, e garantindo que as variações de temperatura são muito pequenas consegue-se manter o valor médio de 153 pixels, por exemplo, e os dados continuam a apresentar o comportamento mostrado na Figura 5.8. Outra observação é que a resolução da medida

de posição é igual a um pixel, ou seja, não se consegue reduzir o efeito quântico mostrado na medida.

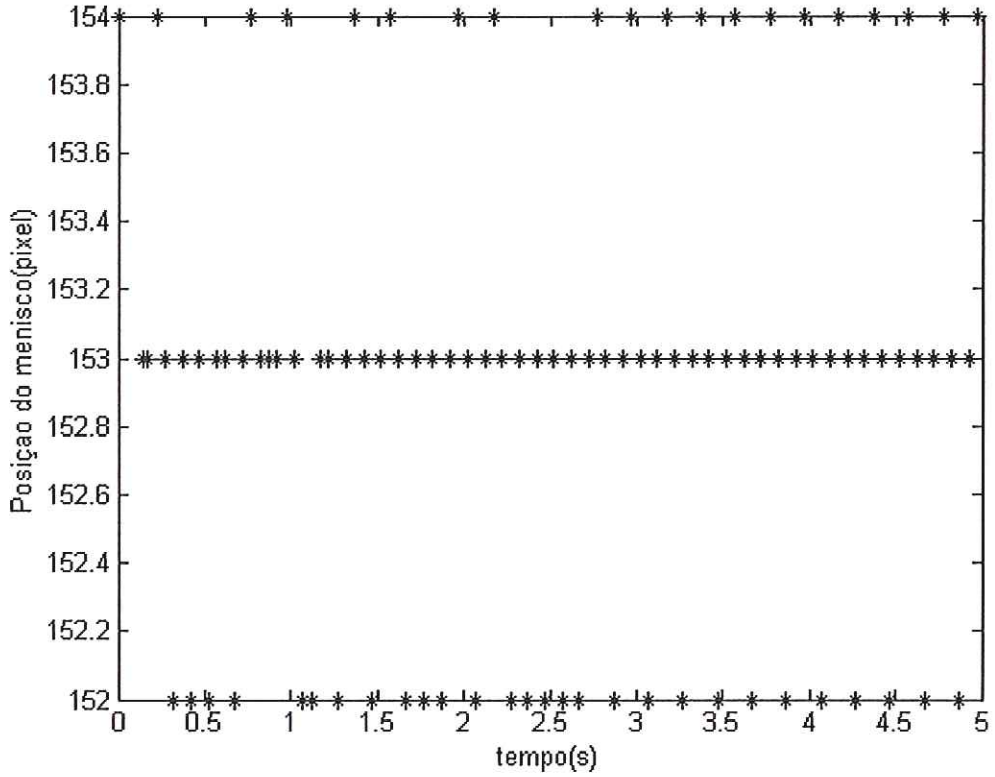


Figura 5.8. Medida da posição do menisco usando a rotina *Minha_busca1.vi*, com taxa de amostragem de 50 ms.

5.3 Caracterização do Capilar

Conforme comentado no Capítulo 2, a relação entre a potência elétrica aplicada para aquecer o capilar e a temperatura no capilar é proporcionalmente direta. Mas a variação em temperatura é traduzida em um movimento linear na posição do menisco no capilar. Portanto, a relação entre a tensão aplicada para gerar o calor e a posição do menisco é quadrática. É necessário, assim, que se caracterize o comportamento da posição do menisco em relação à tensão elétrica aplicada no aquecedor para extrair a relação com a potência elétrica.

Foram desenvolvidas rotinas de programação no *Labview* de modo a comandar sinais de saída da fonte de alimentação e medir a posição do menisco através da variável global *Posição* gerada na rotina *Minha_Busca1.vi*.

5.3.1 Medindo e Comandando a Tensão Aplicada no Capilar

A rotina desenvolvida no *Labview*, com o nome *Rel_Px_volt1.vi*, mede e controla a tensão da fonte que gera energia para aquecer o capilar. Basicamente o programa tem a seqüência de ações:

Seqüência 1: Gera dez pulsos de tensão com incrementos fixos, lendo o valor da tensão aplicada na fonte pela placa de I/O, e o valor da saída da fonte. Calcula o ganho médio de tensão entre a fonte de corrente contínua e a placa de I/O, escrevendo o valor na variável local *Ganho Fonte I/O*.

Seqüência 2: Verifica se valor de saída em tensão do I/O é igual a zero. Se não for igual, ajusta o valor de saída igual a zero.

Seqüência 3: Impõe valor de tensão da fonte de alimentação igual a zero e indica no painel frontal se o resultado está correto.

Seqüência 4: Lê o valor da variável global *Posição* gerada na rotina *Minha_busca1.vi*, previamente ativada.

Seqüência 5: Escreve o valor da variável global na variável local *Posição Inicial* e indica no painel frontal.

Seqüência 6: usa os valores comandados do painel frontal, *Número de pontos* (quantos degraus serão aplicados), e *Amplitude do degrau* (em milivolt) para aplicar uma seqüência de degraus que são incrementados. Para cada degrau aplicado é medida a *Tensão Atual da Fonte*, indicada no painel frontal juntamente com a variável *Posição*. Os valores finais são registrados em um arquivo texto, ou *Matlab*.

A Figura 5.9. mostra o painel frontal do instrumento virtual gerado pela rotina *Rel_Px_volt1.vi* usado para medida da relação entre a posição do menisco e a tensão aplicada na fonte. Antes da rotina ser ativada é necessário indicar o número de pontos de medida e a amplitude do degrau em tensão. Depois de ativada serão indicados, no painel frontal, os valores do ganho entre fonte de tensão e placa de I/O, se o valor da fonte é nulo, a posição inicial do menisco, e a posição relativa a cada degrau de tensão aplicado, respectivamente.

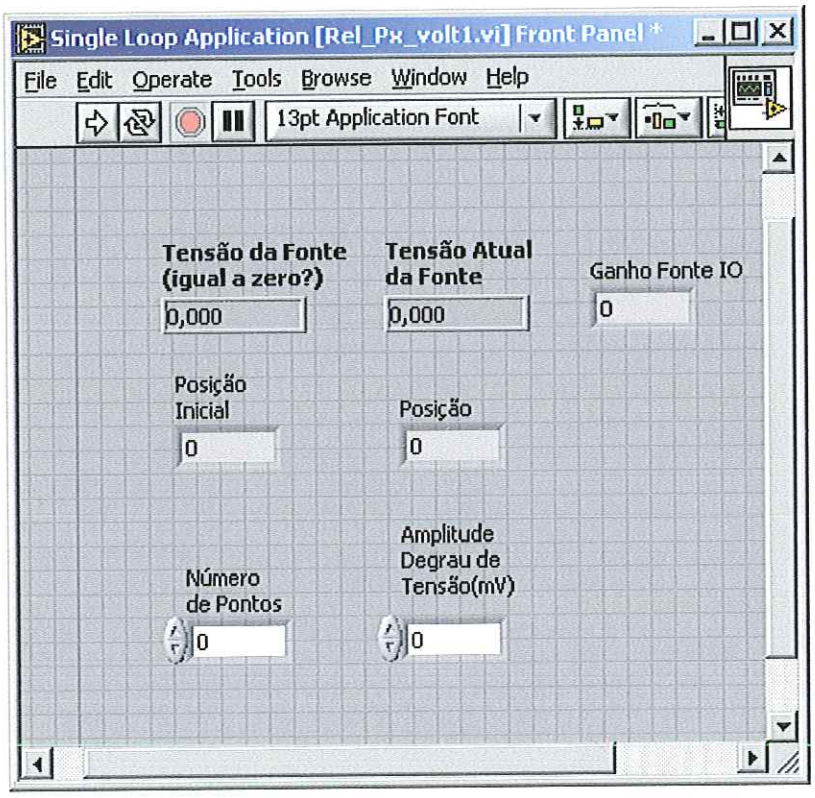


Figura 5.9. Painel frontal do instrumento virtual *Rel_Px_volt1.vi* usado para medida da relação entre a posição do menisco e a tensão aplicada na fonte.

A rotina *Rel_Px_volt1.vi* registra apenas os valores finais de posição. Assim foram feitas algumas modificações na Seqüência 6 de forma que se pudesse medir a dinâmica da posição do menisco em relação à tensão aplicada. Foi retirado o controle de número de pontos e foram incluídos, um botão para ativar o degrau de tensão (*Aplica*

Degrau?), e uma malha de *"Enquanto não houver parada"*, com um botão de parada (*Stop*) no painel frontal. Também foi usado um contador de tempo para registrar o tempo de cada iteração da malha sendo armazenado no arquivo de dados. Esta nova rotina foi nomeada *Degrau1.vi*, cujo painel frontal do instrumento virtual gerado é mostrado na Figura 5.10.

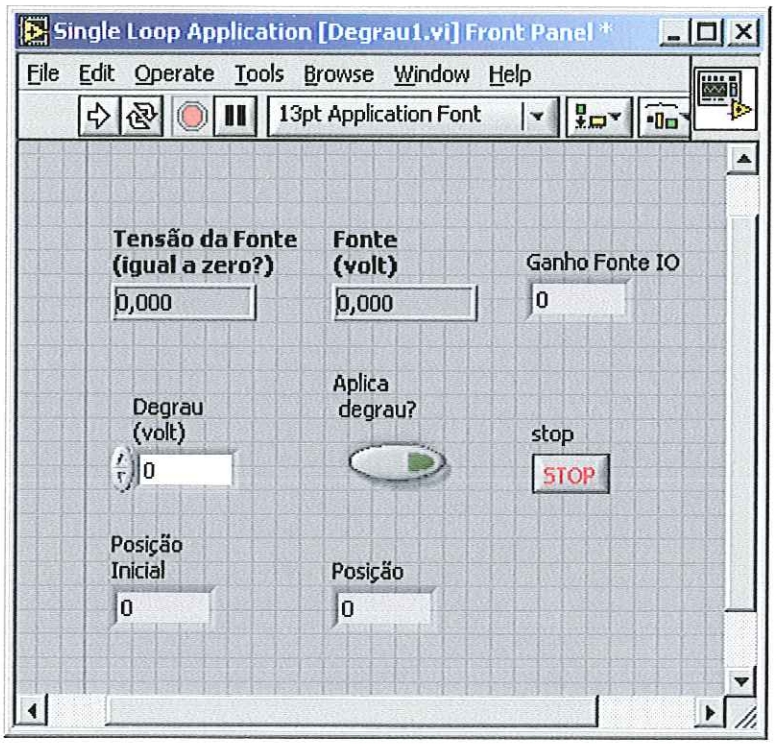


Figura 5.10. Painel frontal do instrumento virtual *Degrau1.vi* usado para medir a dinâmica da posição do menisco em relação ao degrau de tensão aplicado no aquecedor.

5.3.2 Resposta a Degrau de Temperatura no Capilar

Conforme discutido no Capítulo 2, a pressão aplicada no capilar é proporcional à temperatura, que por sua vez é proporcional à potência elétrica aplicada. Por sua vez, o deslocamento do menisco é diretamente proporcional à variação da temperatura no capilar. Portanto, a variação entre a tensão elétrica aplicada e o deslocamento do menisco é relacionado de forma quadrática.

Foi programada a rotina *Rel_Px_volt1.vi* com vários pontos de medida, cada ponto com aplicação de um valor diferente de degrau em tensão para obter a curva de deslocamento em função da tensão aplicada. Os mesmos valores de degrau foram usados com o arquivo *Degrau.vi* no intuito de observar a repetição das medidas. Nos dois modos de medida houve uma repetição de resultados dentro da faixa de 1 % dos pontos.

A Figura 5.11 mostra o comportamento da excursão do menisco devido a vários degraus de tensão aplicados (partindo de 0,2 volt, com acréscimo de 0,1 volt, até 1,0 volt, além de mais um degrau de 1,2 volt). Foi usado um tubo capilar de vidro com diâmetro externo igual a 380 μm, e espessura da parede do tubo igual a 40 μm, com comprimento da coluna de líquido igual a 20 cm. Observa-se o comportamento amortecido da resposta, característico de sistemas térmicos. As dimensões físicas micrométricas foram medidas com uma escala para microscópio com resolução de 10 μm.

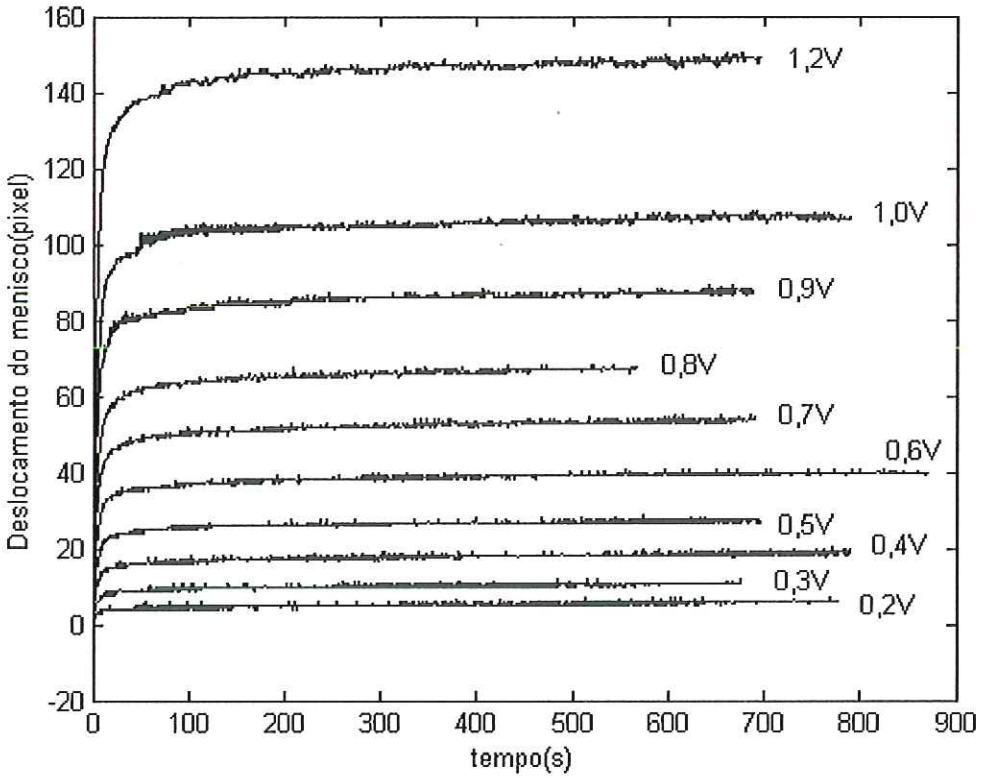


Figura 5.11. Deslocamento do menisco devido a vários degraus de tensão aplicados pela fonte, a partir de 0,2 volt.

Para conhecer o valor da potência elétrica aplicada foi necessário medir a resistência elétrica do aquecedor. Foi usado um multímetro da marca Hewllet-Packard, com 6,5 dígitos de resolução e 0,03 % de precisão na faixa de medida usada, modelo HP34401A. A medida foi feita com quatro pontos, sendo medida resistência total (das extremidades do fio conectado à fonte e ao aquecedor), e a medida da resistência elétrica do tubo de aço (medido no ponto que os fios se conectam na resistência). A resistência total, R_T, foi medida em 0,379 Ω, enquanto a resistência do aquecedor, R_h, foi medida em 0,225 Ω.

A Tabela 5.1 mostra os dados obtidos com as medições e os calculados.

Tabela 5.1. Valores de tensão aplicada, potência calculada, e posição do menisco.

Tensão da Fonte V_F (volt)	Potência aquecedor P_h (W)	Potência Entregue P_T (W)	Deslocamento do menisco ΔM (Npx)
0	0	0	0
0,205	0,066	0,110	6,00
0,302	0,142	0,240	10,87
0,399	0,249	0,420	18,82
0,496	0,385	0,649	27,40
0,605	0,574	0,966	40,01
0,702	0,772	1,301	53,66
0,800	1,002	1,687	67,20
0,909	1,293	2,178	87,57
1,006	1,586	2,671	106,93
1,200	2,255	3,798	148,70

Na primeira coluna da Tabela 5.1 tem-se o valor médio de tensão aplicada, V_F, em cada curva mostrada na Figura 5.11, e a respectiva potência elétrica dissipada no

aquecedor, P_h, calculada usando a resistência igual a 0,225 Ω, mostrada na segunda coluna. Na terceira coluna da tabela são mostrados os respectivos valores de potência entregue pela fonte de alimentação, P_T, calculada usando a resistência igual a 0,379 Ω, enquanto na quarta coluna tem-se o deslocamento médio final do menisco, ΔM, dado em número de pixels (Npx), referente à cada curva. Usando os dados desta tabela podem ser obtidas as curvas que relacionam o deslocamento do menisco com a tensão aplicada, ou com a potência.

A Figura 5.12 mostra a variação da posição do menisco em função da tensão aplicada pela fonte, segundo a Tabela 5.1. Observa-se o comportamento quadrático da curva. A curva foi ajustada segundo a seguinte função quadrática:

$$\Delta M = 109\ V_F^2 \tag{5.1}$$

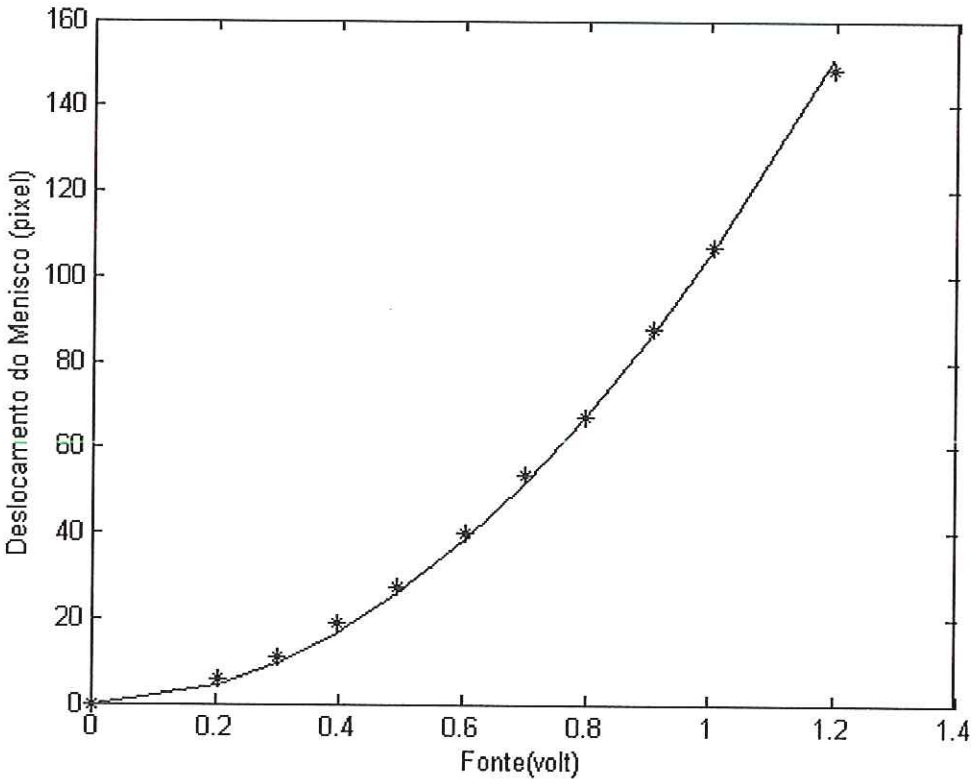


Figura 5.12. Variação da posição do menisco em função da tensão aplicada pela fonte. Pontos da Tabela 5.1 (*). Curva quadrática ajustada (-).

A Figura 5.13 mostra o deslocamento do menisco segundo a variação da potência entregue pela fonte de alimentação, e pela potência dissipada pelo tubo de aço aquecedor. As curvas foram ajustadas segundo as seguintes equações lineares:

$$\Delta M = 67\ P_h \tag{5.2}$$

$$\Delta M = 41\ P_T \tag{5.3}$$

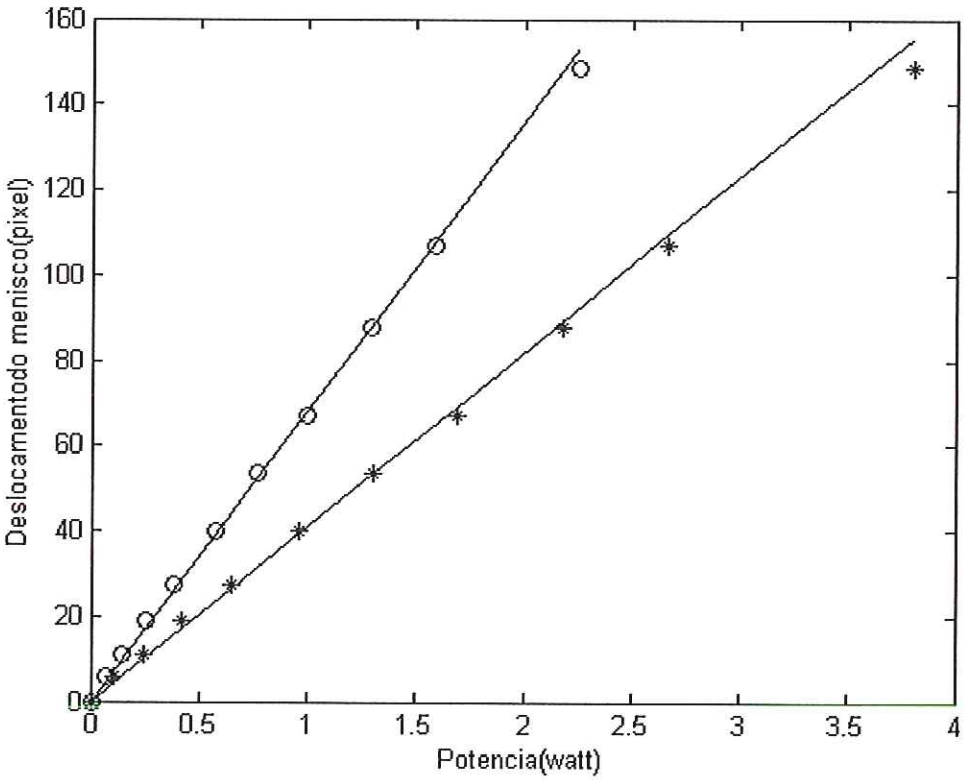


Figura 5.13. Deslocamento do menisco em função da potência aplicada. Potência total suprida pela fonte (*); potência dissipada no aquecedor (o).

5.3.3 Calibração da Medida de Deslocamento do Menisco

Uma medida de interesse é aquela que relaciona a posição em pixel com a posição em metro. Foi adaptado um paquímetro digital Mitutoyo, modelo 500-143B,

com resolução de 10 μm, e precisão igual de +/-0,1 %, na mesa porta-amostra. Movimentando a mesa no sentido longitudinal do capilar obteve-se o valor do deslocamento em metro, juntamente com o respectivo deslocamento do menisco medido com ajuda da rotina *Minha_busca1.vi*. O resultado destas medidas é mostrado na Figura 5.14. A relação, K_{pxm}, existente entre o número de pixels, Npx, e o deslocamento, obtido após o ajuste dos pontos da curva é dada por:

$$K_{pxm} = 6{,}36 \cdot 10^5 \ \frac{Npx}{metro} \tag{5.4}$$

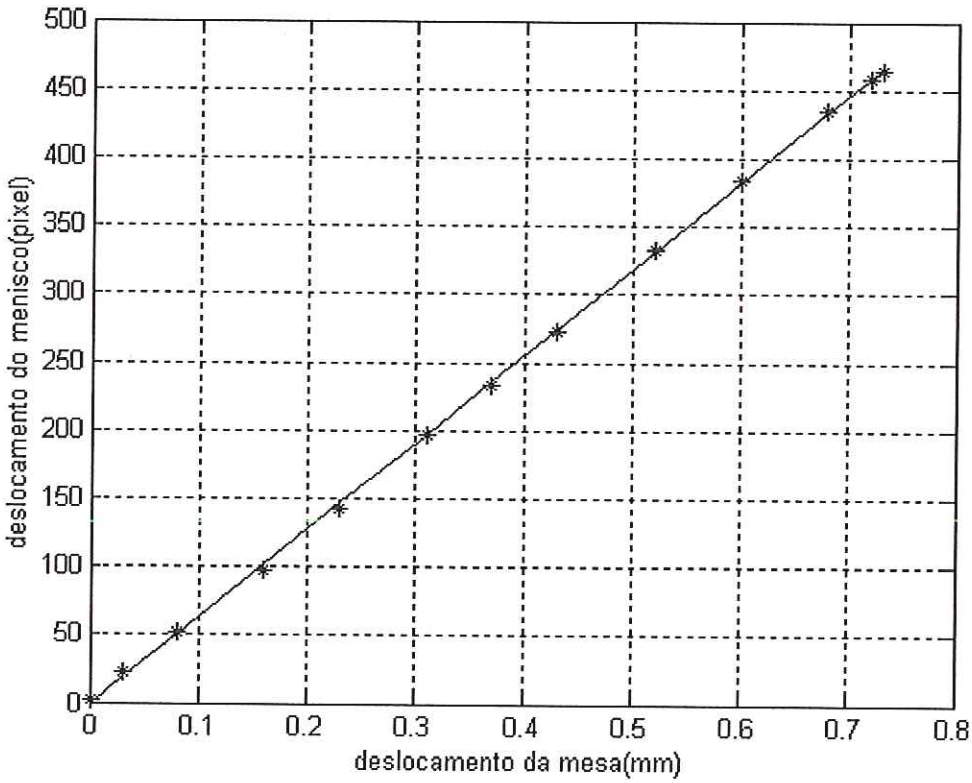


Figura 5.14. Deslocamento do menisco em função do deslocamento da mesa porta-amostra (*) e curva de ajuste dos pontos dados pela equação (5.3).

5.3.4 Sinal de Ruído de Medida

Voltando à Figura 5.8, observa-se o comportamento ruidoso da medida de posição do menisco e é conveniente que se minimize esse comportamento quântico. Uma técnica bastante conhecida para suavizar um sinal ruidoso é aplicar sucessivas médias nos pontos de medida, diminuindo-se, assim, a variância do sinal (BRACEWELL, 1986, p.167). O tempo médio mínimo de uma detecção do menisco é em torno de 8 ms (mais comum é ficar em torno de 10 ms), sendo que o tempo mínimo de uma iteração de detecção é por volta de 25 ms. Se o sistema for amostrado, por exemplo, com 70 ms, o número máximo de médias consecutivas não deve ultrapassar quatro. Portanto, escolheu-se um tempo de amostragem do sistema igual a 70 ms, com quatro médias consecutivas para cada ponto, sendo realizados vários experimentos com a posição do menisco estacionada, ou seja, sem adição, ou subtração de calor no capilar, de forma que a medida de posição fosse mais proximamente relacionada com o ruído de medida e não com o sistema em si. O passo seguinte foi extrair informações a respeito dos sinais obtidos, aplicando uma metodologia referente a processos aleatórios.

A descrição probabilística completa de um processo aleatório consiste na probabilidade de ocorrência de todas as funções amostras (ou realizações) e todos possíveis eventos. Os eventos consistem de qualquer subconjunto da coleção (conjunto de todas as funções amostra) que inclui uma ou mais variáveis aleatórias que ficam situadas dentro de uma região. A completa especificação destas probabilidades requer a determinação da função de densidade, ou de distribuição, de cada variável aleatória, além da determinação de todas as possíveis funções de densidade conjuntas. Esta descrição probabilística de um processo aleatório contém uma quantidade exaustiva de informação que pode ser enumerada em poucos casos especiais. Na prática é usada uma descrição mais simples de um processo aleatório, a qual consiste dos momentos de primeira e segunda ordem (média e correlações do processo, respectivamente). Esta descrição não é completa, mas ainda contém uma quantidade considerável de informação proveitosa (BURL, 1999, p.55).

Por sua vez, processos aleatórios Gaussianos fornecem modelos excelentes de sinais aleatórios em aplicações. Este fato resulta do teorema do limite central: uma variável aleatória formada como a soma de um grande número de variáveis aleatórias independentes é aproximadamente Gaussiana. Por exemplo, a integral de convolução

estabelece que a saída de um sistema linear é gerada pela integração da entrada ponderada pela resposta a impulso. Desde que a integração é aproximadamente uma soma, a saída de um sistema com entrada aleatória é uma soma ponderada de uma variável aleatória, e sua saída é tipicamente Gaussiana. A compreensão para isto é que as variáveis aleatórias nesta soma devem ser independentes para que se aplique o Teorema do Limite Central. Esta condição é satisfeita quando o tempo de correlação da entrada é pequeno quando comparado com a duração da reposta a impulso (BURL, 1999, p.66). Toda a análise probabilística de um processo aleatório Gaussiano pode ser determinada conhecendo somente a função de média e a função de correlação, ou covariância (MORTENSEN, 1987, p.83). Se um processo aleatório é gaussiano e estacionário no sentido amplo, então ele também é estacionário no sentido estrito (PAPOULIS, 1965, p.303). Quando uma descrição completa de um processo aleatório não é disponível então a propriedade do sistema ser estacionário tem de ser estabelecida pela coleta e análise de algumas funções de amostra. A abordagem geral é dividir o intervalo de observação em N subintervalos não sobrepostos (SHANMUGAN e BREIPOHL, 1988, p.142).

A informação probabilística de entradas de ruído aleatório é freqüentemente muito difícil de se obter. Em muitas aplicações somente a variância e o tempo de correlação são disponíveis. A densidade espectral de uma entrada de ruído branco equivalente pode ser gerada destes parâmetros se o tempo de correlação for suficientemente pequeno (ou seja, a largura de banda do ruído é suficientemente larga). Quando o tempo de correlação é grande a entrada de distúrbio pode ser modelada como a saída de um filtro de primeira ordem alimentado por um ruído branco com densidade espectral unitária (BURL, 1999, p.79).

Uma variável aleatória pode ser separada em seu valor médio determinístico e um componente aleatório de média nula (BURL, 1999, p.57).

Em resumo, devem ser estimados parâmetros como média, variância, e função de autocorrelação, verificando se o processo pode ser considerado como um ruído branco, ou colorido, dependendo das bandas de freqüência envolvidas. A primeira resolução é considerar a entrada de distúrbio como um processo aleatório com uma variável, e média igual a zero. Em seguida deve ser observado e analisado o comportamento do processo para extração dos dados mais relevantes.

A Figura 5.15.(a) mostra uma amostra com 101 pontos (amostrados a cada 70ms) do sinal de ruído. A média é nula e a variância é igual a 0,55 Npx^2, sendo Npx o

número de pixels. Com a inclusão de um módulo de média na rotina *Minha_busca1.vi* (a exemplo do que foi discutido na Seção (5.2.2)) foi possível obter o mesmo sinal, porém mediado a cada quatro pontos, conforme mostra a Figura 5.15.(b). Observa-se que a curva é mais suave, sendo que a variância foi reduzida a 0,20 Npx^2.

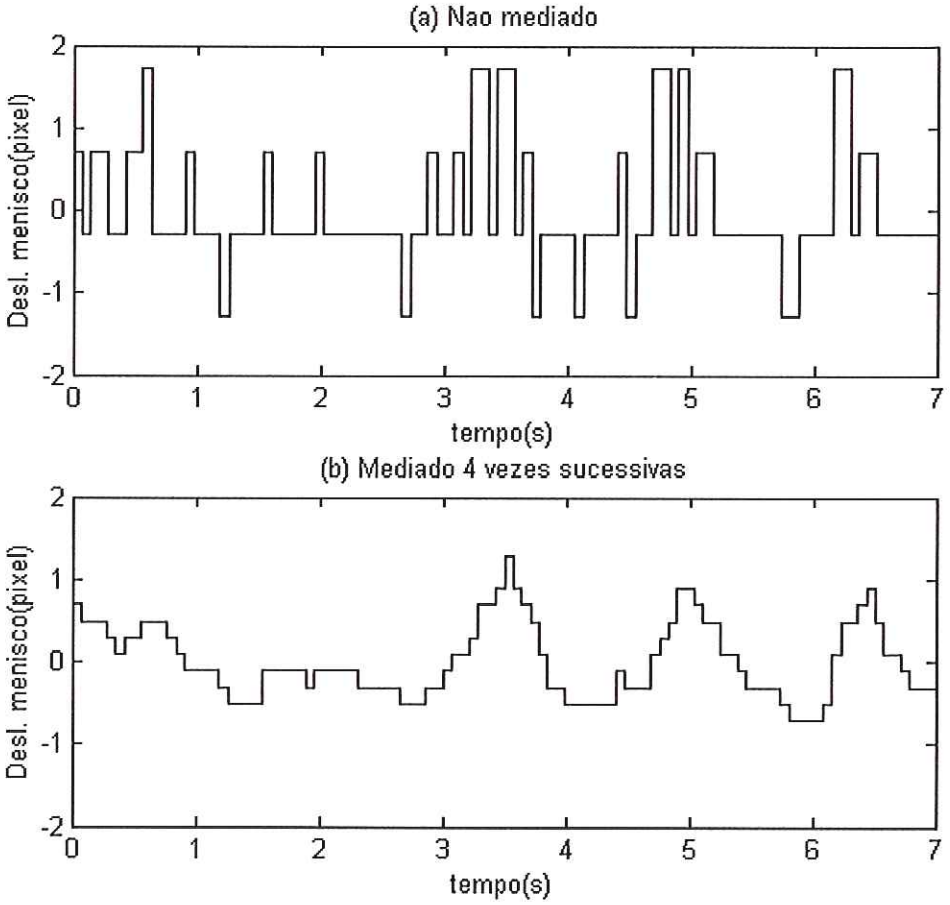


Figura 5.15. Comportamento de uma amostra com 101 pontos do sinal de ruído com taxa de amostragem de 70ms. (a) sinal sem média. (b) mesmo sinal de (a), porém com média sucessiva de 4 pontos.

Na Figura 5.16 são mostradas as densidades de probabilidades de uma amostra de 8000 pontos do sinal de ruído, amostrado a 70 ms, sem média sucessiva (a), e com média sucessiva (b). Foram geradas duas distribuições gaussianas (curva contínua) através de um ruído aleatório com distribuição normal e variâncias ajustadas (0,91 Npx^2 em (a) e 0,28 Npx^2 em (b)). Observa-se na figura a redução da variância devido às

médias sucessivas e o comportamento Gaussiano das distribuições, mais notadamente no caso em que são aplicadas as médias sucessivas. O acréscimo verificado na variância não pôde ser relacionado com o número de pontos da amostra. Ou seja, amostras longas ou pequenas em número de pontos, tomadas aleatoriamente do conjunto de pontos, mostraram uma variação na variância entre 0,15 e 0,35 Npx^2.

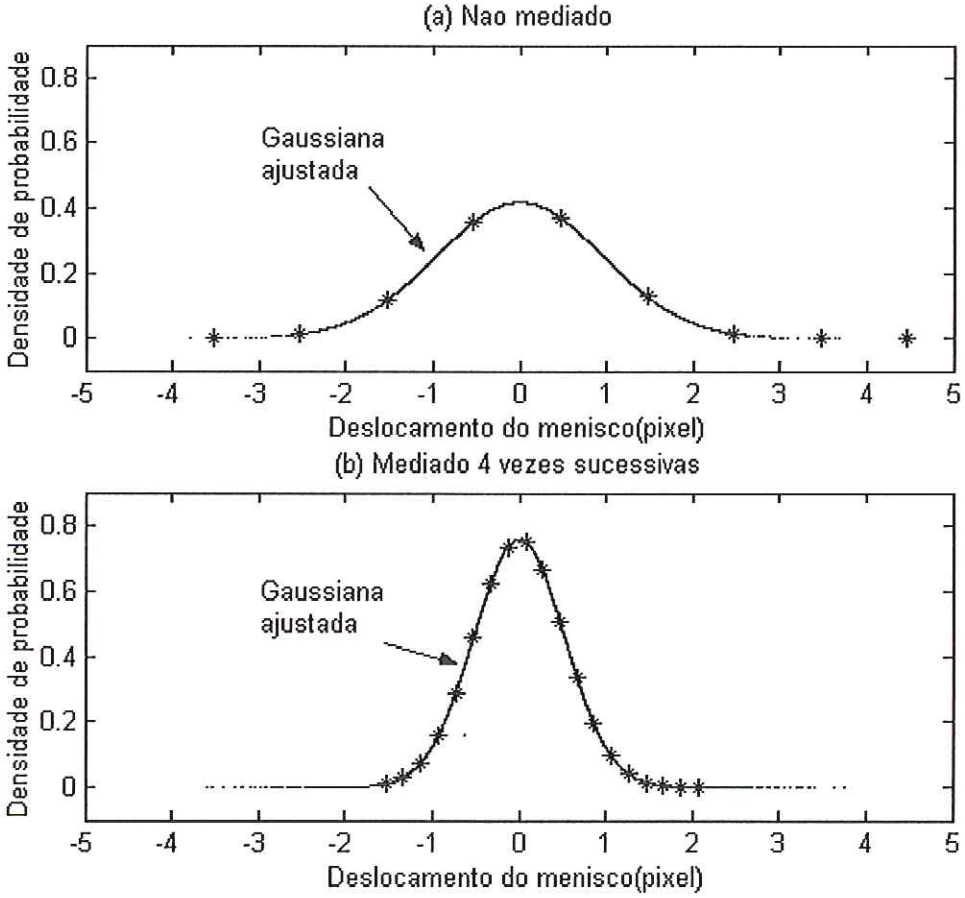


Figura 5.16. Densidade de probabilidade do sinal de ruído: amostra com 8000 pontos e taxa de amostragem de 70ms, comparada com gaussiana. (a) sinal sem média. (b) mesmo sinal de (a), porém com média sucessiva de 4 pontos.

A Figura 5.17.(a) mostra a estimativa da função de correlação do sinal referente à Figura 5.15.(b), e na Figura 5.17.(b) tem-se a estimativa da densidade espectral de potência.

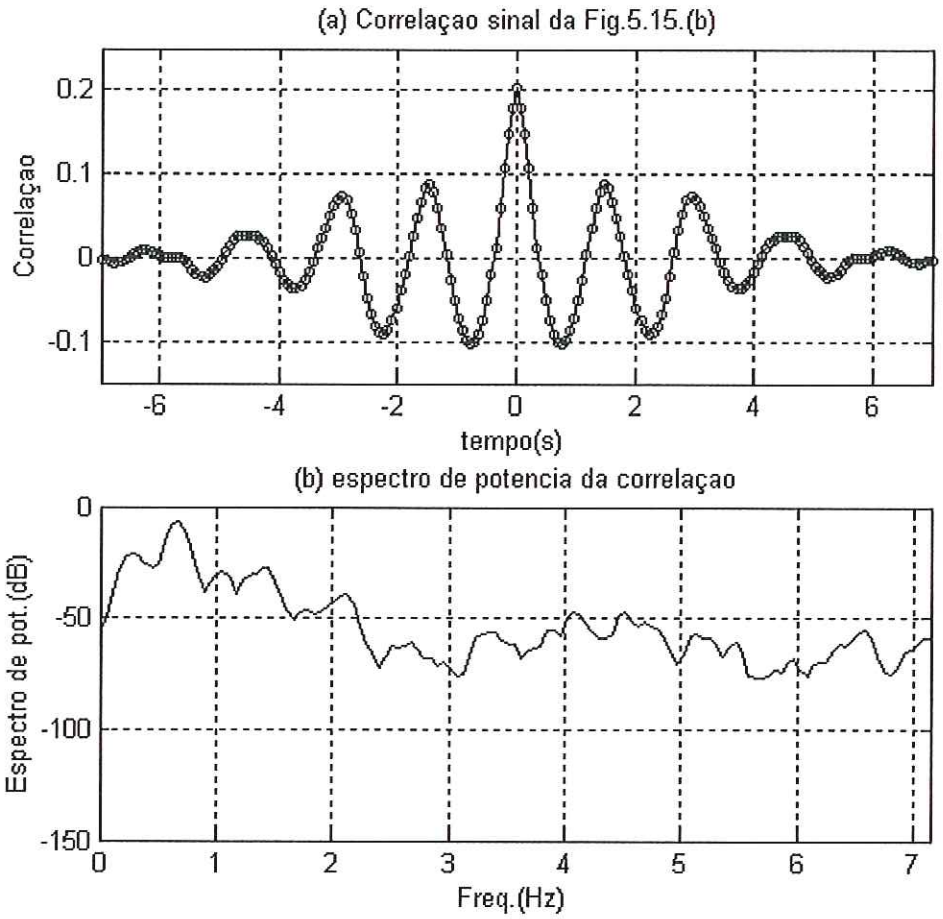


Figura 5.17. Estimativa da correlação e densidade espectral do sinal mostrado da Figura 5.15.(b). (a) Correlação. (b) Densidade espectral de potência.

A função de correlação é semelhante a um cosseno com decaimento exponencial na amplitude. Funções com este comportamento exibem lóbulos na freqüência do cosseno quando se passa para o domínio da freqüência. O período da curva oscilatória exibida na Figura 5.17.(a) é igual a 1,47 segundo, que implica a freqüência igual a 0,68 Hz, que por sua vez é aproximadamente a freqüência central do lóbulo de maior amplitude, mostrado na Figura 5.17.(b). Segundo Papoulis (1965, p.340), a função de correlação $R(\tau)$, tal que:

$$R(\tau) = R(0)\ e^{-a|\tau|} \cos\omega_0\tau \tag{5.5}$$

implica a densidade espectral de potência equivalente a dois lóbulos centrados nas freqüências $-\omega_0$ e $+\omega_0$ com amplitude máxima igual a $1/(aR(0))$. A idéia, portanto, é aproximar uma função conhecida comparando o resultado com a correlação e o espectro de potência. Tem-se assim que $R(0)$=0,20, e ω_0 =0,67.

Na Figura 5.18.(a) vê-se o resultado da aproximação da função de correlação através da equação (5.5), com a=0,40, enquanto na Figura 5.18.(b) é mostrado o espectro de potência. Observa-se que na figura original existem mais lóbulos em freqüência do que o que é mostrado na última figura. Entretanto, deseja-se estimar o tempo de correlação do sinal e se forem necessários ajustes posteriores, podem ser incluídos mais termos na equação (5.5).

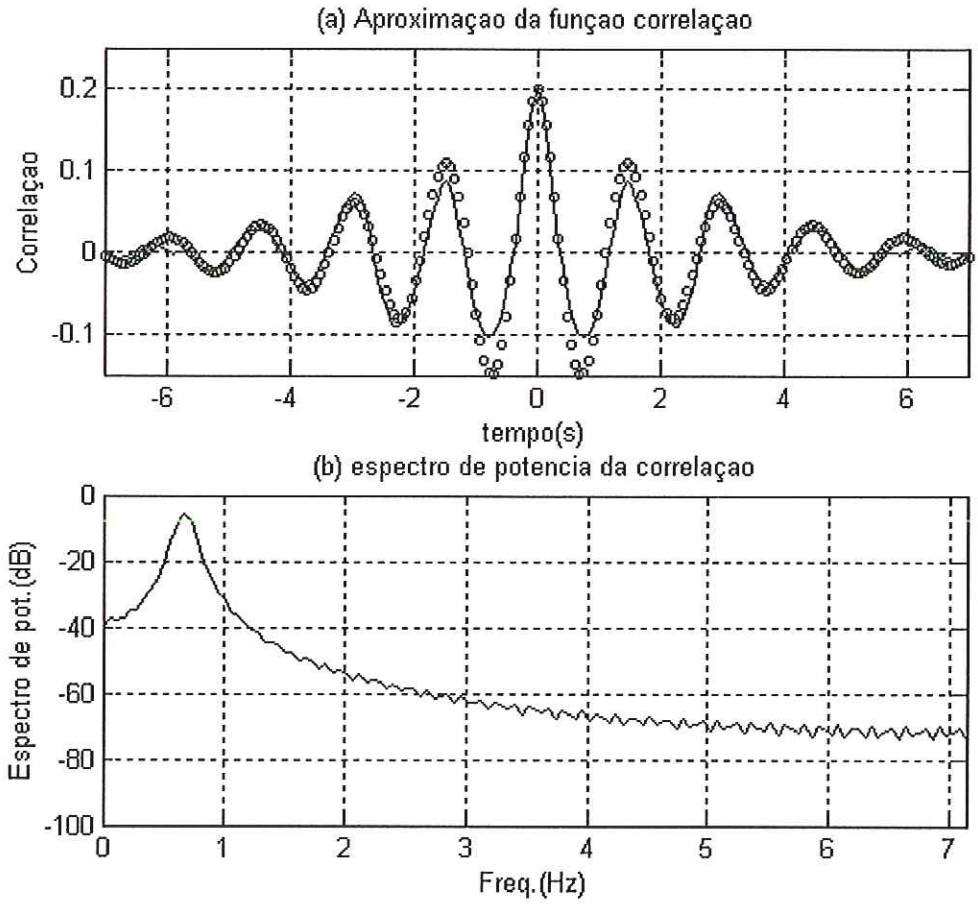


Figura 5.18.(a) Aproximação do sinal de correlação segundo equação (5.4) em círculos (o). (b) Densidade espectral de potência da função aproximada.

O tempo de correlação, τ_c, fornece uma descrição aproximada do período de tempo em que o processo aleatório está fortemente correlacionado (BURL, 1999, p.61), sendo definido como (SHANMUGAN e BREIPOHL, 1988, p.148):

$$\tau_c = \frac{\int_0^{\infty} R(\tau) d\tau}{R(0)} \tag{5.6}$$

sendo que a largura de banda efetiva, B_{ef}, em hertz, é dada por:

$$B_{ef} = \frac{2}{\tau_c} \tag{5.7}$$

Aplicando a equação (5.6) na equação (5.5) tem-se que (SPIEGEL, 1973, p.85):

$$\tau_c = \frac{e^{-a\tau}}{a^2 + \omega_0^2}\left(-a\cos\omega_0\tau + \omega_0 sen\omega_0\tau\right) \Bigg|_0^{\infty} = \frac{a}{a^2 + \omega_0^2} \tag{5.8}$$

Substituindo os valores a=0,40, ω_0=0,68 Hz na última equação, tem-se que:

$$\tau_c = 0{,}64 \text{ segundo, e } B_{ef} = 3{,}12 \text{ Hz} \tag{5.9}$$

Se forem somados mais termos em cosseno, com freqüências superiores e amplitudes menores na equação (5.5) ter-se-ão valores de tempo de correlação pouco superiores ao obtido com apenas um termo. Portanto, acredita-se que esta estimativa de tempo seja bastante razoável.

A questão que fica é se o processo aleatório pode ser aproximado por um ruído branco. É preciso verificar antes se existe independência entre as seqüências aleatórias. Quando se faz um processo de médias sucessivas, realiza-se uma filtragem dos dados, relacionando a variável aleatória de entrada com a saída filtrada. Isto é facilmente verificável através de diagramas de espalhamento. Estes diagramas são feitos através do

gráfico de amostras Y_t elementos por Y_{t+1} elementos. Para demonstrar independência entre as variáveis é necessário verificar se o diagrama de correlação ocupou a área do gráfico com um esperado grau de uniformidade, e além disto, se a seqüência de traços dos pontos é livre de qualquer ordenamento (BRACEWELL, 1986, p.323).

A Figura 5.19 mostra o diagrama de correlação entre a seqüência de 101 pontos do sinal Y(t) mostrado na Figura 5.15, e uma seqüência deslocada por um ponto, Y(t+1).

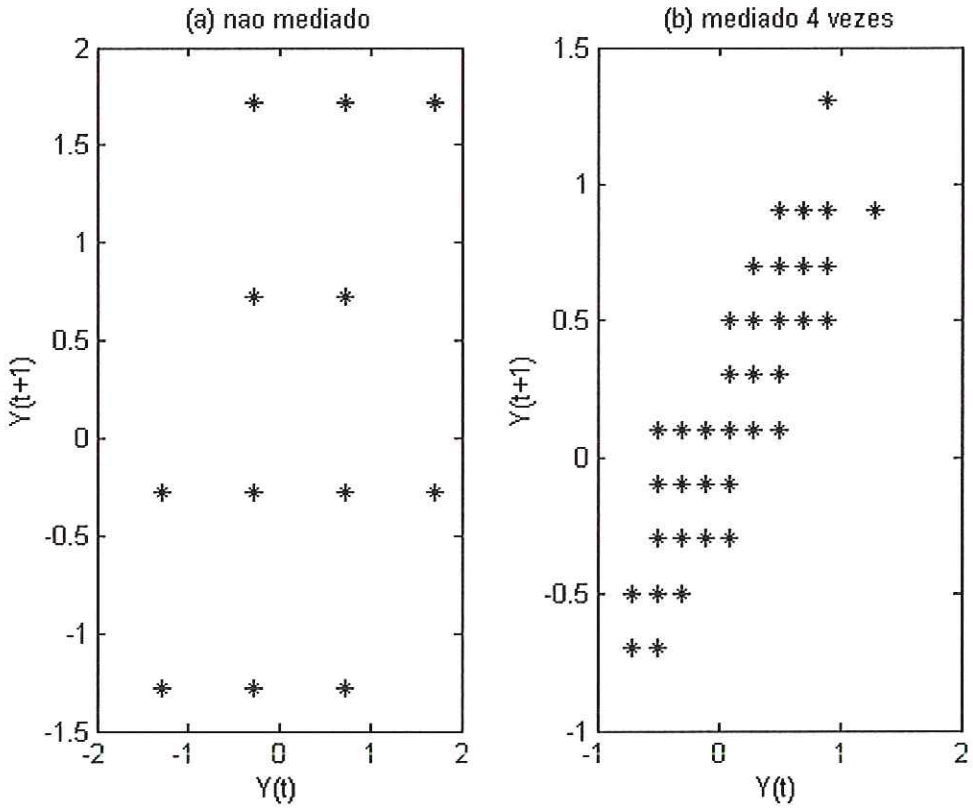


Figura 5.19. Diagramas de correlação (espalhamento) do sinal ruidoso da Figura 5.15. (a) sinal sem média consecutiva. (b) sinal mediado 4 vezes consecutivas.

Uma maneira rápida de medir a correlação (BRACEWELL, 1986, p.323) é através da divisão da área do gráfico em 4 quadrantes limitados pela média de cada sinal (neste caso, a média é nula). Deve-se subtrair o número de pontos entre o primeiro e o terceiro quadrante, e somar com o resultado da subtração entre os quadrantes segundo e quarto. O resultado desta operação deve ser dividido pelo número total de pontos. No

caso da Figura 5.19.(a) tem-se {(3-2)+(4-3)}/12=2/12=0,1667. Na Figura 5.19.(b) tem-se {(20-3)+(11-2)}/36=19/36=0,5248. Obviamente o fato de fazer médias consecutivas aumentou a correlação entre as seqüências. Portanto não se pode cogitar da existência de um ruído branco como entrada de distúrbio a não ser que seja incluído um filtro após a entrada.

Por exemplo, pode ser considerado um filtro de primeira ordem, com função de transferência $G_n(s)$, tal que:

$$G_n(s) = \frac{b}{s+a} \tag{5.10}$$

de forma que o pólo do filtro ($s=-a$) seja relacionado com o tempo de correlação e o ganho do filtro, b, seja relacionado com a variância desejada na saída.

Em resumo, se for usado um filtro passa-baixa com freqüência de corte por volta de $B_{ef}/2$ e com ganho de modo que a variância de saída seja por volta de 0,2 Npx^2, então será possível considerar a entrada de distúrbio como ruído branco.

5.3.5 Resposta a Degrau de Pressão no Capilar

A medida da pressão aplicada na ponta do capilar, juntamente com a relação dela com o deslocamento do menisco, são possíveis de se obter com algumas simplificações na rotina *Degrau1.vi*, de modo a registrar a posição do menisco e medir ao mesmo tempo o valor de saída em tensão do sensor de pressão. O sensor de pressão usado no experimento é fabricado pela *Honeywell Inc*, do tipo estado sólido, com medida de pressão diferencial, e compensação de temperatura. O valor típico de saída é igual a 0,6 mV/psi, sendo recomendado pelo fabricante um pré-ajuste de *offset*. Assim, foi implementado um circuito com um amplificador de instrumentação, com ganho em tensão igual a 100, e ajuste de *offset* de saída. O sinal de saída foi zerado com o sensor ligado na entrada do amplificador, a pressão ambiente. O sensor foi adaptado a uma conexão tubular plástica com uma derivação de saída para a ponta do capilar e uma de entrada para a pressão aplicada. Foi usado um compressor de ar para aplicar a pressão no capilar.

A Figura 5.20 mostra o resultado da excursão do menisco, em preto, quando aplicado um degrau de pressão.

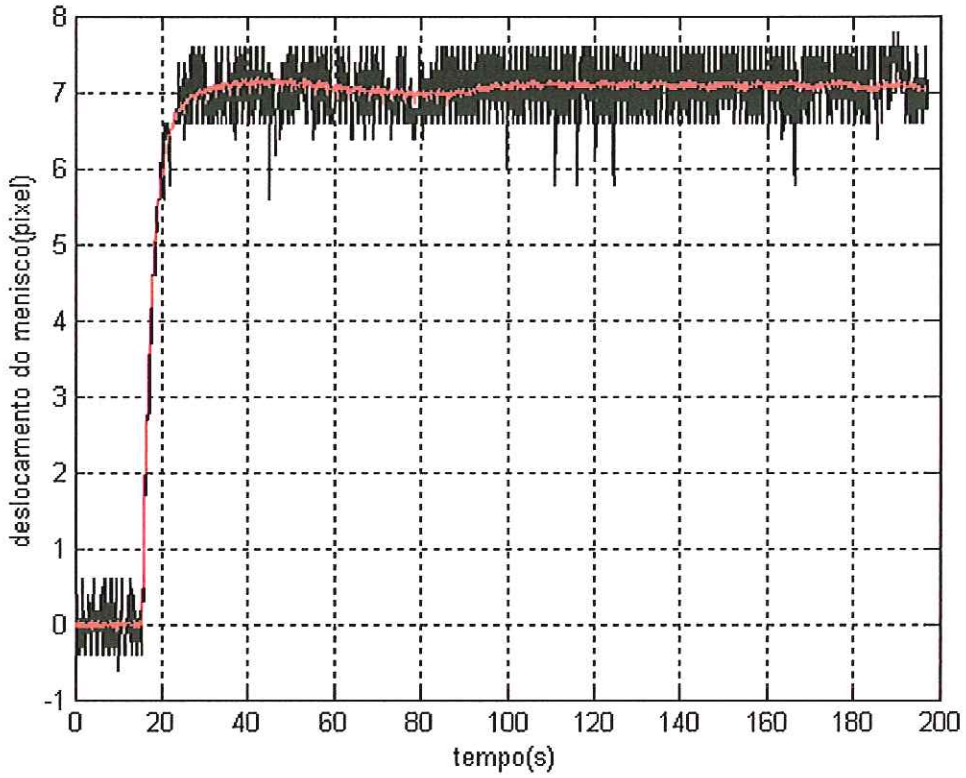


Figura 5.20. Comparação entre a resposta ao degrau de pressão aplicado (em preto), com a resposta simulada com uso da equação (3.51) (em vermelho).

A pressão de saída do compressor foi previamente ajustada de modo que na saída do amplificador houvesse uma tensão em torno de 1,0 volt, correspondente a um valor de saída no sensor em torno de 10 mV. O valor típico de resposta do sensor, dado pelo fabricante, é igual a 0,6 mV por psi, sendo 1 psi=6894,6 N/m^2. O deslocamento do menisco, obtido pelo programa que detecta a posição, foi igual a 7,10 Npx, com variância igual a 0,10 Npx^2. Este deslocamento em número de pixels equivale a 11,2 μm, segundo a equação (5.4). O valor médio da tensão de saída do sensor foi igual a 1,056 volt, equivalendo a 17,67 psi, ou 121800 N/m^2. Usando a equação (3.51) com os dados: B=2,18x10^9 N/m^2; μ=0,001 Kg/ms (1cSt); ρ=900kg/m^3; d_t=300 μm; e L=0,20m;

obtém-se a seguinte função de transferência que relaciona o deslocamento do menisco em metro, com a pressão aplicada:

$$G_{yp}(s) = \frac{Y_t(s)}{P_i(s)} = \frac{0{,}005556}{s^2 + 395{,}1s + 6.056 \times 10^7} \tag{5.11}$$

Portanto, usando a equação (5.11), convertendo o deslocamento para número de pixels, aplicando o sinal de pressão obtido pela conversão do sinal do sensor em volt para pressão, chega-se à curva em vermelho mostrada na Figura 5.20. Observa-se que a resposta obtida com modelo obtido no Capítulo 3 é bastante coerente com a reposta experimental. Entretanto, o valor do módulo de elasticidade volumétrica (B=2,18x10^9 N/m^2) é superior ao encontrado por Pessoa (1999, p. 12) sendo dado como B=1,49x10^9 N/m^2. Provavelmente esta diferença ocorreu pelos métodos distintos de medida. No método apresentado aqui a medida é direta, no sentido que se mede a pressão aplicada e o deslocamento resultante, enquanto que o método usado por Pessoa (1999) relaciona a potência elétrica aplicada no capilar para retornar o menisco à posição inicial.

Outra medida importante é a que relaciona a potência elétrica entregue para fazer retornar o menisco na posição original, com a pressão aplicada. Esta medida corresponde ao ajuste manual do menisco. O valor da tensão da fonte suficiente para retornar o menisco foi igual a 276 mV, equivalente a uma potência entregue igual a 0,201 watt. Portanto, tem-se que a relação entre a pressão e a potência, K_{prw}, é dada por:

$$K_{prw} = \frac{0{,}201}{121800} = 1{,}650 \times 10^{-6} \frac{Wm^2}{N} \tag{5.12}$$

Por sua vez, a relação entre a potência aplicada pelo aquecedor e o deslocamento do menisco em metro, K_{wy}, é dada por:

$$K_{wy} = \frac{0{,}201}{11{,}2 \times 10^{-6}} = 2{,}792 \times 10^4 \frac{W}{m} \tag{5.13}$$

5.3.6 Resposta a Degrau de Temperatura no Capilar

O modelo térmico desenvolvido no Capítulo 4 deste trabalho relaciona entrada de temperatura com saída de temperatura. Entretanto, a temperatura do óleo não pode ser medida experimentalmente, e sim o seu efeito expansivo com relação ao volume. Assim, para comparar a resposta a degrau entre o modelo teórico e o experimental é necessário calcular o deslocamento do menisco em metro para obter a variação em temperatura equivalente.

Considerando as dimensões físicas do capilar usado (diâmetro interno igual a 300 μm, espessura da parede de vidro igual a 40 μm, e comprimento do tubo igual a 0,20 m), e as equações (4.49) a (4.52), obtém-se a seguinte função de transferência que relaciona uma entrada de temperatura com a saída de temperatura do óleo:

$$G(s) = \frac{3{,}790 \times 10^{7}}{s^{4} + 3{,}917 \times 10^{4} s^{3} + 3{,}001 \times 10^{6} s^{2} + 5{,}162 \times 10^{7} s + 3{,}790 \times 10^{6}} \tag{5.14}$$

Considerando a curva referente ao degrau de 0,8 volt, mostrada na Figura 5.11, tem-se que (ver Tabela 5.1) P_h=1,002 watt, e ΔM=67,2 Npx. Portanto, pela relação dada pela equação (5.4), o deslocamento do menisco é igual a 105,7 μm. Por sua vez, este deslocamento é dado pela multiplicação da variação de temperatura multiplicada pelo coeficiente de expansão térmica (α=7,2x10^{-4} °C^{-1}), e pelo comprimento inicial da coluna de óleo (l_o=0,20 metro), conforme a equação (2.28). Assim, obtém-se uma variação em temperatura equivalente a 0,73 °C, e a relação entre o deslocamento em número de pixels e a temperatura é dada por 91,55 Npx/°C.

A Figura 5.21 mostra a comparação entre a curva obtida de forma experimental, (conforme a Figura 5.11, degrau de 0,8 volt), escalonada para a referente variação em temperatura, com a curva obtida com o modelo teórico. Observa-se que, apesar da convergência para o valor final, há uma diferença entre os tempos de subida (10 % a 90%) entre as duas curvas, sendo que o sistema obtido teoricamente apresenta uma resposta cerca de 10 vezes mais rápida do que a resposta experimental.

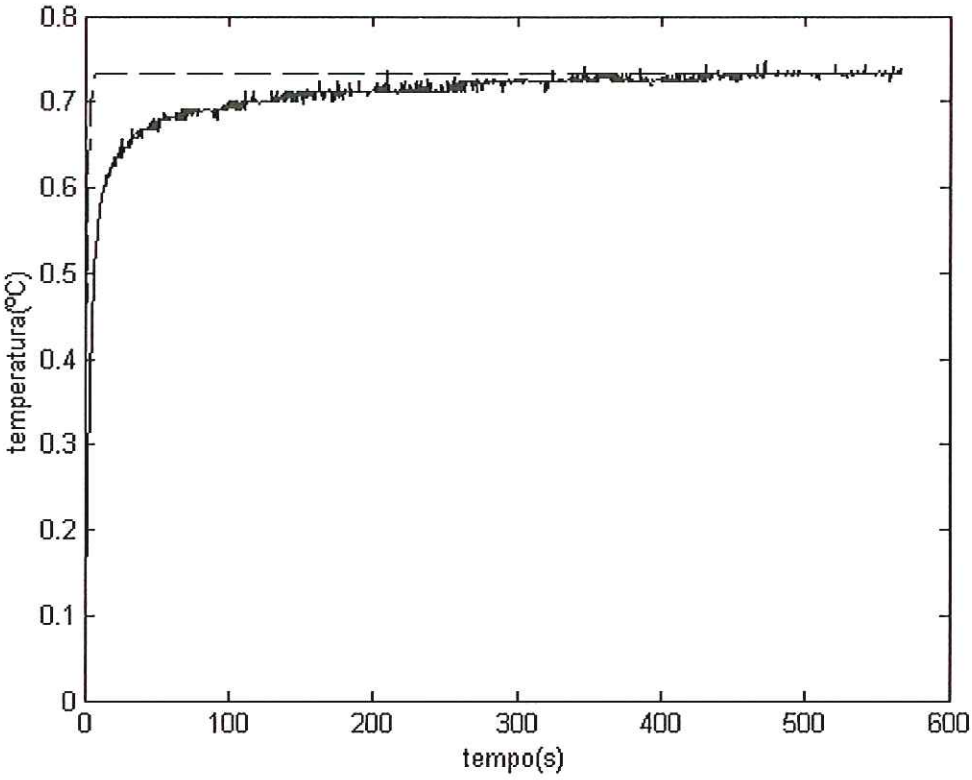


Figura 5.21. Comparação entre a resposta degrau de 0,73° C no modelo teórico dado pela equação (5.11), linha tracejada, e a resposta a degrau de potência no aquecedor igual a 1,002 watt, linha contínua.

Observa-se quando são detalhadas as respostas mostradas na figura anterior que o modelo teórico não incorpora um tempo de atraso, que no caso experimental é cerca de 0,3 segundo, conforme mostra a Figura 5.22. De qualquer maneira, este tempo de atraso não justifica uma diferença tão grande entre os tempos de subida. Se o sistema experimental for considerado de primeira ordem, com tempo de atraso igual a 0,3 segundo, então, o tempo de resposta do sistema experimental é igual a 5,3 segundos, e o tempo de resposta do sistema teórico é igual a 1,65 segundo, ou seja, a relação entre estes tempos cai para cerca de 3 vezes. Algumas hipóteses podem ser levantadas para justificar estas diferenças, tais como, influência da temperatura nos parâmetros relacionados à massa de óleo, por exemplo, e a não consideração de perdas de calor através da parte interna do tubo capilar.

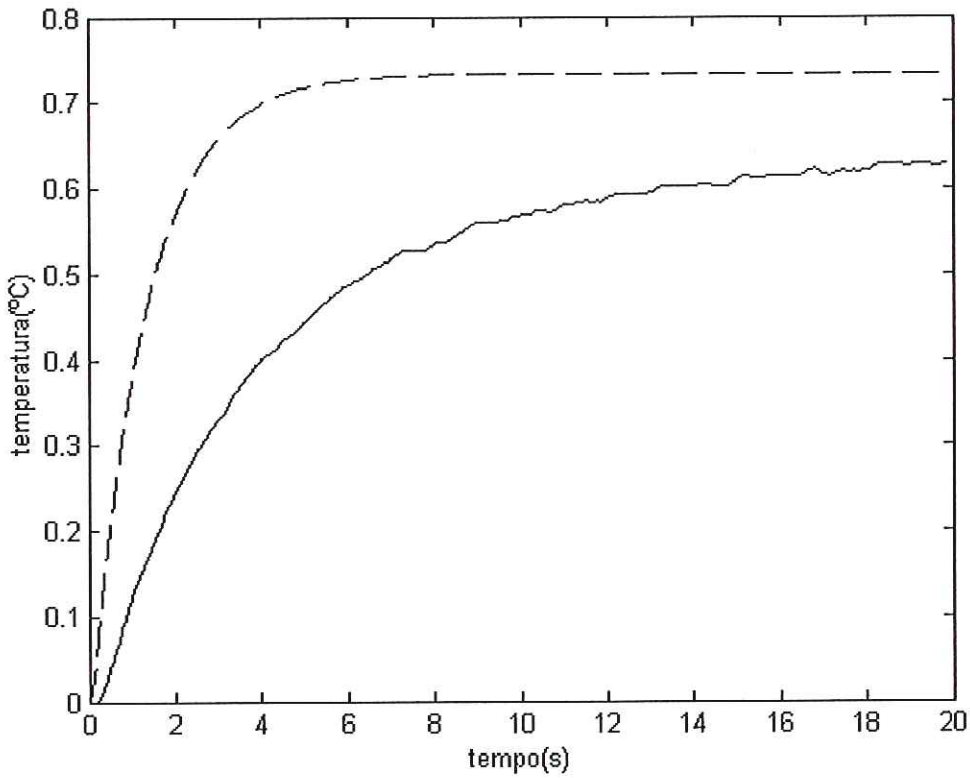


Figura 5.22. Detalhe das curvas mostradas na Figura 5.21 entre 0 e 20 segundos.

5.4 Modelo Experimental da Sonda Termoelástica

Uma ferramenta para verificar o comportamento do sistema dinâmico experimental é a identificação do sistema composto entre o deslocamento do menisco em pixel e a potência aplicada pelo aquecedor. Basta selecionar os dados da Figura 5.12 (transformando a entrada em potência) em um dos métodos existentes de identificação de sistemas. Primeiramente foi verificado que o ruído na saída da fonte alimentação do aquecedor tem correlação nula com o deslocamento do menisco, ou seja, pode ser desconsiderado. Como o ruído introduzido pelo programa de detecção do menisco é inerente à resposta do sistema, pode ser considerado como um ruído aditivo na saída do sistema a ser identificado. Desta forma, um possível candidato para método de identificação do sistema é o de *Estrutura de Erro de Saída* (LJUNG, 1987, p.75). Isto foi verificado durante as simulações com os dados experimentais de resposta a degrau.

O sistema verificado experimentalmente apresenta uma característica com relação à resposta temporal, que se manteve constante em todas as medidas (vide Figura

5.11), que é a rápida subida seguida de um forte amortecimento, com longos tempos até atingir o regime permanente. Isto é característico de sistemas que possuem ao menos um pólo próximo da origem, o qual é precedido de um zero bastante próximo do mesmo pólo (FRANKLIN *et al.*,1997, p.130).

Baseado nisso, procurou-se ajustar um modelo do tipo *Estrutura de Erro de Saída* com um número de termos no numerador igual a um, e no denominador, igual a 2. Este modelo foi aplicado a todos os dados de resposta a degrau e o melhor resultado, referente ao ajuste, foi obtido com a base de dados da reposta a degrau de 1,002 watt no aquecedor (ver Tabela 5.1), resultando na expressão:

$$G_{ex}(s) = \frac{13{,}4200 \times (s + 0{,}01065)}{(s + 0{,}2278)(s + 0{,}0093)} \tag{5.15}$$

sendo $G_{ex}(s)$ a função de transferência que relaciona o deslocamento em pixel com a potência aplicada em watt. O passo seguinte foi validar o modelo, que pôde ser feito através da confrontação do modelo gerado pela identificação com os dados experimentais restantes.

A Figura 5.23 mostra a resposta a degrau de potência, com valor igual a 1,002 watt, comparada com a curva gerada pelo modelo dado pela equação (5.15). Para gerar a curva dada pelo modelo foram usados os dados experimentais de entrada equivalente a 1,002 W. Neste caso, a figura mostra a comparação entre a curva gerada pelo modelo e a experimental em mais dois valores distintos de degrau de potência (0,385 watt e 1,586 watt). Observa-se, principalmente, que o modelo consegue ser bastante fiel aos dados experimentais no comportamento dinâmico da resposta a degrau (curva referente ao degrau de 1,002 W). Entretanto, a aplicação do mesmo modelo em degraus distintos de potência acarretou um erro de regime permanente de 0,3 % no caso de maior potência, e -6,5 % no caso de degrau de menor potência. Esta característica se manteve quando se procurou ajustar curvas em degraus diferentes de potência. Isto quer dizer que apesar do modelo ajustar-se satisfatoriamente com relação à dinâmica da resposta a degraus diferentes de potência, o erro em regime permanente é maior, principalmente nas faixas em que o deslocamento do menisco, em número de pixels, é pequeno.

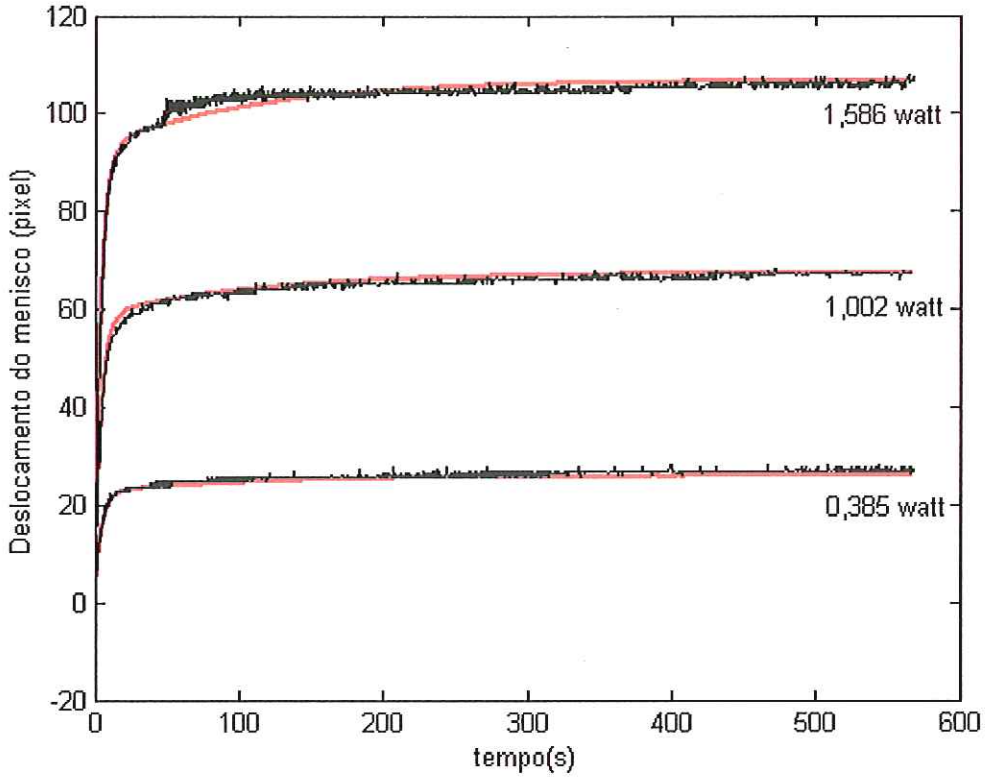


Figura 5.23. Comparação entre as curvas geradas pelo modelo identificado (em vermelho) com três curvas experimentais retiradas da Figura 5.11 (em preto).

5.5 Sonda Termoelástica em Malha Fechada

Uma das possíveis configurações para a automação da sonda termoelástica é mostrada na Figura 5.24. A posição do menisco, $Y(s)$, em número de pixels, é amostrada com período T=70 ms. O sinal desta amostragem é somado a um sinal de ruído aleatório v_s, com média nula e variância igual a 1 Npx^2 , com filtro de primeira ordem $G_n(z)$, resultando no sinal de realimentação da malha fechada. O sinal de realimentação é comparado com a referência em posição, *Ref*, de modo que se tenha o erro de posição. Sobre o sinal de erro atua um controlador com função de transferência $G_c(z)$. Como não é possível atuar diretamente no controle de potência é necessário linearizar a resultante entre a tensão e a potência aplicada. Tem-se, invertendo a equação (5.1), que a tensão da fonte, V_F, em volt é dada por uma constante que multiplica a raiz quadrada do deslocamento em pixel, ou, $h(\Delta M)^{1/2}$. Assim, o valor em número de pixels obtido após o controlador é somado com o valor da referência e o resultado é transformado em tensão

pelo bloco linearizador. O sinal em tensão, após ser convertido em sinal analógico pelo bloco conversor digital para analógico, *CDA*, é enviado para o aquecedor com função quadrática mV_F^2, resultando no sinal em potência entregue. O sinal de distúrbio dado pela pressão aplicada na ponta do capilar, $P_i(s)$, é convertido em deslocamento através da equação (3.51) aplicada ao bloco $G_{yp}(s)$, sendo, na seqüência, convertido em potência elétrica através da constante K_{wy}, dada pela equação (5.13), e somado ao sinal de potência entregue pelo aquecedor. O resultado desta soma é enviado ao bloco $G_{ex}(s)$, cuja função de transferência é dada pela equação (5.15), a qual representa a dinâmica da variação da posição do menisco em função da potência aplicada no aquecedor.

Considerando os dados do capilar descrito nas Seções (5.3.2), e (5.3.5), tem-se as seguintes expressões para cada bloco no diagrama em malha fechada:

$$\Delta M = 109\ V_F^2 \Rightarrow V_F = 0{,}0958\sqrt{\Delta M} \Rightarrow h = 0{,}0958\ \text{volt.Npx}^{-1/2} \tag{5.16}$$

$$P_T = \frac{V_F^2}{R_T} = \frac{V_F^2}{0{,}379} \Rightarrow m = 2{,}639\,\Omega^{-1} \tag{5.17}$$

$$K_{wy} = 2{,}792 \times 10^4 \frac{W}{m} \tag{5.18}$$

$$G_{yp}(s) = \frac{0{,}005556}{s^2 + 395{,}1s + 6.056 \times 10^7} \frac{m}{N/m^2} \tag{5.19}$$

$$G_{ex}(s) = \frac{13{,}4200 \times (s + 0{,}01065)}{(s + 0{,}2278)(s + 0{,}0093)} \frac{Npx}{watt} \tag{5.20}$$

O sinal de referência está condicionado no ponto de operação da curva de linearização, ou seja, a curva dada pela equação (5.1). A função de transferência $G_n(z)$, referente ao ruído do sensor, é obtida através da transformada Z da equação (5.10), sendo a entrada de ruído, v_s, igual a um sinal aleatório com média nula e variância igual a 1 Npx^2. Finalmente, deve ser escolhida a função de transferência referente ao bloco do controlador, $G_c(z)$.

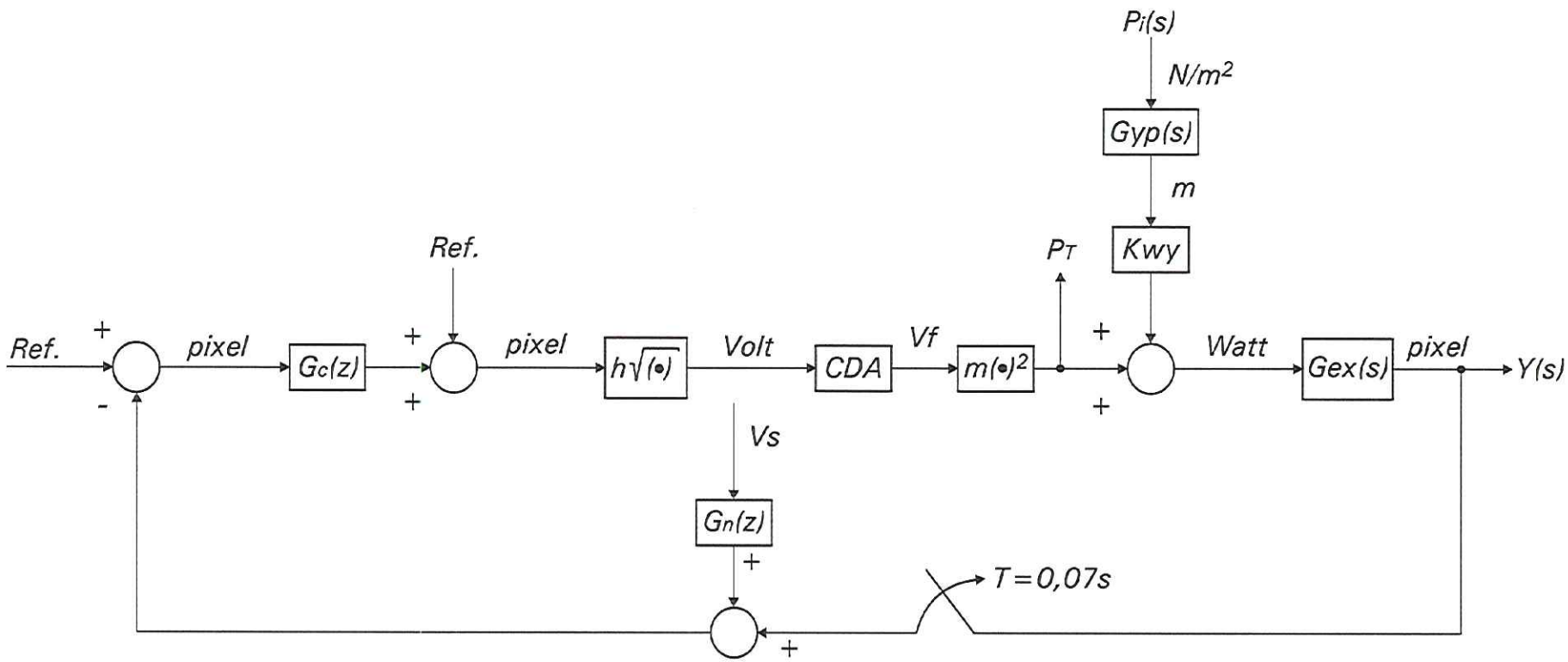


Figura 5.24. Diagrama em blocos proposto para o sistema em malha fechada.

O controlador PID é de longe a forma mais dominante de realimentação em uso hoje. Mais de 90% de todas as malhas de controle são PID (ASTROM e HÄGGLUND, 2001). Este tipo de controlador é facilmente implementável em malha simples deixando ao projetista a liberdade de escolha dos valores de cada ganho. A planta do sistema proposto não possui um pólo na origem e assim a ação integral do controlador deve levar o erro em regime permanente a zero no caso de uma entrada a degrau. Portanto, este tipo de controlador pode ser uma alternativa de controle do sistema.

A Figura 5.25 mostra o fluxograma do algoritmo usado para implementar o sistema em malha fechada por meio do ambiente de programação *LabView*.

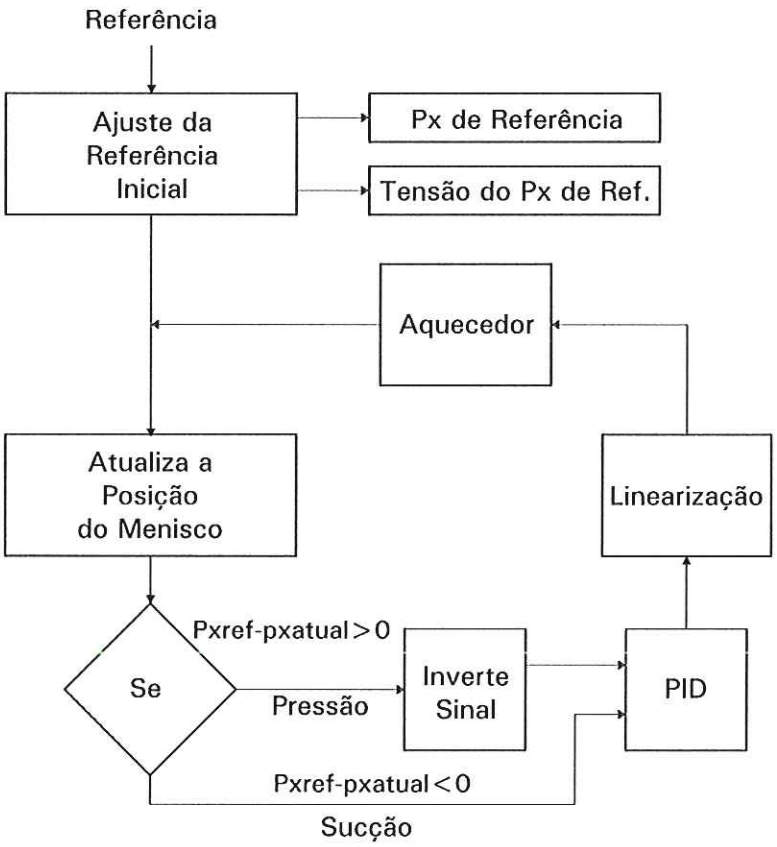


Figura 5.25. Diagrama de fluxo do algoritmo para implementação do sistema em malha fechada.

Escolhe-se, inicialmente, a posição de referência em número de pixels (bloco "*Px de Referência*") dada pela execução da rotina *Minha_busca1.vi* e, em seguida, a

tensão de referência equivalente a esta posição (bloco "*Tensão do Px de referência*"). No próximo passo a posição do menisco é atualizada e comparada em número de pixels com a posição de referência (bloco "*Px de referência-pxatual*"). Se houver pressão, este resultado é positivo, e deve ser invertido (bloco "*Inverte sinal*"), e se houver sucção, vice-e-versa. Em seguida, este resultado é enviado ao controlador PID, sendo linearizado na relação número de pixel para tensão em volt, usado então como valor para a fonte de alimentação do sistema.

Na Figura 5.26 é mostrado o painel frontal do algoritmo desenvolvido no *Labview*, com o nome da rotina *PID_prelinearizado2.vi*.

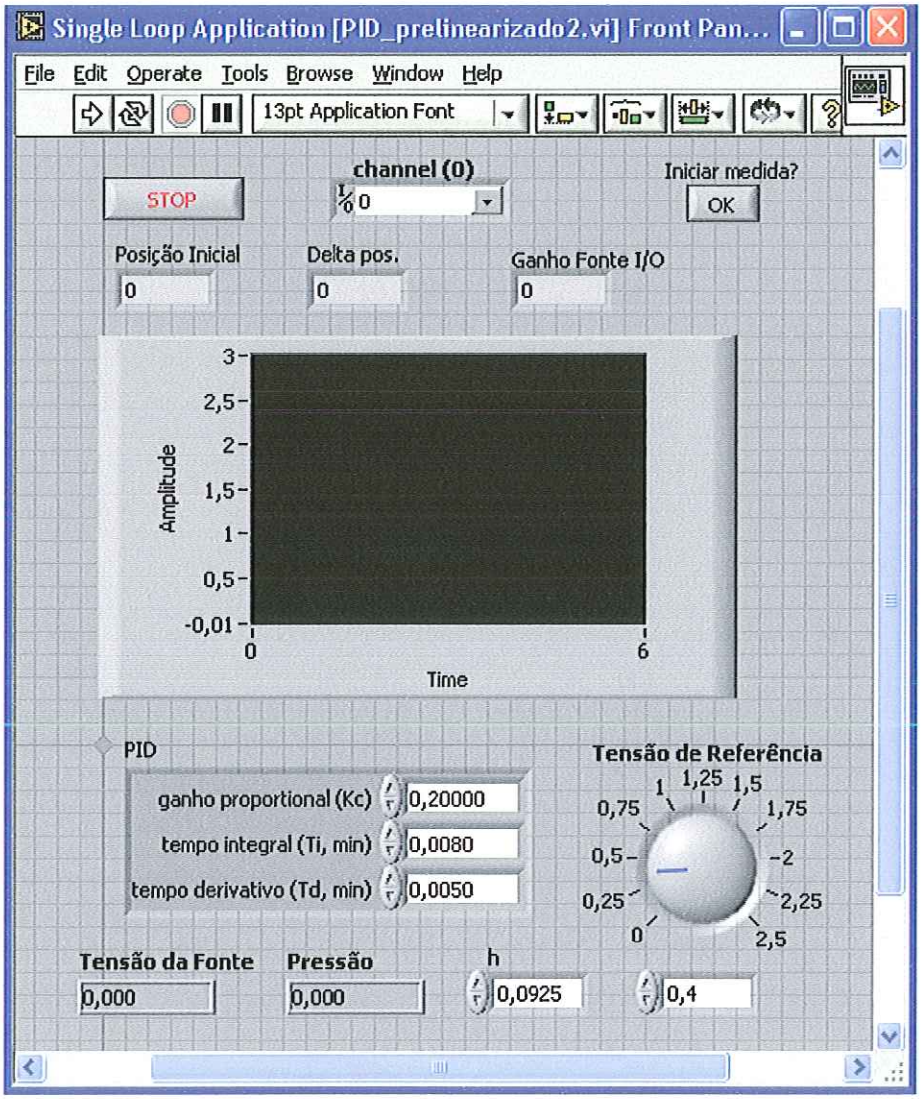


Figura 5.26. Painel frontal do instrumento virtual gerado pela rotina *PID_prelinearizado2.vi* para controle da posição do menisco em malha fechada.

Foi usada uma sub-rotina do *Labview* chamada *PID(DBL).vi* para desempenhar a função do controlador PID. Antes de executar o programa devem ser atribuídos os valores dos ganhos do PID, da tensão de referência, e do valor de *h* da linearização. Quando se aciona o botão de *"iniciar medida"*, o valor da posição inicial é registrado, e os valores da posição e do erro de posição (*Delta pos.*) são amostrados periodicamente. Também é amostrado o sinal do sensor de pressão, e o gráfico no painel pode monitorar a posição do menisco, ou o sinal da fonte de tensão. Estes parâmetros são gravados em um arquivo para posterior análise.

5.6 Medida Automática de Pressão

Foi implementado um sistema em malha fechada baseado no diagrama mostrado na Figura 5.24. Foi adaptado um sensor de pressão na ponta do capilar, em circuito fechado com a linha de ar do compressor. Na Figura 5.27 vê-se o sinal em tensão do sensor de pressão, que foi considerado como um degrau de pressão.

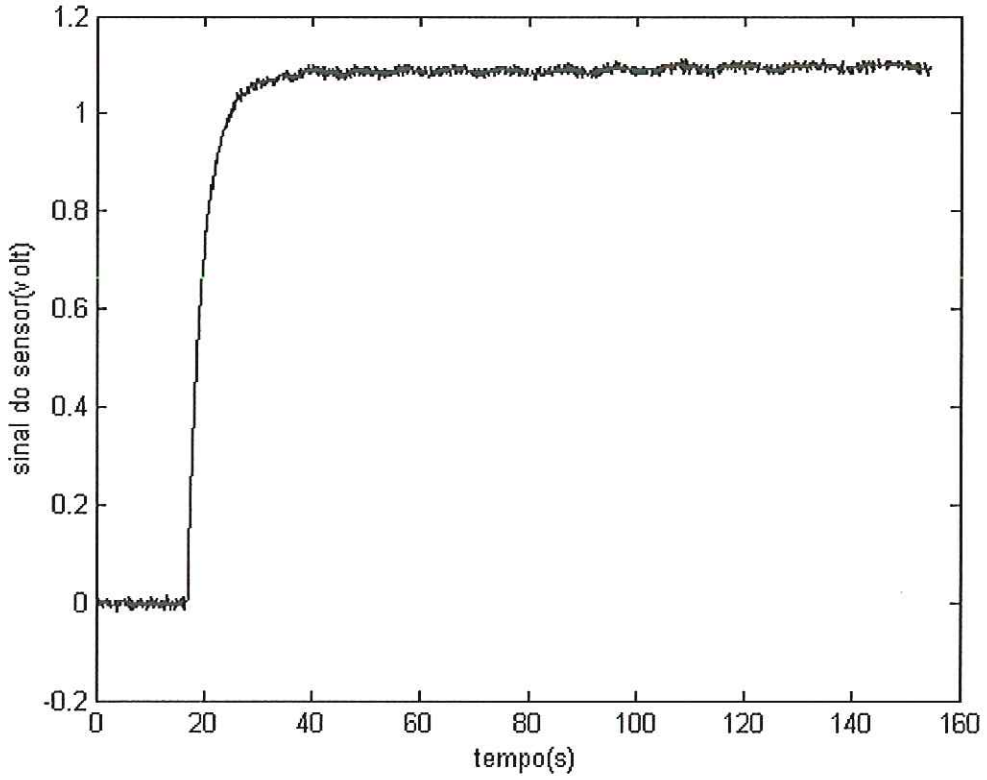


Figura 5.27. Sinal do sensor de pressão equivalente a um degrau.

Os ganhos do controlador PID foram ajustados manualmente de forma que a resposta da saída do sistema (posição do menisco) não apresentasse oscilação, ou sobressinal excessivo. Os valores usados foram: Kp=2,00 Npx/Npx; Ti=0,008 minuto; e Td=0,005 minuto. O valor da tensão de referência foi ajustado em 0,400 volt, equivalente a uma posição do menisco igual a 18,8 Npx. Também foi ajustado o valor do parâmetro *h* da linearização igual a 0,0958 volt.$Npx^{-1/2}$.

Foram usadas as expressões mostradas nas equações (5.16) a (5.20) para simular a reposta do sistema em malha fechada. A simulação numérica foi obtida com auxílio do programa *Matlab*, com o aplicativo *Simulink*, o qual também possui um bloco PID usado na malha.

Na Figura 5.28 é mostrada a variação da posição do menisco, em preto, quando se aplica o degrau em pressão, conforme o sinal do sensor mostrado na Figura 5.27.

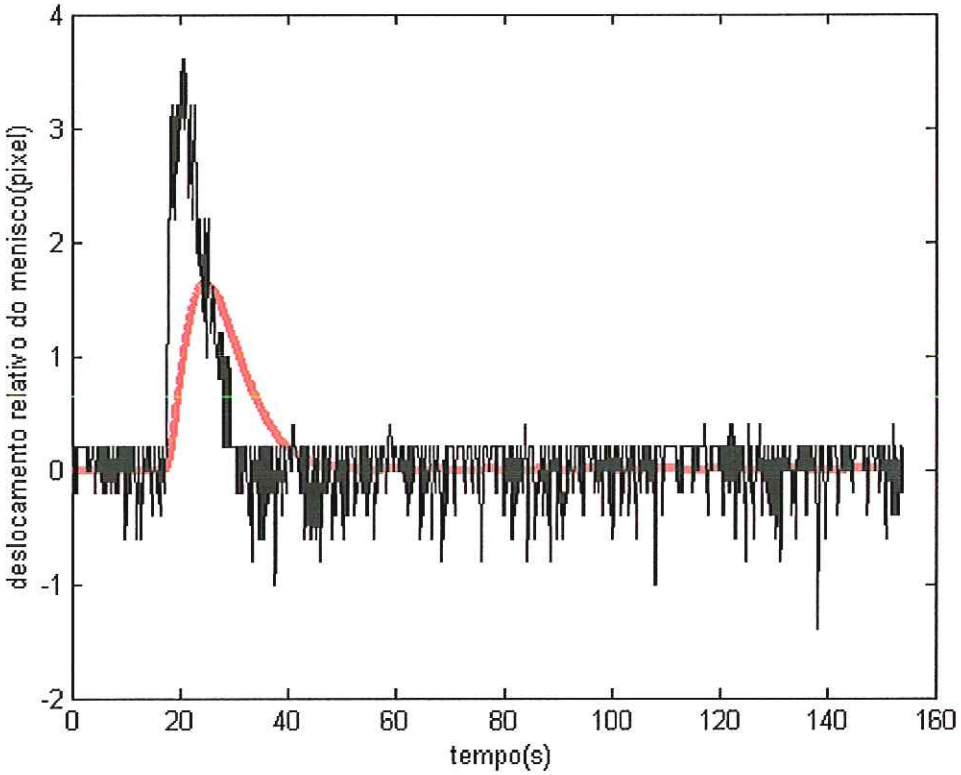


Figura 5.28. Variação da posição do menisco devido ao degrau mostrado na Figura 5.27. Resposta obtida experimentalmente em preto, e resposta devido à simulação, em vermelho.

Para efeito de comparação é mostrado, em vermelho, a resposta do sistema devido à simulação do sistema. Observa-se que na resposta obtida experimentalmente a posição do menisco varia de forma mais rápida, atingindo mais que o dobro da variação do resultado simulado.

Na Figura 5.29 vê-se a variação da potência elétrica entregue, P_T, devido ao sinal de distúrbio em pressão, conforme mostrado na Figura 5.27, obtida de forma experimental e simulada.

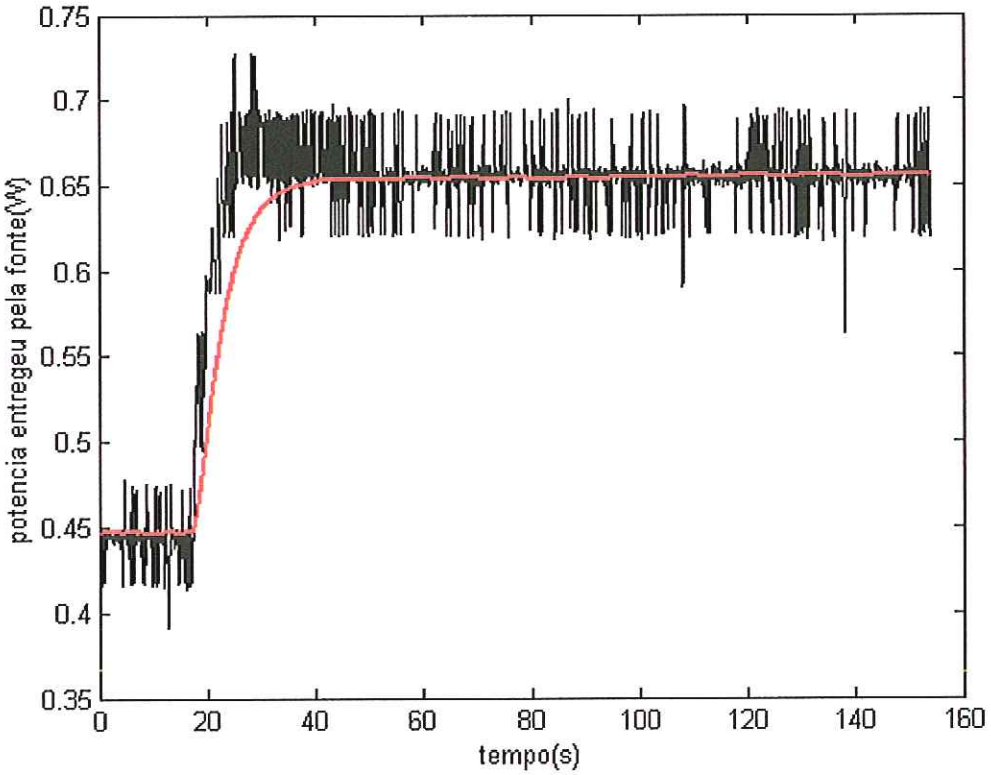


Figura 5.29. Sinal da potência elétrica entregue pela fonte de alimentação quando se aplica um degrau conforme a Figura 5.27. Experimental, em preto, e simulação do sinal, em vermelho.

O gráfico referente ao sinal obtido experimentalmente foi calculado através do sinal da fonte, V_F, elevado ao quadrado, e dividido pelo valor da resistência elétrica total. A variação em potência é o resultado que diz, proporcionalmente, quanto de

pressão foi aplicado na ponta do capilar. O degrau de pressão aplicado foi equivalente ao mostrado na Seção (5.3.5), resultando em um sinal de tensão no sensor com valor médio igual a 1,056 volt. A potência necessária para retornar o menisco à posição original deve ser então igual a 0,201 watt. O valor médio anterior ao degrau de pressão foi calculado como 0,429 watt, com variância igual a $1{,}2\text{x}10^{-4}$ watt^2. Após o estabelecimento do degrau de pressão, o valor médio foi calculado em 0,633, com variância igual a $2{,}6\text{x}10^{-4}$ watt^2. Portanto. a variação em potência elétrica corresponde a 0,204 watt, ou seja, com erro corresponde a 1,49 %.

Também é interessante verificar se as considerações feitas a respeito do ruído de sensor, na Seção (5.3.4) são corretas. Considerando $b=a$ na equação (5.10), calculando $G_n(z)$, e partindo do valor a=0,4 hertz, foi computada a variância do sinal de potência do sistema simulado, sendo comparado com o valor da variância da resposta obtida experimentalmente. Os valores de variância mais próximos entre si na comparação foram obtidos com a=1,2 hertz, ou seja, a freqüência de corte do filtro de primeira ordem foi superior a três vezes do calculado.

Na Figura 5.30 é mostrada a variação do sinal de potência experimental comparado com a resposta obtida através de simulação, porém com a inclusão de um sinal aleatório de ruído de sensor com média nula e variância igual a 1 Npx^2, com filtro equivalente ao da equação (5.10), fazendo $a=b$=1,2 hertz.

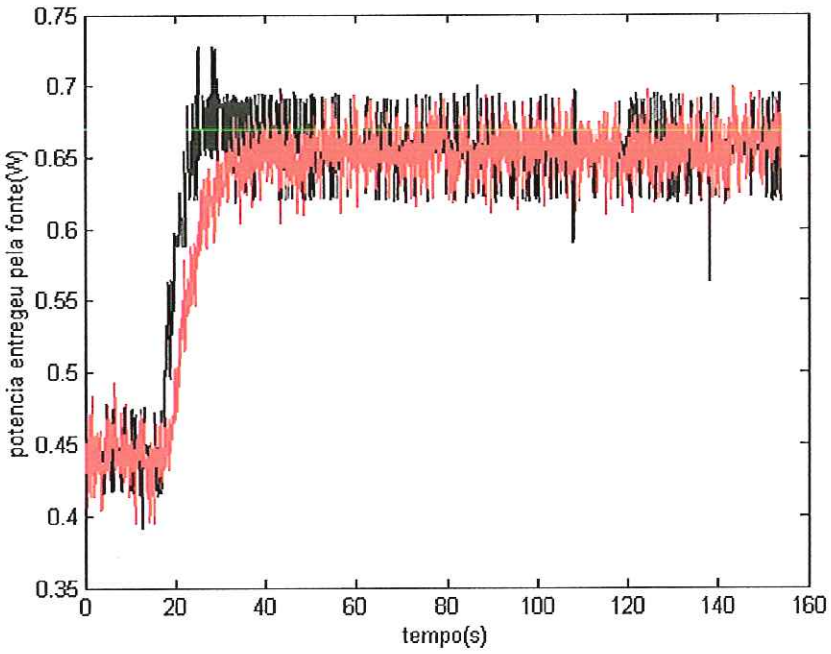


Figura 5.30. Sinal da potência elétrica com adição de ruído no sistema simulado.

Existe uma dificuldade prática em aplicar outro tipo de sinal de distúrbio de pressão que não seja o de degrau. Foram feitas algumas tentativas de aplicar um sinal do tipo rampa variando a abertura da válvula do compressor de ar de forma mais próxima a se ter uma taxa constante de variação.

Na Figura 5.31 pode ser observado o sinal do sensor de pressão resultante de uma destas tentativas, partindo da pressão ambiente até o patamar máximo.

Na Figura 5.32 vê-se o deslocamento relativo do menisco devido ao sinal de rampa. Observa-se o erro tendendo a uma constante devido ao fato de não haver um pólo na origem do sistema, para depois, após 40 segundos, tender a zero, a partir do momento em que a rampa atinge um patamar constante.

O resultado calculado da variação da potência elétrica aplicada, equivalente para manter a posição do menisco em torno da referência, durante a aplicação do sinal de rampa de pressão, pode ser visualizado na Figura 5.33.

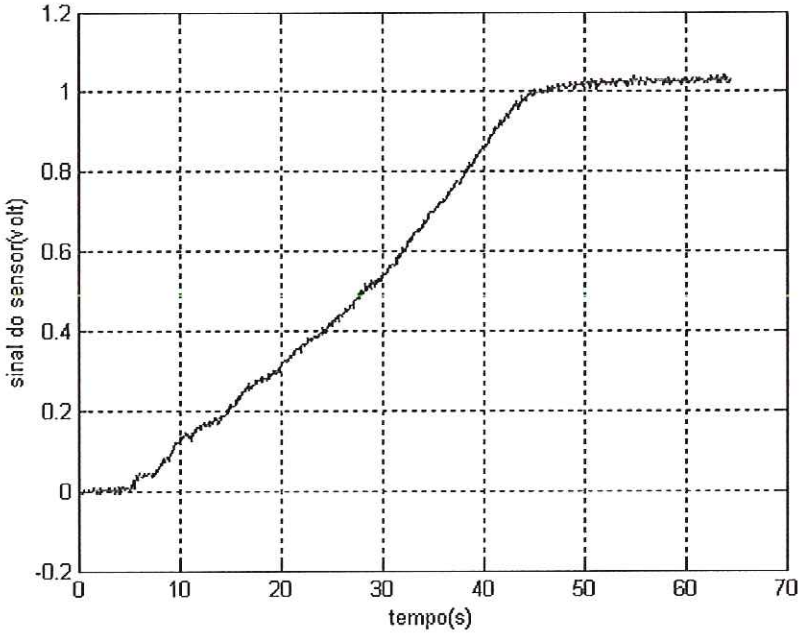


Figura 5.31. Sinal do sensor de pressão devido a uma tentativa de rampa como distúrbio de pressão na ponta do capilar.

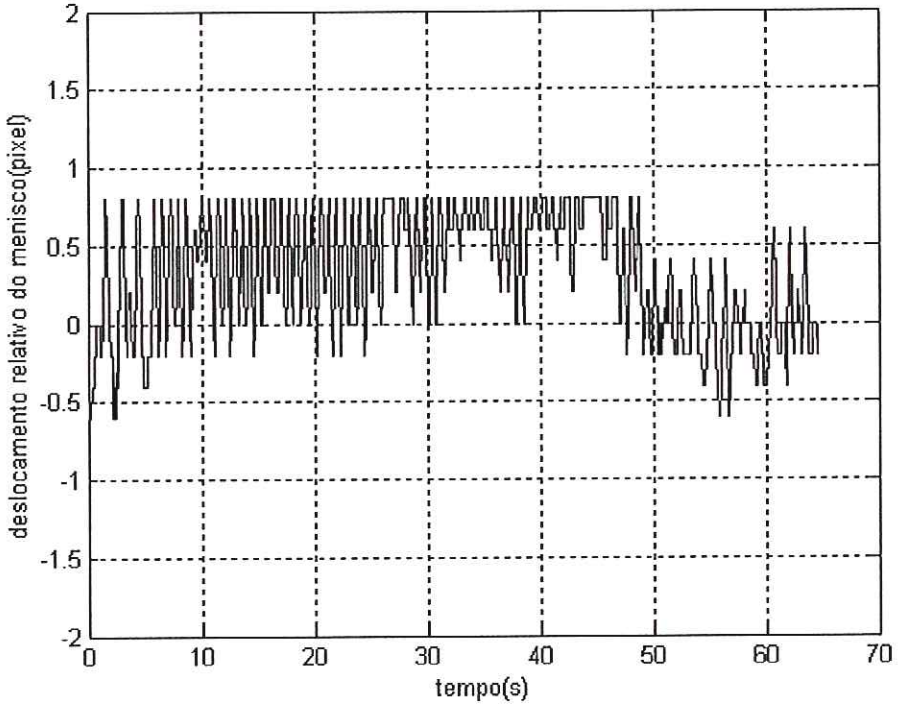


Figura 5.32. Deslocamento relativo da posição do menisco devido ao sinal de pressão correspondente ao sinal de rampa aplicado.

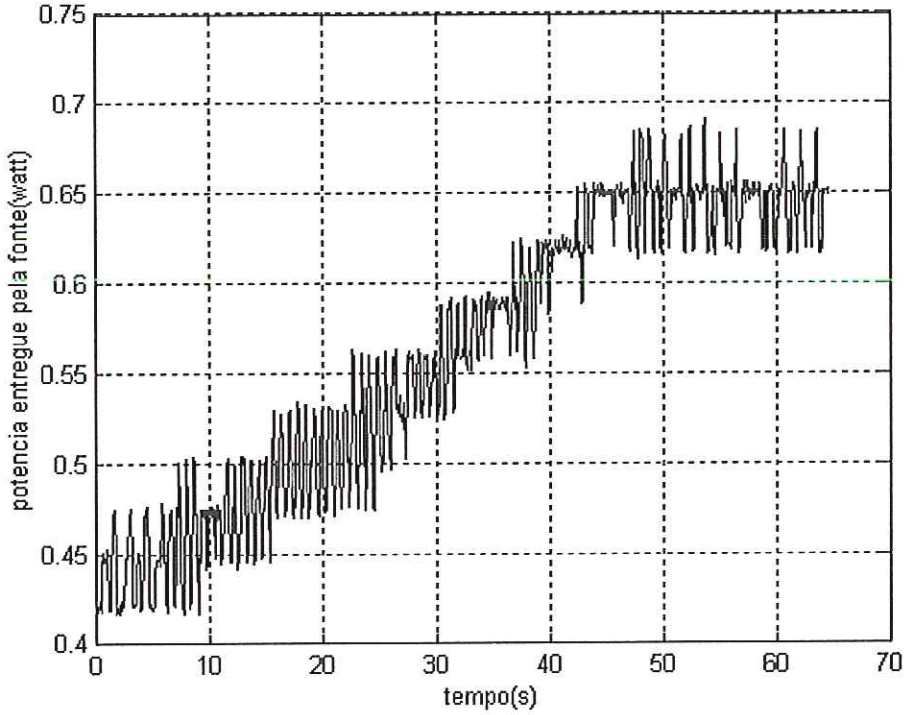


Figura 5.33. Variação da potência elétrica entregue pela fonte de alimentação correspondente ao sinal de rampa aplicado.

5.7 Considerações Finais

Na seção anterior foi visto como a pressão aplicada na ponta do capilar pode ser medida de forma automática. Em resumo, supondo que se use o mesmo sistema de aquecimento, integrado com as placas de aquisição e programas descritos nas seções anteriores, é possível estabelecer um sistema de medida automática de pressão bastando conhecer uma resposta a degrau de potência e a relação entre a potência necessária para retornar o menisco à posição original na presença de uma variação conhecida de pressão.

Controlar a posição do menisco na referência desejada talvez seja a tarefa mais simples no processo descrito. Entretanto, quando se trabalha com tensões de referência mais elevadas e pequenas amplitudes de distúrbio de pressão a medida pode ficar impossibilitada devido ao ruído do sensor de posição. Isto ocorre porque a variação de potência neste caso será pequena em relação ao sinal de ruído. Foram feitas algumas tentativas para ajustar os ganhos do controlador PID segundo os métodos descritos por ZIEGLER e NICHOLS (1942), mas os dois métodos de ajuste aplicados resultavam geralmente em respostas oscilatórias em demasia.

A quantidade de informações geradas, tanto teoricamente, quanto experimentalmente, além de acarretar um conhecimento mais amplo sobre o sistema, abre possibilidades para o desenvolvimento de projetos de controle dedicados especificamente ao problema.

6. CONCLUSÕES FINAIS

As técnicas revistas neste trabalho são ferramentas de grande importância no estudo da relação de água nas plantas. Mas, apesar da vasta aplicação da sonda de pressão ao longo de três décadas, existem poucas informações a respeito do instrumento em si, ou seja, a respeito da qualidade das medidas, dos erros envolvidos nas medidas, e das possíveis limitações do instrumento. Também não há publicações recentes a respeito da automação da sonda, o que chama atenção, sabendo-se que na área de Automação de Sistemas existe uma contínua atualização, seja no desenvolvimento de programação, ou de circuitos, sensores e atuadores.

Por sua vez, a nova técnica chamada de sonda termoelástica passa a constituir um novo conceito comparado com a sonda de pressão, ou seja, a oposição térmica frente à pressão a ser medida, eliminando todo o aparato composto de motor, engrenagens para redução, micrômetro, e êmbolo. Além das medidas convencionais de volume e de turgescência, a sonda termoelástica mostrou também que pode ser útil para medida de altas pressões de sucção, por exemplo, o que no caso da sonda de pressão tem sido uma limitação.

Dessa forma, a busca por soluções que sistematizem tanto a sonda de pressão, como a sonda termoelástica, torna-se fundamental para a compreensão destes instrumentos.

Este trabalho de tese partiu de uma modelagem da sonda de pressão, cujos resultados também são úteis para avaliar o desempenho da sonda termoelástica. Por sua vez, a modelagem da sonda termoelástica permitiu avaliar a influência de cada componente físico na resposta do sistema. E a resposta gerada através do modelo pôde ser comparada com resultados experimentais. Em suma, mostrou-se a viabilidade da modelagem realizada frente aos resultados experimentais obtidos, mostrando a possibilidade de automatizar a medida de pressão através de uma nova técnica baseada em medidas manuais.

Este trabalho responde às seguintes questões:

i) Como modelar matematicamente a sonda de pressão;

ii) Como analisar o comportamento da sonda de pressão segundo a variação de parâmetros físicos da montagem;

iii) Como organizar um diagrama em blocos visando à automação da sonda de pressão;

iv) A validação do modelo proposto inicialmente para a sonda termoelástica;

v) O modelo da sonda termoelástica para se chegar a um diagrama em blocos visando à automação da mesma;

vi) Sobre a possibilidade de detectar a posição do menisco e aplicar um sistema de controle de forma que se possa medir a pressão automaticamente.

As respostas i) , ii) , e iii) , foram apresentadas no Capítulo 3. A partir do uso de conceitos da área de Mecânica dos Fluidos, chegou-se a um modelo simples, de segunda ordem, que relaciona a pressão aplicada com o movimento do menisco no capilar. Também foi mostrado o comportamento dinâmico da sonda de pressão, com resultados comparativos quando foram variados parâmetros físicos fundamentais, tais como, comprimento, diâmetro e espessura do capilar, além da viscosidade do fluido. Finalmente, foi desenvolvido um modelo, de forma inédita, que permite a análise e síntese da automação da sonda de pressão. Este modelo também mostrou ser útil para a análise da sonda termoelástica.

As respostas iv) e v) foram apresentadas no Capítulo 4, no qual foi desenvolvido um modelo térmico que soluciona as dúvidas existentes em relação aos primeiros trabalhos publicados. Explica-se este fato devido às inerentes facilidades de simular resultados antes de comprová-los na prática. Ao longo do desenvolvimento do modelo da sonda termoelástica, outros dados experimentais foram compatibilizados com o que se previu inicialmente, e, desta forma, optou-se por uma análise mais profunda, partindo-se do uso de conceitos sobre transferência de calor. Concluiu-se que a hipótese inicial era muito próxima da realidade, ou seja, o fato de considerar o modelo da sonda termoelástica como um modelo de primeira ordem foi uma boa aproximação. Entretanto, o desenvolvimento mais próximo da realidade permitiu a análise do sistema segundo a variação de alguns parâmetros físicos fundamentais para o funcionamento da

sonda termoelástica, tais como espessura e diâmetro do capilar, e dos componentes que compõem o sistema térmico.

Finalmente, a resposta vi) foi apresentada no Capítulo 5, sendo mostrado que é possível selecionar uma linha de vídeo e obter a posição do menisco, havendo neste caso apenas limitações temporais referentes aos tempos de propagação envolvidos na lógica digital, e no tempo de amostragem do vídeo. Mostrou-se naquele capítulo que é possível controlar a posição do menisco usando um controlador clássico como o PID. Também foi mostrado, de forma inédita, como obter a medida automática de pressão.

As sugestões de continuidade do trabalho são referentes à melhoria da detecção da posição do menisco de forma a reduzir o nível de ruído do sensor de medida, além da aplicação do instrumento para medidas de relações de água em plantas. A caracterização e validação dos modelos desenvolvidos ao longo desta tese expandem as oportunidades de trabalhos na medida automática da pressão, mais propriamente no controle da posição do menisco frente ao esforço necessário para controlá-la, ou, na potência elétrica que se despende para manter o menisco na posição de referência.

7. BIBLIOGRAFIA

ANDERSON, B., D., O.; MOORE, J. B. (1989). Optimal control, linear quadratic methods. 1. ed. London: Prentice-Hall International, Inc.

ASTROM, K. J.; HÄGGLUND, T. (2001).The future of PID control. Control Engineering Pratice, v.9, p.1163-1175.

ASTRÖM, K. J.; WITTENMARK, B. (1990). Computer controlled-systems. theory and design. 2. ed. London: Prentice-Hall International, Inc.

BALLING, A.; ZIMMERMANN, U. (1990). Comparative measurements of the xylem pressure of *Nicotiana* plants by means of the pressure bomb and pressure probe. Planta. V. 182. p. 325-338.

BEJAN, A. (1993). Heat transfer. 1. ed. New York: John Wiley and Sons, Inc.

BÉLANGER, P. R. (1995). Control engineering: a modern approach. 1. ed. Fort Worth: International Edition, Saunders College Publishing.

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J. D. C.; CRUVINEL, P. E.; CALBO, A. G. (2001a). Instrument for the measurement of vegetable plant intracellular pressure. In: HAMZA, M. H. Modelling, identification, and control. Anaheim: Acta Press. v.1, p. 220-225. Proceedings of the IASTED International Conference, Innsbruck, Austria, February 19-22, 2001.

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J. D. C.; CRUVINEL, P. E.; FERREIRA, E. J. (2001b). Estudo para aplicação de redes neurais artificiais em um dispositivo detector de posição para medidor de pressão intracelular. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE REDES NEURAIS, 5.; ESCOLA DE REDES NEURAIS, 6.. Rio de Janeiro. [Proceedings...] Rio de Janeiro: Conselho Nacional de Redes Neurais, 2001. 4 f. 1 CD-ROM.

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J. D. C.; CRUVINEL, P. E.; CALBO, A. G. (2001c). Instrumento para medida de pressão intracelular em vegetais. In: : CONGRESSO BRASILEIRO DE FISIOLOGIA VEGETAL, 8. Ilhéus, BA. Fisiologia de plantas no novo milênio: desafios e perspectivas: anais. Ilhéus: Sociedade Brasileira de Fisiologia Vegetal, 2001. Não-paginado, ref. 6-109. 1 CD-ROM.

BERTUCCI-NETO, V.; CRUVINEL, P. E. (2000a). Sistema automático de medida de turgescência em células vegetais. In: Oficina da pós-graduação do Departamento de Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia de São Carlos, 1., São Carlos. [Resumos estendidos...]. São Carlos: USP-EESC. 4 f. CD-ROM.

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J. D. C.; CRUVINEL, P. E.; CALBO, A. G. (2000b). Novo instrumento para medida de pressão intracelular em vegetais. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA AGRÍCOLA-CONBEA, 29., 2000, Fortaleza. CONBEA 2000: construindo a engenharia agrícola do futuro. Fortaleza: Sociedade Brasileira de Engenharia Agrícola. 3 f. 1 CD-ROM.

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J.D.C.; CRUVINEL, P. E.; CALBO, A.G. (1999a). Control systems-based design of a plant intracellular pressure measurement instrument. In: Multiconference on Circuits, Systems, Computer, and Comunications – CSCC'99, WSES, IEEE, 04-07, july, 1999, Athens, Greece, Anais... . 5f. CD-ROM

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J. D. C.; CRUVINEL, P. E.; CALBO, A. G. (1999b). Control systems-based design of a plant intracellular pressure measurement instrument. In:

MASTORAKIS, N.E. (Ed.). Computers and computational engineering in control. [Athens]: World Scientific and Engineering Society. p. 199-203.

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J.D.C.; CRUVINEL, P. E.; CALBO, A.G. (1998a) Dynamics in measuring of plant intracellular pressure: a control system approach. In: Congresso Brasileiro de Automação – CBA, 12, set., Uberlândia, MG. Anais... Uberlândia: UFU, 4f. CD-ROM

BERTUCCI-NETO, V.; PESSOA, J.D.C.; CRUVINEL, P.E.; CALBO, A.G. (1998b). Automação de um sistema de medida de turgescência em plantas. São Carlos: EMBRAPA-CNPDIA. 3p. (EMBRAPA-CNPDIA. Pesquisa em Andamento, 15).

BERTUCCI-NETO, V. (1990). Desenvolvimento dos controladores PID. São Carlos: USP-EESC. Dissertação de mestrado.

BRACEWELL, R. N. (1986). The Fourier transform and its applications.2. ed. New York: McGraw-Hill Book Company.

BÜCHNER, K. H.; WEHNER, G.; VIRSIK, W.; ZIMMERMANN, U. (1987). Automatic turgor pressure recording in plant cells. Z. Naturforsch. v. 42c. p. 1143-1145.

BURL, J. B. (1999). Linear optimal Control. H2 and H[infinity] methods. 1. ed. Menlo Park: Addison Wesley Longman, Inc.

CALBO, A. G.; PESSOA, J. D. C. (1999). Thermoelastic pressure probe to test the cohesion theory. Liquid expandibility, compressibility and pressure measuremts. Revista Brasileira de Fisiologia Vegetal. v. 11. p. 129-136.

CHURCHILL, S. W.; CHU, H. S. (1975). Correlating equations for laminar and turbulent free convections from a horizontal cylinder. International Journal of Heat and Mass Transfer. v. 18. p. 1049.

CLARKE, A. B.; DISNEY, R. L. (1979). Probabilidade e processos estocásticos. 1. ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos Editora S. A..

COSGROVE, D. J.; DURACHKO, D. M. (1986). Automated pressure probe for measurement of water transport properties of higher plant cells. Review of Scientific Instrument. v.57. n.10. p.2614-2619.

DOEBELIN, E. O. (1990). Measurement systems application and design. 4. ed. New York: McGraw-Hill Publishing Company.

EMBRAPA. PESSOA, J. D. C.; CALBO, A. G.; CRUVINEL, P. E.; MORAES, J. A. P. V. de. Equipamento para medida de turgescência celular e sucção de órgãos vegetais. BR. N. PI 9906212-7. dez. 1999.

EMBRAPA. PESSOA, J. D. C.; CALBO, A. G.; CRUVINEL, P. E.; MORAES, J. A. P. V. de. Sonda termoelástica. BR. RM. PI 822292939. maio 2000.

FRANKLIN, G. E.; POWELL, J. D., WORKMAN, M. L. (1997). Digital control of dynamic systems. Menlo Park: Addison-Wesley.

GARCEZ, L. N. (1977). Elementos de mecânica dos fluidos: hidráulica geral. 2.ed. São Paulo: Edgard Blücher.

GRAY, D. E. (Ed.). (1982). American Institute of Physics handbook. 3. ed. New york: McGraw-Hill

HOLMAN, J. P. (1981). Heat transfer. 5. ed. Auckland: McGraw-Hill, Inc., International Student Edition.

HÜSKEN, D.; STEUDLE, E.; ZIMMERMANN, U. (1978). Pressure probe technique for measuring water relations of cells in higher plants. Plant Physiology. v. 61. p. 158-163.

INCROPERA, P. F.; DEWITT, D. P. (1996). Fundamentos de transferência de calor e de massa. 4. ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos S. A.

KUO, B. C. (1985). Sistemas de controle automático. 4ed. Rio de Janeiro: Prentice-Hall do Brasil.

LJUNG, L. (1987). System identification: theory for the user. 1. ed. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, Inc.

LM1881, LM1881-X Video Sync Separator (junho 2003). Produzido por National Semiconductor. Disponível em: < http://cache.national.com/ds/LM/LM1881.pdf>. Acesso em junho de 2003

MALONE, M.; TOMOS, A. D. (1990). A simple pressure-probe method for the determination of volume in higher-plant cells. Planta. v. 182. p.199-203.

MORGAN, V. T. (1975). The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders. Eds. Irvine, T. F., Hartnett, J. P., Advances in Heat Transfer. vol. 11, New York, Academic Press. p. 199-264.

MORTENSEN, R. E. (1987). Random signals and systems. 1. ed. New York: John Wiley and Sons.

NAKAHORI, K.; KOIZUMI, K.; MURAMATSU, S.; OHTANI, H.; MASUKO, M.; NAKASE, S.; KATOU, K.; OKAMOTO, H. (1990). Measurement of the respiration-dependent component of intracellular pressure with an improved pressure probe. Plant Cell Physiology. v.31(6). p. 859-864.

OGATA, K. (1982). Engenharia de controle moderno. 1 ed. Rio de Janeiro: Prentice-Hall do Brasil.

PAPOULIS, A. (1965). Probability, random variables, and stochastic processes. 1. ed. New York: McGraw-Hill Book Company.

PESSOA, J. D. C. (1999). Instrumentações para estudo das relações água-planta. Tese de doutorado. Universidade Federal de São Carlos, Centro de Ciências Biológicas e da Saúde.

PESSOA, J. D. C.; CALBO, A. G. (1997). Caracterização do comportamento compressivo-expansivo de amostras fluidas com volume da ordem de micro-micro litros. In: SIMPÓSIO NACIONAL DE INSTRUMENTAÇÃO AGROPECUÁRIA, 1, 1996, São Carlos-SP. Anais do I SIAGRO. São Carlos: EMBRAPA-CNPDIA. p. 411-415.

PESSOA, J. D. C.; CALBO, A. G. (2001). Metodologia para medir a tensão da água em raízes de cenoura. Revista de Engenharia Agrícola. V. 12. p. 2213-2215.

PESSOA, J. D. C.; CALBO, A. G. (2002). Applications of thermoelastic properties for studying vegetal physiology at cellular scale. In: CRUVINEL, P. E.; MASCARENHAS, S. (Ed.). Advanced studies in agricultural instrumentation. São Carlos: Rima, 2002, cap. 7, p. 143-166.

PESSOA, J. D. C.; CALBO, A. G. (2004). Pressure measurement using thermal properties of materials. Review of Scientific Instrument. V. 75. p.2213-2215.

PETRARCH CATALOG 2000. (2000). Produzido por: United Chemical, Inc. Disponível em: <http://www.unitedchem.com/pdf/SILICONES_INTRODUCTION.PDF>. Acesso em junho de 2003.

RATHBY, G. D.; HOLLANDS, K. G. T. (1975). A general method of obtaining approximate solutions to laminar and turbulent free convection problems. Advances in Heat Transfer , v. 11, p. 265-315.

RATHBY, G. D.; HOLLANDS, K. G. T. (1985). Handbook of heat transfer fundamentals, chap. 6. Eds. Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P., Ganic, E. N. New York: MacGraw-Hill.

SEARS, F. W.; ZEMANSKY, M. W. (1973). Física I. Mecânica. Hidrodinâmica. Volume 1. 1. ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos.

SEARS, F. W.; ZEMANSKY, M. W. (1973). Física I. Calor. Ondas. Ótica. Volume 2. 1. ed. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos.

SCHNEIDER, H.; ZHU, J. J.; ZIMMERMANN, U. (1997). Xylem and cell turgor pressure measurements in intact roots of glycophytes: transpiration induces a change in the radial and cellular reflection coefficients. Plant Cell Environ. v. 20. p. 221-229.

SHANMUGAN, K. S.; BREIPOL, A. M. (1988). Random signals. Detection, estimation and analysis. 1. ed. New York: John Wiley and Sons.

SLAVIK, B. (1974). Methods of studying plant water relations. Spreinger-Verlag. 1 ed. New York.

SPIEGEL, M. (1973). Manual de fórmulas e tabelas matemáticas. 1. ed. São Paulo: McGraw-Hill.

STEUDLE, E.; ZIMMERMANN, U. (1971). Hydraulische Leitfähigkeit von Valonia utricularis. Naturforsch. v. 26b. p.1302-1311.

STEUDLE, E. (1993). Pressure probe technique: basic principles and application to studies of water and solute relations at the cell, tissue and organ level. Ed. J. A. C. Smith and H. Griffiths . Oxford, UK: Bios Scientific Publishers Ltd. p.5-36.

STEUDLE, E. (2001). The cohesion-tension mechanism and the acquisition of water by plant roots. Annual Review Plant. Mol. Biol. v. 52. p. 847-875.

STEUDLE, E. (2002). Transport of water in plants. Environ. Control in Biology. V. 40. p. 29-37.

TYRRE, M. T. (2003). The ascent of water. Nature. v. 423. p.923.

VENNARD, J. K. (1961). Elementary fluid dynamics. 4. ed. New York: John Wiley and Sons, Inc.

WEI, C.; TYREE, M. T.; STEUDLE, E. (1999). Direct measurement of xylem pressure in leaves of intact maize plants. A test of the cohesion-tension theory taking hydraulic architeture into consideration. Plant Physiology. v. 121. p. 1191-1205.

WENDLER, S.; ZIMMERMANN, U. (1982). A new method for the determination of hydraulic conductivity and cell volume of plant cells by pressure clamp. Plant Physiology. v. 69, p. 998-1003.

ZHOU, G.; LOU, C. (1988). A two compartment model for continuous determination of hydraulic parameters of higher plant cells by pressure probe technique. Journal of Experimental Botany. V. 39. p. 961-971.

ZIEGLER, J. G.; NICHOLS, N. B. (1942). Optimum settings for automatic controllers. Transactions of the ASME. v. 64. p.759-768.

ZIMMERMANN, U.; RÄDE, H., STEUDLE, E. (1969). Kontinuierliche Druckmessung in Pflanzenzellen. Naturwissenschaften . v. 56. p. 634-648.

ZIMMERMANN, U.; STEUDLE, E. (1974). The pressure dependence of the hydraulic conductivity, the membrane resistance and membrane potential during turgor pressure regulation in Valonia utricularis. J. Membr. Biol. v. 16 . p.331-352.

ZIMMERMANN, U.; STEUDLE, E. (1978). Physical aspects of water relations of plant cells. Adv. Bot. Research. v. 6. p. 45-117.

ZIMMERMANN, U. (1989). Water relations of plant cells: pressure probe tecnhique. Methods of Enzymology. v.174. p.338-366.

ZIMMERMANN, U.,SCHNEIDER; H., WEGNER; L. H., WAGNER, H.; SZIMTENINGS, M.; HAASE, A. (2002). What are the driving forces for water lifting in the xylem conduit? Physiologia Plantarium. v. 114. p. 327-335.

ZIMMERMANN, U., SCHNEIDER; H., WEGNER; L. H.; HAASE, A. (2004). Water ascent in tall trees: does evolution of land plants rely on a highly metastable state? New Physiologist. v. 162. p. 575-615.