

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

Dissertação Apresentada à
Faculdade de Engenharia Mecânica
Como Requisito Parcial à Obtenção do
Título de Mestre em Engenharia de Petróleo

ESTUDO NUMÉRICO DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR
E DO GRADIENTE DE PRESSÃO NA INJEÇÃO DE
VAPOR SATURADO EM POÇOS DE PETRÓLEO

Este exemplar corresponde à redação final da tese
defendida pelo Eng.º Luiz Sérgio Sabóia Moura e
aprovada pela comissão julgadora em 22/11/91.

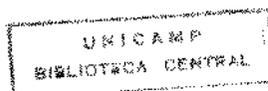
50/91

Luiz Felipe Moura
PROF. DR. LUIZ FELIPE MENDES DE MOURA

Autor: Luiz Sérgio Sabóia Moura

Orientador: Luiz Felipe Mendes de Moura

Novembro de 1991



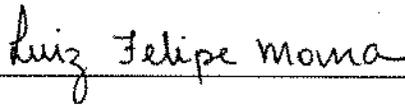
50.700.143.1

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

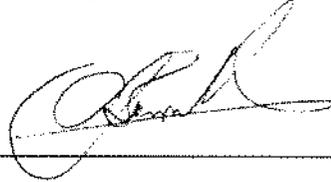
A dissertação "Estudo Numérico da Transferência de Calor e do Gradiente de Pressão na Injeção de Vapor Saturado em Poços de Petróleo", elaborada por Luiz Sérgio Sabóia Moura e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora foi aceita pela Sub-Comissão de Pós-Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial à obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 22 de novembro de 1991.

Banca Examinadora



Luiz Felipe Mendes de Moura, Ph.D.



Antônio Carlos Bannwart, Ph.D.



Edson Yoshihito Nakagawa, Ph.D.

Aos

meus pais

Jesus (*in memoriam*)

e

Josélia

Agradecimentos

A minha esposa Meiriane e aos meus filhos: Luis Sérgio Jr., Eduardo Bruno e Jéssica Louise pela compreensão, apoio e incentivo à minha participação neste curso.

Aos meus colegas, inclusive distantes, pela amizade e companheirismo demonstrado durante todo este período de estudos.

Ao Dr. Luiz Felipe Mendes de Moura pela dedicação, apoio, incentivo e orientação neste trabalho de tese.

Agradeço à Petróleo Brasileiro S.A. pelo apoio técnico e financeiro para a participação neste curso de Mestrado.

Conteúdo

I	Introdução	1
II	Modelo Matemático	6
II.1	Descrição do Modelo Matemático	6
II.2	Equações da Quantidade de Movimento e Energia	8
II.3	Estudo do Gradiente de Pressão	10
II.4	Estudo da Transferência de Calor	12
II.4.1	Linha Aérea	12
II.4.2	Linha Enterrada	14
II.4.3	Poço	15
II.5	Propriedades Termofísicas dos Fluidos	22
II.6	Observações Preliminares	23
III	Modelo Numérico	25
III.1	Fluxo de Vapor Saturado	26
III.2	Transição do Vapor Saturado para Água Subresfriada	29
III.3	Fluxo de Água Subresfriada	31

IV Resultados do Modelo	34
IV.1 Validação	34
IV.2 Resultados Práticos	38
IV.2.1 Linha Aérea Padrão	40
IV.2.2 Linha Enterrada Padrão	40
IV.2.3 Poço Padrão	42
IV.2.4 Avaliação da Influência dos Parâmetros Operacionais	45
V Conclusões e Recomendações	62
V.1 Conclusões	62
V.2 Recomendações	63
Bibliografia	65
Apêndices	70
A. Solução Analítica e Numérica da Equação Unidimensional do Fluxo de Calor por Condução da Interface Cimento/Formação para a Terra	70
B. Determinação dos Coeficientes de Transmissão de Calor	76
C. Determinação do Padrão de Fluxo de Vapor Saturado em Tubulações Horizontais	85
D. Determinação da Fração de Vazio no Fluxo Bifásico Horizontal	91
E. Escolha da Correlação Para Determinação da Perda de Pressão Por Fricção	94
F. Correlação de Churchill Para Cálculo do Fator de Fricção de Fanning . . .	100
G. Determinação da Fração de Vazio em Fluxo Bifásico Vertical Descendente	101
H. O Método de Newton-Raphson Para Sistemas de Equações Não-Lineares .	109

Lista de Tabelas

4.1	Poço Teste de Wheaton.	36
4.2	Poço 61-0 Martha Bigpond.	37
4.3	Linha Aérea Padrão.	40
4.4	Linha Enterrada Padrão.	41
4.5	Poço Padrão.	43
A.1	Coefficientes da Equação (A.11)	75
B.1	Constantes a serem utilizadas na Equação (B.2)	79
E.1	Faixas de Estudo do Trabalho de Idsinga [20]	96

Lista de Figuras

1.1	Esquema de Injeção de Vapor	2
2.1	Linha Aérea	12
2.2	Linha Enterrada	14
2.3	Poço de Injeção de Vapor com Obturador	16
2.4	Poço de Injeção de Vapor sem Obturador	17
3.1	Trecho Discretizado da Tubulação	26
4.1	Comparação entre os valores medidos e calculados de temperatura para o poço de Wheaton.	35
4.2	Comparação entre os valores medidos e calculados de temperatura para o poço 61-0 Martha Bigpond.	38
4.3	Linha Aérea Padrão	41
4.4	Linha Enterrada Padrão	42
4.5	Poço Padrão com Obturador	44
4.6	Poço Padrão sem Obturador	44
4.7	Variação do Diâmetro da Linha Aérea	50
4.8	Variação do Diâmetro da Linha Enterrada	50

4.9	Varição do Diâmetro no Poço com Obturador	51
4.10	Varição do Diâmetro no Poço sem Obturador	51
4.11	Utilização do Isolamento Térmico na Linha Aérea	52
4.12	Utilização do Isolamento Térmico na Linha Enterrada	52
4.13	Utilização do Isolamento Térmico no Poço	53
4.14	Varição da Espessura do Isolamento Térmico na Linha Aérea	53
4.15	Varição da Espessura do Isolamento Térmico na Linha Enterrada	54
4.16	Revestimento Externo da Coluna de Injeção em Poço com Obturador	54
4.17	Revestimento Externo da Coluna de Injeção em Poço sem Obturador	55
4.18	Varição do Tempo de Injeção em Poço com Obturador	55
4.19	Varição do Tempo de Injeção em Poço sem Obturador	56
4.20	Varição da Profundidade da Linha Enterrada	56
4.21	Varição da Umidade do Solo	57
4.22	Varição da Velocidade do Vento	57
4.23	Varição da Vazão de Injeção na Linha Aérea	58
4.24	Varição da Vazão de Injeção na Linha Enterrada	58
4.25	Varição da Vazão de Injeção no Poço com Obturador	59
4.26	Varição da Vazão de Injeção no Poço sem Obturador	59
4.27	Varição da Pressão de Injeção na Linha Aérea	60
4.28	Varição da Pressão de Injeção na Linha Enterrada	60
4.29	Varição da Pressão de Injeção no Poço com Obturador	61
4.30	Varição da Pressão de Injeção no Poço sem Obturador	61
A.1	Funções de Bessel	72

A.2	Gráfico da Função $q_D(t_D)$	74
C.1	Gráfico Parâmetro de Martinelli vs Número de Froude - Transição	87
C.2	Gráfico Padrão de Fluxo Horizontal Para Pressão de 3.45 MPa e 6.89 MPa.	88
C.3	Gráfico Padrão de Fluxo Horizontal Para Pressão de 10.34 MPa e 13.79 MPa.	89
D.1	Gráfico Fração de Vazio para Vazão de $80 \text{ m}^3/d$	93
D.2	Gráfico Fração de Vazio para Vazão de $151 \text{ m}^3/d$	93
E.1	Gráfico de Borishansky [8].	96
E.2	Gráfico Comparativo das Diversas Correlações de Perda de Carga por Fricção. Pressao = 3.0 MPa; Vazão= $100 \text{ m}^3/d$ e Diâmetro = 0.0762 m.	98
E.3	Gráfico Comparativo das Diversas Correlações de Perda de Carga por Fricção. Pressao = 7.0 MPa; Vazão= $80 \text{ m}^3/d$ e Diâmetro = 0.0762 m.	98
E.4	Gráfico Comparativo das Diversas Correlações de Perda de Carga por Fricção. Pressao = 10.34 MPa; Vazão= $150 \text{ m}^3/d$ e Diâmetro = 0.0762 m.	99
G.1	Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente	105
G.2	Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente	106
G.3	Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente	107
G.4	Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente	108

Nomenclatura

- A - área aberta ao fluxo (m^2)
- A_{iso} - área da superfície externa do tubing ou isolamento térmico (m^2)
- A_r - área da superfície interna do revestimento do poço (m^2)
- C_{p_l} - calor específico da fase líquida ($J/kg\ K$)
- C_{p_f} - calor específico do fluido ($J/kg\ K$)
- f - fator de fricção de fanning (adimensional)
- f_g - fator de fricção de fanning para a fase vapor (adimensional)
- f_l - fator de fricção de fanning para a fase líquida (adimensional)
- g - aceleração da gravidade (m/s^2)
- G - fluxo mássico total (kg/sm^2)
- G_g - fluxo mássico da fase vapor (kg/sm^2)
- G_l - fluxo mássico da fase líquida (kg/sm^2)
- Gr - número de Grashof (adimensional)
- $Grad$ - gradiente geotérmico do solo (K/m)
- h_c - coeficiente médio da transmissão de calor por convecção (W/mK)
- h_g - entalpia da fase vapor (J/kg)
- h_l - entalpia da fase líquida (J/kg)
- h_m - entalpia da mistura (J/kg)

- H - profundidade da linha enterrada (m)
- k_{ar} - condutividade térmica do ar (W/mK)
- k_{cim} - condutividade térmica do cimento (W/mK)
- k_f - condutividade térmica do fluido (W/mK)
- k_{hc} - condutividade térmica equivalente do fluido que se encontra no espaço anular (W/mK)
- k_{iso} - condutividade térmica do isolamento (W/mK)
- k_l - condutividade térmica da fase líquida (W/mK)
- k_{rev} - condutividade térmica do revestimento do poço (W/mK)
- k_s - condutividade térmica do solo (W/mK)
- k_t - condutividade térmica da tubulação (W/mK)
- l - comprimento da tubulação ou trecho (m)
- N_{fr} - número de Froude (adimensional)
- Nu - número de Nusselt (adimensional)
- P - pressão (Pa)
- Pr - número de Prandtl (adimensional)
- q - fluxo de calor (W)
- q_c - fluxo de calor devido à convecção (W)
- q_D - fluxo de calor adimensionalizado (adimensional)
- q_r - fluxo de calor devido à radiação (W)
- Q - fluxo de calor por unidade de comprimento (W/m)

- Q_D - vazão volumétrica da fase vapor (m^3/s)
- Q_l - vazão volumétrica da fase líquida (m^3/s)
- r_D - raio adimensionalizado (adimensional)
- r_{er} - raio externo do revestimento do poço (m)
- r_i - raio interno da tubulação (m)
- r_{ir} - raio interno do revestimento do poço (m)
- r_{iso} - raio externo do isolamento térmico (m)
- r_t - raio externo da tubulação (m)
- r_w - raio do poço ou raio externo do cimento (m)
- Ra - número de Rayleigh (adimensional)
- Re_m - número de Reynolds da mistura bifásica (adimensional)
- S - fator de forma (adimensional)
- t_D - tempo adimensionalizado (adimensional)
- T_D - temperatura adimensionalizada (adimensional)
- T_{ar} - temperatura do ar atmosférico (K)
- T_f - temperatura do fluido (K)
- T_{fi} - temperatura do filme ou película (K)
- T_i - temperatura da parede interna da tubulação (K)
- T_{in} - temperatura inicial da formação (K)
- T_{ir} - temperatura da superfície interna do revestimento do poço (K)

- T_{iso} - temperatura da parede externa da tubulação ou isolamento térmico (K)
- T_s - temperatura do solo (K)
- T_w - temperatura na face da formação (K)
- v_g - volume específico da fase vapor (m^3/kg)
- v_l - volume específico da fase líquida (m^3/kg)
- V - velocidade (m/s)
- V_g - velocidade da fase vapor (m/s)
- V_l - velocidade da fase líquida (m/s)
- V_m - velocidade da mistura (m/s)
- V_{sg} - velocidade superficial da fase vapor (m/s)
- V_{sl} - velocidade superficial da fase líquida (m/s)
- x - título do vapor (adimensional)
- X - parâmetro de Martinelli (adimensional)
- W - vazão mássica de vapor saturado ou água (kg/s)
- z - profundidade de um certo ponto (m)

Letras Gregas

- α - fração de vazio (adimensional)
- α_g - fração volumétrica gasosa (adimensional)
- α_l - fração volumétrica líquida (adimensional)
- α_s - difusividade térmica do solo (m^2/s)
- β - coeficiente de expansão térmica (K^{-1})
- ϵ_{iso} - emissividade da superfície externa da tubulação ou do isolamento térmico (adimensional)
- ϵ_g - emissividade do gás contido no espaço anular (adimensional)
- ϵ_r - emissividade da superfície interna do revestimento do poço (adimensional)
- μ_f - viscosidade dinâmica do fluido (Ns/m^2)
- μ_{fi} - viscosidade dinâmica do filme ou película (Ns/m^2)
- μ_l - viscosidade dinâmica do líquido (Ns/m^2)
- Φ - perímetro molhado (m)
- ρ - massa específica (kg/m^3)
- ρ_g - massa específica da fase vapor (kg/m^3)
- ρ_l - massa específica da fase líquida (kg/m^3)
- σ - constante de Stefan-Boltzman ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}^4$)
- τ_w - tensão de cisalhamento na parede (N/m^2)
- θ - ângulo de inclinação com a horizontal (graus)

Resumo

É objetivo primordial deste trabalho avaliar numericamente a transferência de calor e o gradiente de pressão que ocorrem no escoamento bifásico de vapor saturado ou água subresfriada no fluxo horizontal em tubulações aéreas ou enterradas e no fluxo vertical descendente na coluna de injeção de vapor de poços de petróleo.

As perdas de calor ao longo do escoamento causam a condensação progressiva do vapor saturado chegando, em alguns casos, ao escoamento de água subresfriada. Esta condensação induz em mudanças no padrão de fluxo do escoamento bifásico bem como no coeficiente global de transferência de calor.

Para isto, foram consultadas literaturas científicas visando a elaboração de um Modelo Matemático e Numérico. As equações da quantidade de movimento e da energia, por ser um problema não-linear, são resolvidas simultaneamente pelo método iterativo de Newton-Raphson.

Finalmente, são partes integrantes deste trabalho a validação do modelo com dados de campo e a análise de alguns resultados obtidos através do mesmo objetivando, assim, um apoio técnico importante ao desenvolvimento de projetos de injeção de vapor na indústria do Petróleo.

Abstract

The main objective of this work is to evaluate numerically the heat transfer and the pressure drop in the horizontal two-phase flow of saturated steam and hot water flow in air or underground pipelines, and in the downward flow at the steam tubing of the petroleum well.

The heat loss during the flow induces a progressive condensation of saturated steam reaching, in some cases, the flow of hot water. This condensation results in changes in the two-phase flow pattern and in the global heat transfer coefficient.

In this work, the scientific literature was studied in order to find out a mathematic and a numerical model. The momentum and the energy equations are solved simultaneously by the Newton-Raphon method.

Finally, the model validation through the available experimental data and the analysis of some results, are included in this work, providing an important technical background to the development of steam injection projects in the petroleum industry.

Capítulo I

Introdução

A produção de petróleo de uma jazida exige a utilização de energia para movimentá-lo do meio poroso para os poços de produção. Essa energia pode ser natural ou artificial.

Em geral, quando apenas os mecanismos naturais de produção são atuantes, a energia natural se dissipa rapidamente, resultando em baixas recuperações. Podemos então, complementar esta energia através da injeção de fluidos para garantir a manutenção de pressão do reservatório.

Temos então os métodos convencionais e especiais de recuperação. Os métodos convencionais atuam principalmente na complementação dos mecanismos naturais de produção e temos como exemplos a injeção de água ou gás. Os métodos especiais agem na minimização das forças retentoras do petróleo na jazida e podem ser utilizados desde o início da vida do reservatório ou após o período de produção primária.

Entre os principais métodos especiais podemos ressaltar os métodos térmicos que podem ser a injeção de vapor saturado e a combustão “in-situ”; os métodos químicos que são as injeções de tensoativos, polímeros ou soluções alcalinas; e os métodos miscíveis que podem ser as injeções de gás carbônico ou de nitrogênio.

A injeção de vapor saturado, objeto deste trabalho, é de todos os métodos

especiais o único provado comercialmente e o mais amplamente utilizado. A Figura 1.1 mostra uma esquema de injeção de vapor em um poço de petróleo.

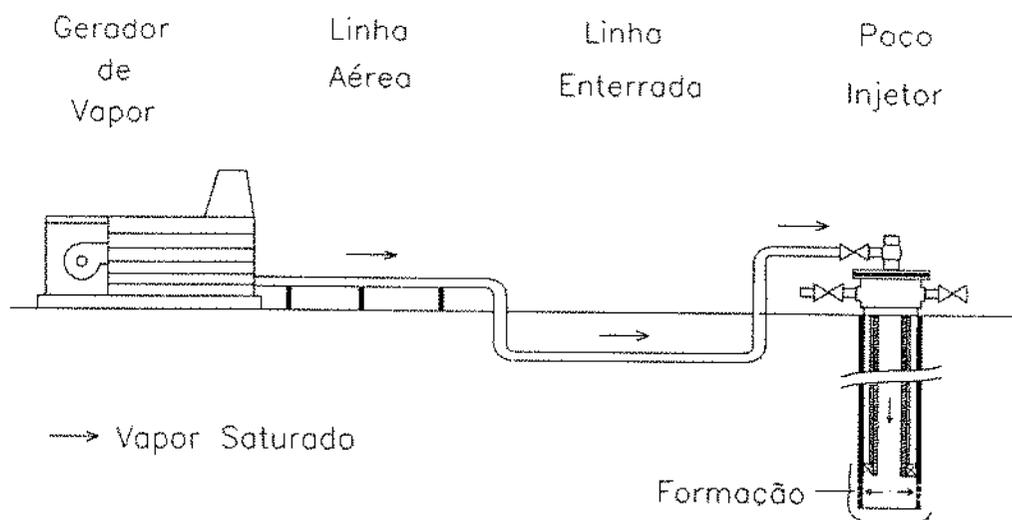


Figura 1.1: Esquema de Injeção de Vapor

Existem basicamente duas maneiras de se aplicar o vapor no reservatório: injeção cíclica e injeção contínua. A injeção cíclica consiste em injetar vapor por alguns dias, fechá-lo para haver troca de calor com a formação, e colocar o poço em produção por alguns meses até que a vazão decline e seja necessário se fazer uma nova injeção. Na injeção contínua injeta-se vapor em um ou mais poços com o objetivo de se produzir petróleo em poços adjacentes.

A injeção de vapor está baseada no princípio de que um aumento de temperatura causa uma substancial redução na viscosidade do óleo. O aumento das aplicações dos métodos térmicos enfatiza a importância de otimizar os projetos de poços injetores e produtores bem como aumentar a eficiência operacional dos mesmos.

No caso em que a injeção de vapor é utilizada para aumentar a produtividade dos poços de petróleo, vapor saturado a alta pressão é injetado no poço através da coluna de injeção (**tubing**) ou pelo espaço anular até o reservatório de petróleo. Para um perfeito dimensionamento de um projeto de injeção, é importante se ter uma estimativa razoável da quantidade de calor transportada pelo fluido, sua temperatura, título e pressão na face

da formação.

Para isso, é necessário o uso de correlações de fluxo bifásico para prever parâmetros hidráulicos e térmicos do escoamento. Dependendo do padrão de fluxo, diferentes equações são utilizadas para calcular a fração de vazio e o gradiente de pressão devido a fricção.

O principal objetivo deste trabalho é avaliar a transferência de calor que ocorre entre o escoamento bifásico (vapor-água) e a linha de injeção na superfície (escoamento horizontal) que se estende desde a saída do Gerador de Vapor até o poço; e a coluna de injeção do poço (escoamento vertical descendente).

A predição rigorosa da distribuição da temperatura nos poços e tubulações de injeção é muito complexa. Ela requer a solução simultânea das equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia. A solução se torna mais complicada devido a interação térmica entre o fluxo e o meio externo. Portanto, uma solução totalmente analítica se torna impossível, motivo pelo qual deve se utilizar uma solução numérica.

Nas últimas décadas, alguns estudos sobre a perda de calor em linhas e colunas de injeção de vapor e correlações de escoamento bifásico tem sido publicados.

O método clássico de predição de temperatura foi proposto por Ramey [31]. Ele acoplou o mecanismo de transferência de calor no poço com o transiente térmico no reservatório. Foram obtidas equações de temperatura para fluidos monofásicos.

Mais tarde, Satter [34] incluiu a mudança de fase que ocorre no escoamento de vapor, porém, foi desprezada a variação da pressão e de seu gradiente devido à fricção ao longo da coluna de injeção.

Willhite [43] estudou a resistência térmica que ocorre num poço devido à presença da coluna de produção, isolamento térmico, fluido no espaço anular, revestimento e cimento.

Pacheco e Farouq Ali [29] desenvolveram um modelo para o cálculo da perda de calor onde calculam simultaneamente a pressão de vapor e o título. O modelo não leva

em consideração o conceito de deslizamento que ocorre no fluxo bifásico vertical. Mais tarde, Farouq Ali [3] propôs um modelo combinando o anterior com correlação de fluxo multifásico que incluía o referido deslizamento.

Leutwyler [24] discutiu os efeitos da temperatura no revestimento do poço.

Gould [18] fez um estudo com poço geotérmico onde resolve de maneira integrada os efeitos de transferência de calor e fluxo multifásico.

Durrant [15] propôs um modelo bem próximo do apresentado por Farouq Ali [3], diferenciando no procedimento adotado para solução das equações.

Aeschliman [1] [2] e Willhite [44] estudaram o efeito da água contida no espaço anular durante a injeção de vapor em poços equipados com obturador (packer) e concluíram que a perda de calor que ocorre nestes poços é consideravelmente maior do que a esperada em seus projetos.

Sagar [32] fez um método simplificado, para cálculos imediatos de temperatura do fluido, baseado em dados de campo e está restrito para uma faixa de aplicação.

Lopes [26] estudou o escoamento bifásico de vapor em tubulações horizontais e verticais utilizando o mapa de fluxo, correlação de fração de vazão e gradiente total de pressão de Beggs & Brill [9].

Wheaton [42] analisou a eficiência do isolamento térmico através de testes de campo em um poço profundo onde o título do vapor na face da formação seria igual a zero. A simulação dos resultados eliminou a possibilidade de perda de calor por refluxo no espaço anular.

Galate [17] propôs um modelo onde considera os efeitos dos vários regimes de fluxo que ocorram durante a injeção de vapor.

E finalmente, Siu [35] elaborou um modelo para fluxo multi-componente trifásico de poços injetores ou produtores de vapor ou gás condensado.

A grande maioria dos trabalhos citados calculou a perda de calor somente para

o trecho vertical, utilizando o mapa de padrão de fluxo de Duns & Ross, com correlações para determinação da fração de vazio e do gradiente de pressão por fricção de autores variados. O desenvolvimento destas correlações ocorreu principalmente para simular o escoamento de óleo e gás dos campos petrolíferos. No entanto, grande parte dos estudos de perda de calor em poços de injeção de vapor não considera o escoamento bifásico de água e vapor nos cálculos do gradiente total de pressão.

Basicamente, este trabalho se constitui no estudo do gradiente de pressão e transferência de calor que ocorrem no fluxo bifásico de vapor saturado, procurando utilizar correlações adequadas às configurações geométricas dos sistemas (diâmetros das tubulações, profundidade do poço ou linha, espessuras das paredes e isolamentos térmicos, etc.) e às condições do escoamento (vazão volumétrica, pressão, título, etc.) inerentes à operação; e à solução numérica simultânea das equações da quantidade de movimento e energia.

Os próximos capítulos trazem uma visão detalhada deste estudo onde, no segundo capítulo, é mostrada a formulação matemática do modelo através do estudo das equações da quantidade de movimento e energia, as hipóteses adotadas e as correlações empregadas nos cálculos.

O terceiro capítulo traz a formulação numérica para a solução dos sistemas de equações encontrados no capítulo anterior. O método de Newton-Raphson, pela sua comprovada eficiência, é utilizado para resolver estes sistemas de equações não-lineares.

No quarto capítulo são mostrados os resultados obtidos através da simulação de alguns casos reais, obtendo a validação do modelo proposto e a verificação da influência de alguns parâmetros geométricos e de escoamento nas condições de fluxo do vapor.

O quinto capítulo traz as recomendações propostas para futuros estudos, dando seguimento a este, e as conclusões obtidas ao final do trabalho.

Capítulo II

Modelo Matemático

II.1 Descrição do Modelo Matemático

Existem, no âmbito de nosso estudo, dois sistemas a serem modelados que são:

1. o escoamento horizontal de vapor saturado ou água subresfriada em tubulações aéreas ou enterradas e
2. o escoamento vertical descendente de vapor saturado ou água subresfriada na coluna do poço de injeção.

O escoamento é suposto unidimensional em regime permanente. As predições das condições de fluxo nas tubulações aéreas, enterradas e no poço requerem a modelagem do fluxo e dos processos de transferência de calor.

A equação da quantidade de movimento é desenvolvida considerando-se as seguintes hipóteses:

1. duto com área da seção transversal constante;
2. modelo de fases separadas;

3. a velocidade e densidades de cada fase são uniformes na seção transversal;
4. as forças exercidas na interface, de uma fase sobre a outra, são opostas e iguais, isto é, não se considera os efeitos resultantes da ação da tensão superficial;
5. há uma tensão cisalhante média na parede, τ_w , que expressa a ação das fases.

Para a equação de conservação de energia, assumimos as seguintes premissas:

1. duto com área da seção transversal constante;
2. regime permanente para o fluxo de calor nas tubulações aéreas, enterradas e no poço e, fluxo de calor transiente da parede externa do poço para a formação;
3. o trabalho exercido pelo fluido para um volume de controle constante é igual a zero.

Por haver interação térmica entre o escoamento e o meio externo, desenvolvemos as equações de transferência de calor de acordo com cada configuração do sistema, procurando utilizar correlações adequadas para os cálculos dos seguintes coeficientes:

- transferência de calor por convecção no escoamento com condensação de vapor no interior de dutos no fluxo horizontal e vertical descendente;
- transferência de calor por convecção no escoamento de água subresfriada no interior de dutos;
- radiação e convecção na superfície externa de tubulações aéreas com o ar atmosférico;
- radiação, convecção e condução no espaço anular do poço quando este estiver preenchido por ar à pressão atmosférica, ou vapor ou água à alta pressão e
- condução de calor em linhas enterradas.

II.2 Equações da Quantidade de Movimento e Energia

Nesta seção apresentaremos um conjunto de equações que governam o fluxo de vapor ou água e a transferência de calor que ocorre entre ele e o ambiente externo.

Sabemos, pelo princípio de conservação da massa em um volume de controle diferencial na tubulação que

$$\frac{\partial(\rho VA)}{\partial l} + \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.1})$$

Como a área da seção transversal A é constante, temos

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial l} + \frac{\partial(\rho)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.2})$$

E sendo o escoamento em regime permanente, ficamos com

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial l} = 0 \quad (\text{II.3})$$

Aplicando, agora, a equação da quantidade de movimento para um fluxo unidimensional temos

$$\frac{\partial(\rho V^2 A)}{\partial l} + \frac{\partial(\rho V A)}{\partial t} = -\rho g A \sin \theta - \tau_w \Phi - A \frac{\partial P}{\partial l} \quad (\text{II.4})$$

Como, novamente, a área da seção transversal é constante, ficamos com

$$\frac{\partial(\rho V^2)}{\partial l} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial t} = -\rho g \sin \theta - \frac{\tau_w \Phi}{A} - \frac{\partial P}{\partial l} \quad (\text{II.5})$$

e desenvolvendo o termo esquerdo da equação (II.5)

$$V \frac{\partial(\rho V)}{\partial l} + \rho V \frac{\partial V}{\partial l} + \rho \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho g \sin \theta - \frac{\tau_w \Phi}{A} - \frac{\partial P}{\partial l} \quad (\text{II.6})$$

Sabemos que, da equação (II.2)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho V)}{\partial l} \quad (\text{II.7})$$

que substituindo na equação (II.6) e eliminando os termos semelhantes fica

$$\rho V \frac{\partial V}{\partial l} + \rho \frac{\partial V}{\partial t} = -\rho g \sin \theta - \frac{\tau_w \Phi}{A} - \frac{\partial P}{\partial l} \quad (\text{II.8})$$

Como o regime é permanente, temos

$$\rho V \frac{\partial V}{\partial l} = -\rho g \sin \theta - \frac{\tau_w \Phi}{A} - \frac{\partial P}{\partial l} \quad (\text{II.9})$$

Portanto, a equação da quantidade de movimento fica:

$$\left(\frac{dP}{dl}\right) = -\rho V \frac{dV}{dl} - \rho g \sin \theta - \frac{\tau_w \Phi}{A} \quad (\text{II.10})$$

A equação da conservação da energia é desenvolvida a partir da primeira lei da termodinâmica para sistemas abertos. Modell [27] traz este desenvolvimento detalhadamente. Aplicando-se as hipóteses anteriormente citadas chega-se à seguinte equação:

$$\frac{dh_m}{dl} = -g \sin \theta - \frac{Q}{W} - \frac{1}{2} \frac{d}{dl}(V_m^2) \quad (\text{II.11})$$

onde,

Q é o calor transferido por unidade de comprimento

W é a vazão mássica

h_m é a entalpia da mistura

θ é o ângulo que a tubulação faz com a horizontal

A entalpia da mistura bifásica pode ser representada como função da temperatura e do título

$$h_m = h_m(T, x) = (1 - x)h_l + xh_g$$

O calor transferido (Q) é função da temperatura do fluido e da temperatura do meio externo, e será calculado de acordo com cada configuração dos sistemas em estudo.

A variação da energia cinética é pequena mas será considerada em nossos cálculos.

II.3 Estudo do Gradiente de Pressão

Como resultado da seção anterior obtivemos a equação (II.10) da quantidade de movimento da seguinte forma

$$\left(\frac{dP}{dl}\right) = -\frac{\tau_w \Phi}{A} - \rho V \frac{dV}{dl} - \rho g \sin \theta \quad (\text{II.12})$$

ou seja

$$-\left(\frac{dP}{dl}\right)_T = \left(\frac{dP}{dl}\right)_{fric} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{acel} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{grav} \quad (\text{II.13})$$

O termo da perda de pressão por fricção é de relevante importância em nosso estudo e é bastante discutido o seu cálculo na literatura científica. Existem várias correlações desenvolvidas a partir de estudos fenomenológicos ou empíricos, sendo uma das mais utilizadas a do modelo homogêneo. No Apêndice E efetuamos comparações entre diversas correlações com o objetivo de elegermos aquela que melhor se aplica às nossas situações operacionais. A conclusão deste estudo foi a utilização da correlação de Borishansky [8] para pressões acima de 6 MPa e o modelo homogêneo para pressões abaixo deste patamar.

O termo da perda de pressão devido à gravidade é determinado como

$$\left(\frac{dP}{dl}\right)_{grav} = g \sin \theta (\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l)$$

O termo da perda de pressão devido à aceleração é obtido através do desenvolvimento da seguinte expressão

$$\left(\frac{dP}{dl}\right)_{accel} = -\rho V \frac{dV}{dl} \quad (II.14)$$

Para o fluxo bifásico

$$\left(\frac{dP}{dl}\right)_{accel} = -\rho_l V_l \frac{dV_l}{dl} - \rho_g V_g \frac{dV_g}{dl} \quad (II.15)$$

Multiplicando e dividindo cada termo à direita da equação pela área da seção transversal ocupada pela fase líquida (A_l) ou gasosa (A_g) ficamos com

$$\left(\frac{dP}{dl}\right)_{accel} = -\frac{W_l}{A_l} \frac{dV_l}{dl} - \frac{W_g}{A_g} \frac{dV_g}{dl} \quad (II.16)$$

onde

W_l e W_g são as vazões mássicas da fase líquida e vapor respectivamente.

Desenvolvendo a equação (II.16) chegamos à seguinte expressão

$$\left(\frac{dP}{dl}\right)_{accel} = G^2 \frac{d}{dl} \left[\frac{x^2}{\rho_g \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} \right] \quad (II.17)$$

Neste caso, nosso problema é a determinação da fração de vazio para os diversos parâmetros geométricos e do escoamento.

Os Apêndices C e D trazem a forma de se calcular a fração de vazio para o escoamento em tubulações horizontais através da correlação desenvolvida por Chen & Spedding [10] e o Apêndice G para o escoamento vertical descendente pela correlação de Yamazaki [41].

II.4 Estudo da Transferência de Calor

II.4.1 Linha Aérea

A linha aérea é isolada termicamente por silicato de cálcio ou lã de vidro e apresenta a configuração da Figura 2.1

Os coeficientes de transmissão de calor por convecção no interior do tubo, radiação e convecção na superfície externa do isolamento são apresentadas no Apêndice B.

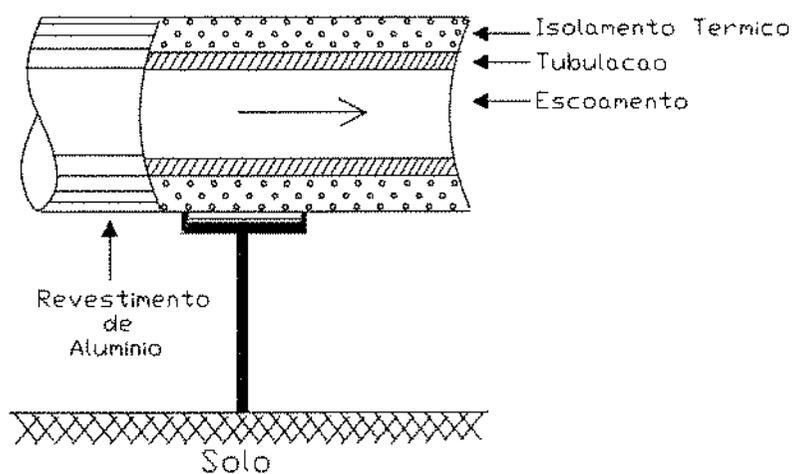


Figura 2.1: Linha Aérea

Podemos, então, escrever as seguintes equações de transferência de calor:

1. Convecção no interior da tubulação.

$$\frac{q}{l} = 2\pi r_i h_c (T_f - T_i) \quad (\text{II.18})$$

2. Condução na tubulação e isolamento térmico.

$$\frac{q}{l} = 2\pi U (T_i - T_{iso}) \quad (\text{II.19})$$

onde

$$U = \left[\frac{\ln(r_i/r_i)}{k_t} + \frac{\ln(r_{iso}/r_i)}{k_{iso}} \right]^{-1} \quad (\text{II.20})$$

3. Convecção e radiação no exterior do isolamento térmico.

$$\frac{q}{l} = 2\pi r_{iso} \left[\frac{Nuk_{ar}}{2r_{iso}} (T_{iso} - T_{ar}) + \epsilon_{iso}\sigma (T_{iso}^4 - T_{ar}^4) \right] \quad (\text{II.21})$$

onde

σ é a constante de Stefan-Boltzman ($5.669 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$).

Igualando as equações (II.18) e (II.19) temos:

$$F_1(T_i, T_{iso}) = \frac{r_i}{U} h_c T_f - \left(1 + \frac{r_i}{U} h_c\right) T_i + T_{iso} = 0 \quad (\text{II.22})$$

Igualando as equações (II.19) e (II.21)

$$F_2(T_i, T_{iso}) = K_2(T_i - T_{iso}) - Nu(T_{iso} - T_{ar}) - K_1(T_{iso}^4 - T_{ar}^4) = 0 \quad (\text{II.23})$$

onde

$$K_1 = \frac{2\epsilon_{iso}r_{iso}\sigma}{k_{ar}}$$

e

$$K_2 = \frac{2U}{k_{ar}}$$

Sendo conhecidas as temperaturas do vapor saturado ou água no trecho da tubulação e a do ar atmosférico, temos então, duas equações (F_1 e F_2) e duas incógnitas (T_i e T_{iso}). Podemos achar a solução deste sistema de equações não-lineares pelo método de Newton-Raphson (ver Apêndice H). Tendo sido determinadas as temperaturas T_i e T_{iso} podemos calcular o calor transferido por unidade de comprimento através da equação (II.18) ou (II.19).

II.4.2 Linha Enterrada

A linha enterrada pode ter isolamento térmico ou não, e geralmente está a uma profundidade de 1 metro. Em nosso estudo calculamos a troca de calor por convecção no interior da tubulação, a condução para o solo e desprezamos a convecção na superfície do solo com o ar atmosférico. A configuração deste sistema é apresentada na Figura 2.2.

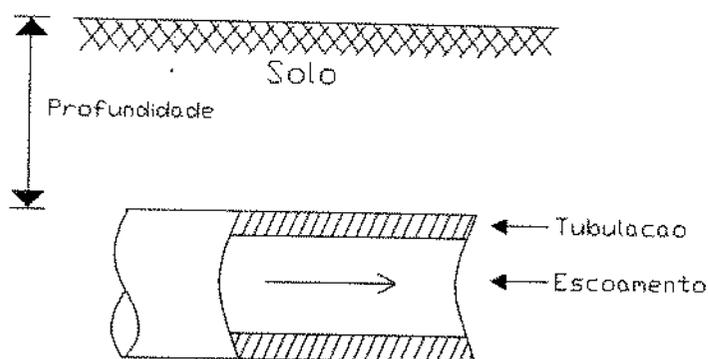


Figura 2.2: Linha Enterrada

As equações de transferência de calor são:

1. Convecção no interior da tubulação e condução na tubulação e isolamento térmico. As equações (II.18) e (II.19) continuam valendo para este sistema.
2. Condução para o solo.

Kreith [23], Holman [19] e Becker [9] trazem a correlação para o cálculo da condução de calor em cilindros enterrados, introduzindo um fator de forma (S) na equação do calor, como segue:

$$q = k_s S (T_{iso} - T_{ar})$$

onde

$$S = \frac{2\pi l}{\cosh^{-1}\left(\frac{H}{r_{iso}}\right)} \quad l \gg r_{iso}$$

portanto

$$\frac{q}{l} = 2\pi K_3(T_{iso} - T_{ar}) \quad (II.24)$$

onde

$$K_3 = \frac{k_s}{\cosh^{-1}\left(\frac{H}{r_{iso}}\right)}$$

Igualando as equações (II.19) e (II.24) temos

$$F_2(T_i, T_{iso}) = \frac{U}{K_3}T_i - \left(\frac{U}{K_3} + 1\right)T_{iso} + T_{ar} = 0 \quad (II.25)$$

Portanto, nosso sistema de equações fica:

$$\begin{aligned} F_1(T_i, T_{iso}) &= \frac{r_i}{U}h_cT_f - \left(1 + \frac{r_i}{U}h_c\right)T_i + T_{iso} = 0 \\ F_2(T_i, T_{iso}) &= \frac{U}{K_3}T_i - \left(\frac{U}{K_3} + 1\right)T_{iso} + T_{ar} = 0 \end{aligned}$$

Podemos, novamente, resolver este novo sistema pelo método de Newton-Raphson e a partir dos valores de T_i e T_{iso} , calcularmos o calor transferido por unidade de comprimento.

II.4.3 Poço

No poço, o fluxo de calor na tubulação (tubing), isolamento térmico (se houver), revestimento e cimento ocorrem por condução térmica. No espaço anular a transferência ocorre por radiação, condução e convecção dependendo do fluido que está contido

neste espaço. As Figuras 2.3 e 2.4 mostram detalhadamente a configuração de um poço de injeção de vapor equipado com e sem obturador, respectivamente.

Consideramos a transferência de calor do vapor ou água até o cimento em regime permanente, porém, a transferência por condução entre o cimento e a formação, por esta ser um meio infinito, será resolvida em regime transiente a qual é representada pela equação da condução de calor unidimensional.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] = \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial T}{\partial t}$$

A solução desta equação é apresentada no Apêndice A que nos dá como resposta uma equação do tipo $q_D = f(t_D)$ na face da formação.

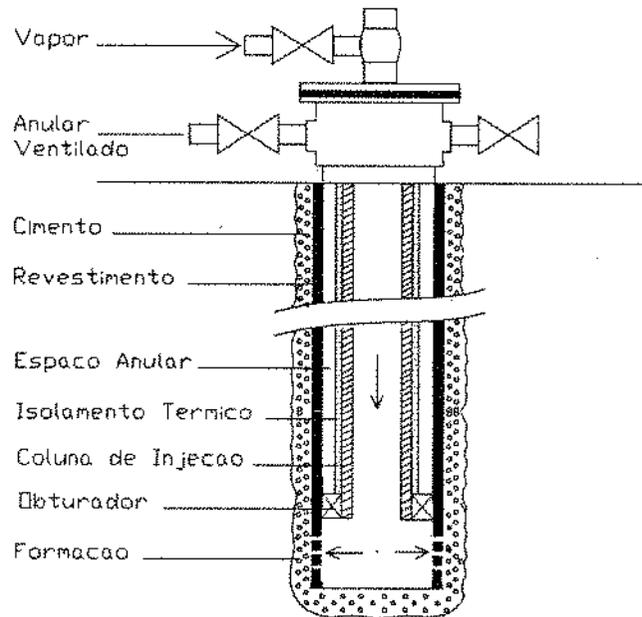


Figura 2.3: Poço de Injeção de Vapor com Obturador

O equacionamento para a solução deste sistema é o que segue:

1. **A convecção do fluido com a parede interna da tubulação e a condução na tubulação e isolamento.** As equações (II.18) e (II.19) continuam valendo para este caso.
2. **Convecção, condução e radiação no espaço anular.**

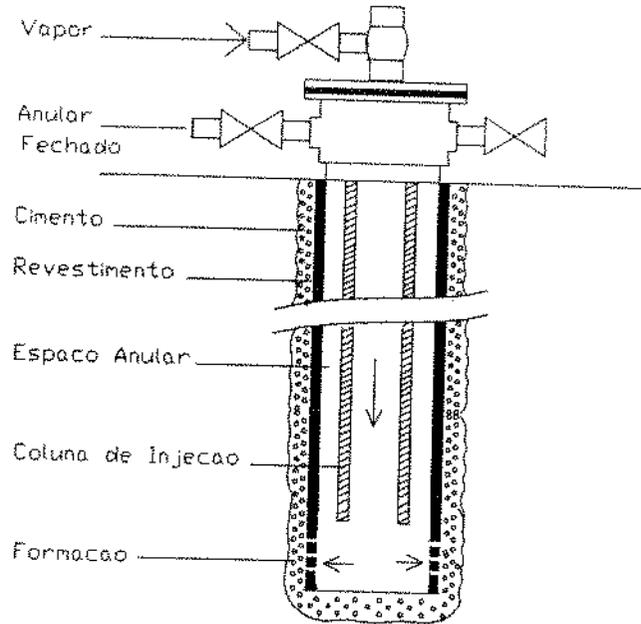


Figura 2.4: Poço de Injeção de Vapor sem Obturador

(a) Poço equipado com obturador (packer) do espaço anular.

Neste caso o anular está preenchido com ar à pressão atmosférica e a transferência de calor se dá basicamente por convecção e radiação como segue:

Convecção:

$$\frac{q_c}{l} = 2\pi r_{ir} h_c (T_{iso} - T_{ir})$$

sendo

$$h_c = \frac{Nu k_{ar}}{(r_{ir} - r_{iso})}$$

onde o número de Nusselt (Nu) é determinado a partir da correlação de Keyhani [22] apresentada no Apêndice B.

Portanto, ficamos com

$$\frac{q_c}{l} = 2\pi Nu R k_{ar} (T_{iso} - T_{ir})$$

onde

$$R = \frac{r_{ir}}{r_{ir} - r_{iso}}$$

Radiação:

$$\frac{q_r}{l} = \frac{2\pi\sigma r_{iso}(T_{iso}^4 - T_{ir}^4)}{\frac{1}{\epsilon_{iso}} + \frac{r_{iso}}{r_{ir}}\left(\frac{1}{\epsilon_r} - 1\right)}$$

fazendo

$$U_1 = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_{iso}} + \frac{r_{iso}}{r_{ir}}\left(\frac{1}{\epsilon_r} - 1\right)}$$

fica

$$\frac{q_r}{l} = 2\pi U_1 r_{iso}(T_{iso}^4 - T_{ir}^4)$$

Como sabemos que o calor total transferido no anular é a soma dos calores transferidos por convecção e radiação temos

$$\frac{q}{l} = \frac{q_c}{l} + \frac{q_r}{l}$$

então

$$\frac{q}{l} = 2\pi r_{iso} \left[\frac{Nuk_{ar}R}{r_{iso}}(T_{iso} - T_{ir}) + U_1(T_{iso}^4 - T_{ir}^4) \right] \quad (II.26)$$

(b) Poço equipado sem obturador (packer) do espaço anular.

Neste caso o anular estará preenchido com vapor saturado à alta pressão com título de 100 % considerando que o condensado escorrega em direção ao fundo do poço; ou então, preenchido com água caso já tenha ocorrido a condensação total do fluxo de vapor no interior da tubulação. Aqui consideraremos que o nível de água no anular é exatamente igual ao ponto onde o fluxo de vapor apresenta o título igual a zero. Esta consideração nos induz a um pequeno erro no nível da água que é igual a perda de pressão por fricção no interior da tubulação.

Assim, a transferência de calor será determinada por:

Convecção e Condução:

Para o cálculo da convecção e condução para esta situação, a correlação de Keyhani não se aplica, pois o Número de Rayleigh está muito acima da

faixa de utilização da mesma devido à alta pressão de vapor ou água no anular.

Portanto, utilizaremos estudos de placas planas verticais para estimarmos o valor do coeficiente de transferência de calor h_c para cilindros verticais concêntricos. Tal estudo se encontra detalhadamente descrito no Apêndice B.

Então, a equação para a transferência de calor por convecção fica:

$$\frac{q_c}{l} = 2\pi k_{hc} U_4 (T_{iso} - T_{ir})$$

onde

$$U_4 = \left[\ln \left(\frac{r_{ir}}{r_{iso}} \right) \right]^{-1}$$

Radiação:

A transferência de calor por radiação no espaço anular só ocorrerá quando houver vapor ocupando este espaço.

Neste caso, o vapor é um gás que participa do processo de radiação e, portanto, deve ser levado em conta no cálculo da transferência de calor. Podemos ver isto no Apêndice B que mostra o desenvolvimento da seguinte equação:

$$\frac{q_r}{l} = 2\pi U_5 r_{iso} (T_{iso}^4 - T_{ir}^4)$$

onde

$$U_5 = \frac{\sigma}{\frac{1-\epsilon_{iso}}{\epsilon_{iso} A_{iso}} + \frac{1-\epsilon_r}{\epsilon_r A_r} + \frac{1}{A_{iso} \left[(1-\epsilon_g) + \frac{1}{\epsilon_g + A_{iso} A_r \epsilon_g} \right]}}$$

Portanto, como o calor total transferido é igual a soma do calor transferido por convecção mais a radiação, temos finalmente que:

$$\frac{q}{l} = 2\pi \left[k_{hc} U_4 (T_{iso} - T_{ir}) + r_{iso} U_5 (T_{iso}^4 - T_{ir}^4) \right] \quad (II.27)$$

3. Condução no revestimento e cimento

$$\frac{q}{l} = 2\pi U_2 (T_{ir} - T_w) \quad (II.28)$$

onde

$$U_2 = \left[\frac{\ln(r_{er}/r_{ir})}{k_{rev}} + \frac{\ln(r_w/r_{er})}{k_{cim}} \right]^{-1}$$

4. Condução na formação

Conforme o Apêndice A temos que

$$\frac{q}{l} = 2\pi k_s f(t_D) (T_w - T_s) \quad (II.29)$$

onde

$$t_D = \frac{\alpha_s t}{r_w^2}$$

$f(t_D)$ = função conhecida

T_s = temperatura da formação

fazendo

$$U_3 = k_s f(t_D)$$

temos

$$\frac{q}{l} = 2\pi U_3 (T_w - T_s) \quad (II.30)$$

Temos, finalmente os seguintes sistemas de equações a resolver:

1. Poço equipado com obturador do espaço anular:

$$\begin{aligned}
F_1(q/l, T_i) &= \frac{q}{l} - 2\pi r_i h_c (T_f - t_i) = 0 \\
F_2(q/l, T_i, T_{iso}) &= \frac{q}{l} - 2\pi U (T_i - T_{iso}) = 0 \\
F_3(q/l, T_{iso}, T_{ir}) &= \frac{q}{l} - 2\pi r_{iso} \left[\frac{Nu K_{ar} R}{r_{iso}} (T_{iso} - T_{ir}) + U_1 (T_{iso}^4 - T_{ir}^4) \right] = 0 \\
F_4(q/l, T_{ir}, T_w) &= \frac{q}{l} - 2\pi U_2 (T_{ir} - T_w) = 0 \\
F_5(q/l, T_w) &= \frac{q}{l} - 2\pi U_3 (T_w - T_s) = 0
\end{aligned}$$

2. Poço equipado sem obturador e com vapor saturado no espaço anular:

$$\begin{aligned}
F_1(q/l, T_i) &= \frac{q}{l} - 2\pi r_i h_c (T_f - t_i) = 0 \\
F_2(q/l, T_i, T_{iso}) &= \frac{q}{l} - 2\pi U (T_i - T_{iso}) = 0 \\
F_3(q/l, T_{iso}, T_{ir}) &= \frac{q}{l} - 2\pi \left[k_{hc} U_4 (T_{iso} - T_{ir}) + U_5 r_{iso} (T_{iso}^4 - T_{ir}^4) \right] = 0 \\
F_4(q/l, T_{ir}, T_w) &= \frac{q}{l} - 2\pi U_2 (T_{ir} - T_w) = 0 \\
F_5(q/l, T_w) &= \frac{q}{l} - 2\pi U_3 (T_w - T_s) = 0
\end{aligned}$$

3. Poço equipado sem obturador e com água no espaço anular:

$$\begin{aligned}
F_1(q/l, T_i) &= \frac{q}{l} - 2\pi r_i h_c (T_f - t_i) = 0 \\
F_2(q/l, T_i, T_{iso}) &= \frac{q}{l} - 2\pi U (T_i - T_{iso}) = 0 \\
F_3(q/l, T_{iso}, T_{ir}) &= \frac{q}{l} - 2\pi k_{hc} U_4 (T_{iso} - T_{ir}) = 0 \\
F_4(q/l, T_{ir}, T_w) &= \frac{q}{l} - 2\pi U_2 (T_{ir} - T_w) = 0 \\
F_5(q/l, T_w) &= \frac{q}{l} - 2\pi U_3 (T_w - T_s) = 0
\end{aligned}$$

Temos, portanto, cinco equações e cinco incógnitas para cada sistema de equações que podemos resolver pelo método de Newton-Raphson obtendo, assim, todas as variáveis envolvidas no problema.

II.5 Propriedades Termofísicas dos Fluidos

Irvine [21] traz equações simplificadas de cálculos de propriedades termodinâmicas de vapor d'água saturado e superaquecido e para água saturada para uso em programas de computador. Estas equações foram utilizadas para o cálculo das entalpias e volumes específicos da água e vapor saturados e vapor superaquecido, além do cálculo da temperatura e pressão de saturação.

Para as demais propriedades da água, foram utilizadas tabelas contidas no livro de Perry [30]. As propriedades ali consultadas são:

1. Água e Vapor Saturados:
 - (a) calor específico à pressão constante;
 - (b) viscosidade;
 - (c) condutividade térmica;
 - (d) número de Prandtl e
 - (e) tensão superficial.
2. Água Subresfriada:
 - (a) volume específico;
 - (b) entalpia;
 - (c) viscosidade;
 - (d) condutividade térmica;
 - (e) calor específico à pressão constante e
 - (f) número de Prandtl.

As propriedades da água subresfriada variam tanto com a pressão quanto com a temperatura, portanto, é feita uma interpolação dupla para valores intermediários das tabelas.

As propriedades do ar foram extraídas das tabelas contidas nos livros de Becker [9] e Holman [19] determinadas à pressão atmosférica.

II.6 Observações Preliminares

A partir dos cálculos efetuados no estudo da transferência de calor e do gradiente de pressão, podemos ressaltar os seguintes aspectos:

- O coeficiente de transmissão de calor por convecção no interior de dutos para fluxo de vapor saturado e água a temperaturas altas é bastante elevado, tanto no fluxo horizontal quanto no vertical descendente, e portanto, a resistência térmica pode ser desprezada.
- O calor transferido por radiação na superfície externa do isolamento térmico na linha aérea corresponde a 30% do calor total quando a velocidade do vento é igual a zero e diminui com o aumento desta , chegando a corresponder a 10% do calor total quando a velocidade é igual a 30 Km/h.
- O calor transferido por radiação no espaço anular, considerando a tubulação sem nenhum revestimento externo (como pintura de alumínio) e o poço estando equipado com obturador, é da ordem de 60% do calor total.
- O calor transferido por radiação no espaço anular, com o poço equipado sem obturador é de mais de 80 % do calor total, daí a importância de considerarmos a interferência do vapor nos cálculos do calor transferido.
- Quando o anular está preenchido com água, a condução se torna um fator predominante e o calor transferido no anular se torna bastante elevado, reduzindo a resistência térmica neste local.
- Com relação ao gradiente de pressão, os termos de maior influência no seu cálculo são os devido a fricção e a aceleração da gravidade, no caso de escoamento vertical.

Portanto, poderia ser desprezado o termo devido a aceleração do fluido.

- Na equação da energia, o termo devido à variação da energia cinética assume valores bastante baixos podendo ser desprezado no cálculo do balanço energético.

Capítulo III

Modelo Numérico

Como definida anteriormente, a equação da quantidade de movimento é dada por:

$$-\left(\frac{dP}{dl}\right)_T = \left(\frac{dP}{dl}\right)_{fric} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{acel} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{grav} \quad (\text{III.1})$$

E a equação da conservação da energia é:

$$\frac{dh_m}{dl} = -g \sin \theta - \frac{q}{W} - \frac{1}{2} \frac{d}{dl}(v_m^2) \quad (\text{III.2})$$

Como o problema foi equacionado na forma diferencial, deveremos adotar um método numérico para sua solução. O mais apropriado para o caso é o das diferenças finitas onde, para cada trecho discretizado mostrado na Figura 3.1, podemos escrever

$$P_{i+1} = P_i + \Delta l \frac{dP}{dl} \quad (\text{III.3})$$

Nosso problema é conhecer o termo dP/dl que deve ser determinado associando as equações (III.1) e (III.2). Em se tratando, então, de um problema não-linear, devemos resolvê-lo utilizando um método iterativo que, por sua comprovada eficiência será o de Newton-Raphson (ver Apêndice H).

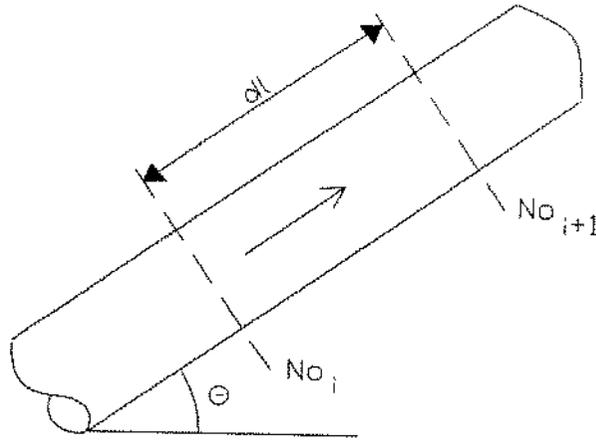


Figura 3.1: Trecho Discretizado da Tubulação

Como o fluxo de vapor saturado é não-adiabático, existe a condensação da fase vapor durante o escoamento e com isso ocorre a mudança do título do vapor, bem como devido a queda de pressão, ocorrem mudanças nas propriedades termodinâmicas das duas fases. Portanto, subdividimos a tubulação em trechos pequenos conforme Figura 3.1 onde são consideradas constantes as propriedades do fluido. Estes valores são obtidos através das médias da pressão, temperatura e título correspondentes aos valores dos nós que definem o trecho.

Foram desenvolvidos três algoritmos para solucionar o sistema de equações não-lineares. O primeiro seria quando o fluido é vapor saturado com título diferente de zero nos nós \underline{i} e $\underline{i+1}$, o segundo seria para quando o título no nó $\underline{i+1}$ for igual a zero e finalmente o terceiro para quando o fluxo for de água subresfriada. A seguir detalharemos cada um deles.

III.1 Fluxo de Vapor Saturado

Como são conhecidas as variáveis envolvidas no nó \underline{i} e somente são desconhecidas a pressão (P_{i+1}) e o título (x_{i+1}) do vapor no nó $\underline{i+1}$ (as demais variáveis são

determinadas a partir destas) podemos dizer que as equações da quantidade de movimento e energia são funções de P_{i+1} e x_{i+1} e, portanto, podemos escrever as Funções Resíduo como:

$$F_1(P_{i+1}, x_{i+1}) = \left(\frac{dP}{dl}\right)_T + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{fric} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{acel} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{grav} = 0$$

$$F_2(P_{i+1}, x_{i+1}) = \frac{dh_m}{dl} + g \sin \theta + \frac{q}{W} + \frac{1}{2} \frac{d}{dl}(V_m^2) = 0$$

Temos, então, duas equações não-lineares e duas incógnitas que podemos resolver utilizando o seguinte algoritmo.

Algoritmo para Solucionar o Sistema de Equações Formado pelas Funções F_1 e F_2

1. Conhecendo-se P_i , x_i , T_i , Δl , W e parâmetros dimensionais do sistema
2. Se x_i for menor que 1 % passe ao Algoritmo seguinte, senão passe ao próximo passo
3. Estima-se P_{i+1}^k , x_{i+1}^k ($k=0,1,2,\dots$ e $i=0,1,2,\dots$) da seguinte forma:

$$P_{i+1}^0 = 0.98 P_i$$

e

$$x_{i+1}^0 = 0.99 x_i$$

4. Calcula-se

$$P_m = \frac{P_{i+1}^k + P_i}{2}$$

$$x_m = \frac{x_{i+1}^k + x_i}{2}$$

5. Calcula-se as propriedades termodinâmicas do fluido, padrão de fluxo, fração de vazio, etc.

6. Calcula-se as funções F_1 e F_2 e monta-se o vetor função F

$$F_{2x1} = \begin{pmatrix} F_1(P_{i+1}^k, x_{i+1}^k) \\ F_2(P_{i+1}^k, x_{i+1}^k) \end{pmatrix}$$

7. Monta-se a matriz Jacobiana

$$Jacob_{2x2} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial P_{i+1}} & \frac{\partial F_1}{\partial x_{i+1}} \\ \frac{\partial F_2}{\partial P_{i+1}} & \frac{\partial F_2}{\partial x_{i+1}} \end{pmatrix}$$

Como as derivadas parciais são de difícil cálculo analítico, estas são calculadas numericamente

8. Resolve-se o sistema linear $Jacob_{2x2} \times V_{2x1} = -F_{2x1}$ e encontra-se o vetor resíduo V_{2x1}

9. Calcula-se os valores de P_{i+1}^{k+1} e x_{i+1}^{k+1}

$$P_{i+1}^{k+1} = P_{i+1}^k + v_1$$

$$x_{i+1}^{k+1} = x_{i+1}^k + v_2$$

10. Verifica-se a convergência

$$\left| x_{i+1}^{k+1} - x_{i+1}^k \right| \text{ e } \left| P_{i+1}^{k+1} - P_{i+1}^k \right| < \text{Tolerância}$$

11. Verificando-se a convergência faz-se

$$P_{i+1} = P_{i+1}^{k+1}$$

e

$$x_{i+1} = x_{i+1}^{k+1}$$

e podemos ir para um novo trecho (item 1) até completarmos o comprimento total da linha

12. Se não se verificar a convergência faz-se

$$P_{i+1}^k = P_{i+1}^{k+1}$$

e

$$x_{i+1}^k = x_{i+1}^{k+1}$$

e retorna-se ao item 4.

III.2 Transição do Vapor Saturado para Água Subresfriada

As variáveis envolvidas no nó i continuam sendo conhecidas e neste caso, também conhecemos o título no nó $i+1$ que é igual a zero, portanto, somente são desconhecidas a pressão (P_{i+1}) do vapor no nó $i+1$ e Δl do trecho. Com isto, saberemos exatamente onde o Título está se tornando igual a zero e, a partir deste ponto, o fluxo será de água subresfriada.

As Funções Resíduo, agora, ficarão da forma:

$$F_1(P_{i+1}, \Delta l) = \left(\frac{dP}{dl}\right)_T + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{fric} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{acel} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{grav} = 0$$

$$F_2(P_{i+1}, \Delta l) = \frac{dh_m}{dl} + g \sin \theta + \frac{q}{W} + \frac{1}{2} \frac{d}{dl}(V_m^2) = 0$$

Continuamos com duas equações não-lineares e duas incógnitas que podemos resolver utilizando o seguinte algoritmo.

Algoritmo para Solucionar o Sistema de Equações Formado pelas Funções F_1 e F_2

1. Conhecendo-se $P_i, x_i, T_i, x_{i+1} = 0, W$ e parâmetros dimensionais do sistema
2. Estima-se $P_{i+1}^k, \Delta l^k$ ($k=0,1,2,\dots$ e $i=0,1,2,\dots$) da seguinte forma:

$$P_{i+1}^0 = 0.98 P_i$$

e

$$\Delta l^0 = 0.5 \Delta l$$

3. Calcula-se

$$P_m = \frac{P_{i+1}^k + P_i}{2}$$

$$x_m = \frac{x_i}{2}$$

4. Calcula-se as propriedades termodinâmicas do fluido, padrão de fluxo, fração de vazio, etc.
5. Calcula-se as funções F_1 e F_2 e monta-se o vetor função F

$$F_{2 \times 1} = \begin{pmatrix} F_1(P_{i+1}^k, \Delta l^k) \\ F_2(P_{i+1}^k, \Delta l^k) \end{pmatrix}$$

6. Monta-se a matriz Jacobiana

$$Jacob_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial P_{i+1}} & \frac{\partial F_1}{\partial \Delta l} \\ \frac{\partial F_2}{\partial P_{i+1}} & \frac{\partial F_2}{\partial \Delta l} \end{pmatrix}$$

Como as derivadas parciais são de difícil cálculo analítico, estas são calculadas numericamente

7. Resolve-se o sistema linear $Jacob_{2 \times 2} \times V_{2 \times 1} = -F_{2 \times 1}$ e encontra-se o vetor resíduo $V_{2 \times 1}$
8. Calcula-se os valores de P_{i+1}^{k+1} e Δl^{k+1}

$$P_{i+1}^{k+1} = P_{i+1}^k + v_1$$

$$\Delta l^{k+1} = \Delta l^k + v_2$$

9. Verifica-se a convergência

$$|\Delta l^{k+1} - \Delta l^k| \text{ e } |P_{i+1}^{k+1} - P_{i+1}^k| < \text{Tolerância}$$

10. Verificando-se a convergência faz-se

$$P_{i+1} = P_{i+1}^{k+1}$$

e

$$\Delta l = \Delta l^{k+1}$$

e podemos ir para o próximo algoritmo para cálculo do fluxo de água Subresfriada

11. Se não se verificar a convergência faz-se

$$P_{i+1}^k = P_{i+1}^{k+1}$$

e

$$\Delta l^k = \Delta l^{k+1}$$

e retorna-se ao item 3.

III.3 Fluxo de Água Subresfriada

As variáveis envolvidas no nó i continuam sendo conhecidas e neste caso, os títulos nos nós i e $i+1$ são iguais a zero, portanto, somente são desconhecidas a pressão (P_{i+1}) e a temperatura (T_{i+1}) da água no nó $i+1$.

As Funções Resíduo, agora, ficarão da forma:

$$F_1(P_{i+1}, T_{i+1}) = \left(\frac{dP}{dl}\right)_T + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{fric} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{accel} + \left(\frac{dP}{dl}\right)_{grav} = 0$$

$$F_2(P_{i+1}, T_{i+1}) = \frac{dh_m}{dl} + g \sin \theta + \frac{q}{W} + \frac{1}{2} \frac{d}{dl}(V_m^2) = 0$$

Continuamos com duas equações não-lineares e duas incógnitas que podemos resolver utilizando o seguinte algoritmo.

Algoritmo para Solucionar o Sistema de Equações Formado pelas Funções F_1 e F_2

1. Conhecendo-se $P_i, T_i, x_i = x_{i+1} = 0, W$ e parâmetros dimensionais do sistema
2. Estima-se P_{i+1}^k, T_{i+1}^k ($k=0,1,2,\dots$ e $i=0,1,2,\dots$) da seguinte forma:

$$P_{i+1}^0 = 0.98 P_i$$

e

$$T_{i+1}^0 = 0.99 T_i$$

3. Calcula-se

$$P_m = \frac{P_{i+1}^k + P_i}{2}$$

$$T_m = \frac{T_{i+1}^k + T_i}{2}$$

4. Calcula-se as propriedades termodinâmicas do fluido

5. Calcula-se as funções F_1 e F_2 e monta-se o vetor função F

$$F_{2 \times 1} = \begin{pmatrix} F_1(P_{i+1}^k, T_{i+1}^k) \\ F_2(P_{i+1}^k, T_{i+1}^k) \end{pmatrix}$$

6. Monta-se a matriz Jacobiana

$$Jacob_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial P_{i+1}} & \frac{\partial F_1}{\partial T_{i+1}} \\ \frac{\partial F_2}{\partial P_{i+1}} & \frac{\partial F_2}{\partial T_{i+1}} \end{pmatrix}$$

Como as derivadas parciais são de difícil cálculo analítico, estas são calculadas numericamente

7. Resolve-se o sistema linear $Jacob_{2 \times 2} \times V_{2 \times 1} = -F_{2 \times 1}$ e encontra-se o vetor resíduo $V_{2 \times 1}$

8. Calcula-se os valores de P_{i+1}^{k+1} e T_{i+1}^{k+1}

$$P_{i+1}^{k+1} = P_{i+1}^k + v_1$$

$$T_{i+1}^{k+1} = T_{i+1}^k + v_2$$

9. Verifica-se a convergência

$$\left| T_{i+1}^{k+1} - T_{i+1}^k \right| \text{ e } \left| P_{i+1}^{k+1} - P_{i+1}^k \right| < \text{Tolerância}$$

10. Verificando-se a convergência faz-se

$$P_{i+1} = P_{i+1}^{k+1}$$

e

$$T_{i+1} = T_{i+1}^{k+1}$$

e podemos ir para o próximo trecho (item 1) até completarmos o comprimento total da linha

11. Se não se verificar a convergência faz-se

$$P_{i+1}^k = P_{i+1}^{k+1}$$

e

$$T_{i+1}^k = T_{i+1}^{k+1}$$

e retorna-se ao item 3.

Capítulo IV

Resultados do Modelo

IV.1 Validação

Poucos dados experimentais sobre injeção de vapor em poços de petróleo têm sido publicados na literatura especializada. Dentre as publicações acima podemos citar os trabalhos de Wheaton [42], Galate [17] e Siu [35].

Wheaton [42] conduziu um teste de campo de medição de temperatura do vapor na tubulação durante a injeção em um poço depois de 430 dias de injeção. Durante a coleta de dados, a vazão de vapor média foi de $116.5 \text{ m}^3/d$ com uma qualidade de 31.6% na cabeça do poço. A qualidade do vapor medida no início e no fim do teste teve uma variação de mais ou menos 3.0%. A pressão de injeção permaneceu constante em torno de 13.68 MPa. Os dados foram colhidos em sete pontos entre 305 m e 1213 m. Os dados do poço em questão estão listados na Tabela 4.1.

A Figura 4.1 mostra o perfil da temperatura em função da profundidade ao longo da coluna de injeção. Os resultados calculados pelo modelo estão bastante próximos dos dados experimentais com desvio máximo de 0.3%. A pressão de teste a 1215 m foi de 19.167 MPa e a calculada pelo modelo foi de 19.45 MPa. O ponto onde ocorre a mudança de inclinação da curva (em torno de 645 m) é o local onde o vapor atinge a qualidade igual

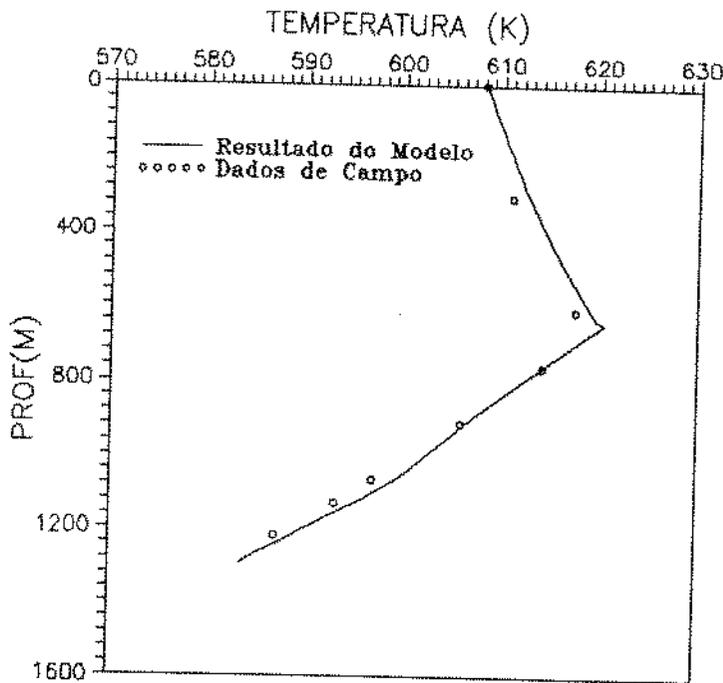


Figura 4.1: Comparação entre os valores medidos e calculados de temperatura para o poço de Wheaton.

a zero. A partir deste nível temos somente o fluxo de água e é notório a queda acentuada de temperatura.

Siu [35] e Galate [17] trazem dados de teste de campo realizados por Bleakley de injeção de vapor no Poço 61-0 Martha Bigpond onde vapor saturado foi injetado em um tubing de 487.7 m de profundidade. No momento das medições de temperatura, vapor era injetado a uma vazão mássica de 2200 kg/h com uma pressão na cabeça do poço de 1765 kPa. Os perfis de pressão e temperatura ao longo do tubing foram obtidos após 117 horas de injeção. A Tabela 4.2 mostra os dados do poço em teste.

Apesar dos dados de pressão e vazão estarem bem abaixo dos limites para que o modelo foi dimensionado, o gráfico da Figura 4.2 mostra que o desvio máximo foi de 1.3%. A causa deste desvio é a necessidade de se elaborar uma correlação mais precisa para a perda de carga por fricção neste nível de pressão.

Infelizmente, não está disponível na literatura dados de testes de injeção de va-

Dados de Entrada	
Pressão de Injeção	13.68 MPa
Qualidade do Vapor	31.60 %
Vazão de Injeção	116.5 m^3/d
Pressão no Anular (c/ Packer)	0.101 MPa
Temperatura na Superfície	288.71 K
Gradiente Geotérmico	0.0343 K/m
Emissividade (tubing)	0.9
Condutividade do Solo	2.804 W/m/K
Condutividade do Cimento:	
- Revestimento de Superfície	1.039 W/m/K
- Revestimento Intermediário	0.519 W/m/K
- Revestimento de Produção	0.831 W/m/K
Diâmetro do Poço	0.4445 m
Diâmetro Interno do Tubing	0.0620 m
Diâmetro Externo do Tubing	0.0730 m
Espessura do Isolamento Térmico	0.0153 m
Condutividade Térmica do Isolamento	0.5193 W/m/K
Diâmetro Interno do Revestimento	0.1594 m
Diâmetro Externo do Revestimento	0.1778 m
Profundidade do Poço	1295.4 m

Tabela 4.1: Poço Teste de Wheaton.

Dados de Entrada	
Pressão de Injeção	1.723 MPa
Qualidade do Vapor	90.00 %
Vazão de Injeção	52.86 m^3/d
Pressão no Anular (c/ Packer)	0.101 MPa
Temperatura na Superfície	283.15 K
Gradiente Geotérmico	0.0516 K/m
Emissividade (tubing)	0.9
Condutividade do Solo	1.73 W/m/K
Condutividade do Cimento	0.346 W/m/K
Diâmetro do Poço	0.1829 m
Diâmetro Interno do Tubing	0.0539 m
Diâmetro Externo do Tubing	0.0635 m
Diâmetro Interno do Revestimento	0.1016 m
Diâmetro Externo do Revestimento	0.1143 m
Profundidade do Poço	487.68 m

Tabela 4.2: Poço 61-0 Martha Bigpond.

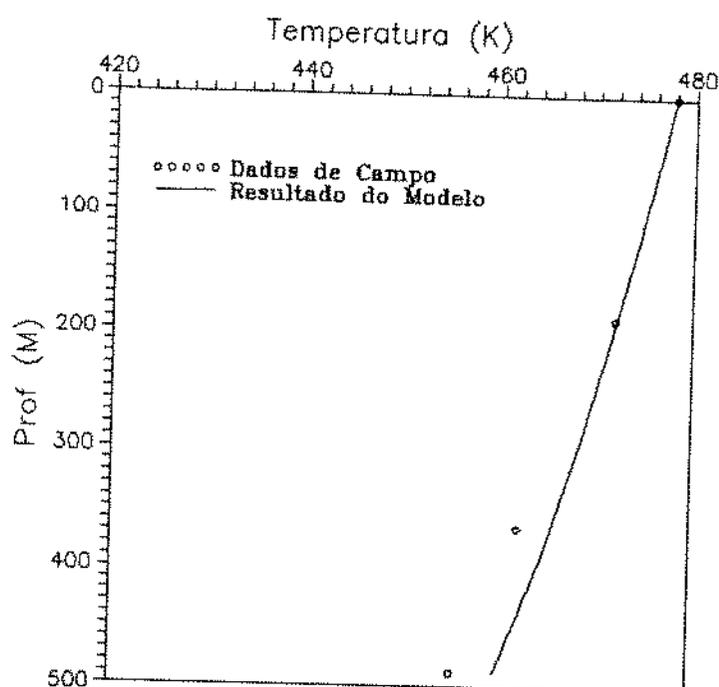


Figura 4.2: Comparação entre os valores medidos e calculados de temperatura para o poço 61-0 Martha Bigpond.

por em poços equipados sem obturador do espaço anular, porém, mostraremos resultados numéricos obtidos para esta configuração nas próximas seções.

IV.2 Resultados Práticos

Passaremos, agora, à obtenção de alguns resultados com dados de parâmetros geométricos e de escoamento aplicados à operação de injeção de vapor no âmbito das regiões produtoras de petróleo do Brasil.

Para isso, definiremos tubulações aéreas, enterradas e poços de injeção que consideraremos padrões para fins de comparação entre os diversos resultados.

O escoamento padrão que será adotado neste trabalho possui os seguintes dados no início de cada composição:

- Pressão de Injeção = 10.34 MPa.

- Vazão de Injeção = 150.0 m³/dia.

- Título do Vapor = 80.0 %

Entenda-se como composição as configurações de linha aérea, enterrada e poço de injeção.

É também objetivo desta seção comparar os efeitos da variação de alguns parâmetros para avaliar suas influências no resultado final, ou seja, na eficiência térmica global.

Adotamos então, como meio de comparação, a eficiência térmica de cada composição. Para isso, definimos eficiência térmica como sendo a relação entre a energia total disponível ao final de cada trecho discretizado e a energia total disponível no início da composição. Em termos percentuais:

$$\epsilon_t (\%) = \frac{\text{Entalpia da Mistura no Nó } i}{\text{Entalpia da Mistura no Início da Comp.}} \cdot 100$$

Vale salientar que nos gráficos que serão apresentados, a escala do eixo da eficiência térmica varia de um para outro com o objetivo de facilitar a interpretação e com isso, obtermos uma comparação mais precisa. Cada composição será subdividida em trechos de 50 metros. Este valor foi determinado a partir de testes de subdivisões de 1, 50, 100, 150, 200 e 300 metros sendo encontradas pequenas variações (comparadas com a subdivisão de 1 metro) nos resultados, portanto foi adotada a subdivisão de 50 metros por apresentar as menores variações.

A opção de se escolher uma ou outra configuração dependerá de uma avaliação técnica-econômica, levando-se em consideração a diferença na eficiência térmica entre os dois casos, o custo atual da operação de injeção e o custo da modificação que deverá ser feita.

IV.2.1 Linha Aérea Padrão

Os dados geométricos da linha aérea padrão são mostrados na Tabela 4.3 e o gráfico da Figura 4.3 apresenta os resultados obtidos para pressão, título e eficiência desta composição.

Dados de Entrada	
Comprimento da Linha	1000.0 m
Diâmetro Interno da Tubulação	0.0667 m
Diâmetro Externo da Tubulação	0.0762 m
Espessura do Isol. Térmico	0.0508 m
Condutividade Térmica do Isolamento	0.04 W/m/K
Condutividade Térmica do Tubo	43.3 W/m/K
Emissividade da Superf. Externa do Isol.	0.2
Temperatura Ambiente	303.15 K
Velocidade do Vento	8.33 m/s

Tabela 4.3: Linha Aérea Padrão.

Podemos observar que a eficiência térmica é bastante alta já que a influência do isolamento térmico é predominante nesta configuração. Devido a esta alta eficiência o título tem uma queda pouco acentuada. A pressão, que depende praticamente da vazão de vapor e do diâmetro interno da linha, tem neste caso uma queda de 8 %.

IV.2.2 Linha Enterrada Padrão

Os dados geométricos da linha enterrada padrão são mostrados na Tabela 4.4 e os resultados obtidos pelo modelo para pressão, eficiência e título são mostrados na Figura 4.4.

Podemos observar a queda na eficiência térmica devido a falta de isolamento térmico adequado. O solo funciona neste caso como um isolante térmico mas com uma

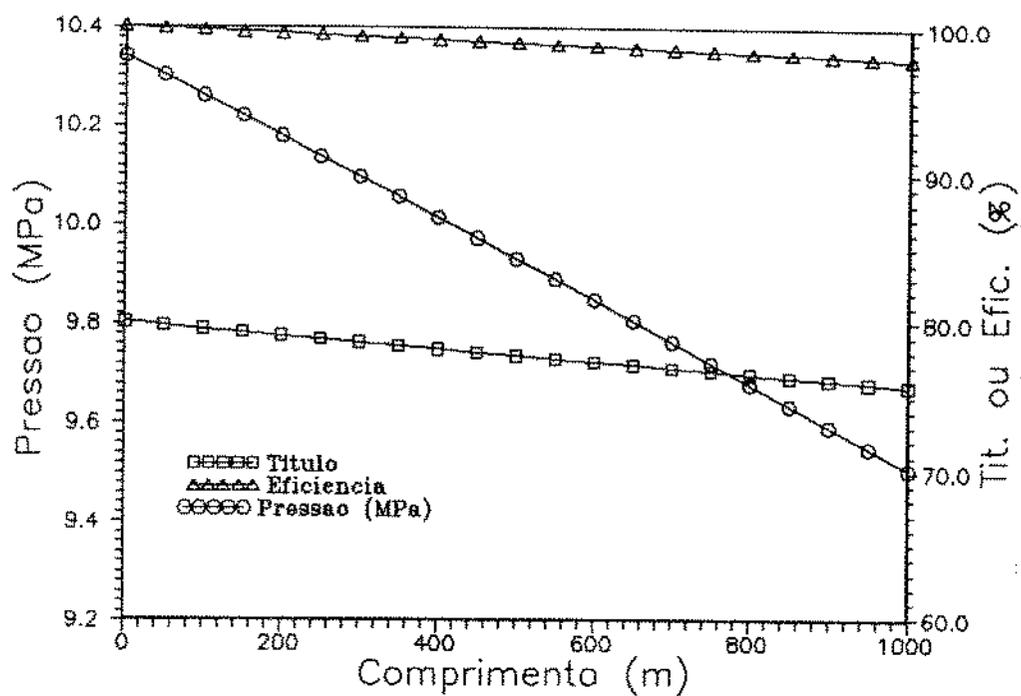


Figura 4.3: Linha Aérea Padrão

Dados de Entrada	
Comprimento da Linha	1000.0 m
Diâmetro Interno do Tubulação	0.0667 m
Diâmetro Externo da Tubulação	0.0762 m
Espessura do Isol. Térmico	0.0 m
Condutividade Térmica do Isolamento	0.04 W/m/K
Condutividade Térmica do Tubo	43.3 W/m/K
Temperatura na Superfície	303.15 K
Profundidade	1.0 m
Condutividade Térmica do Solo Seco	1.73 W/m/K

Tabela 4.4: Linha Enterrada Padrão.

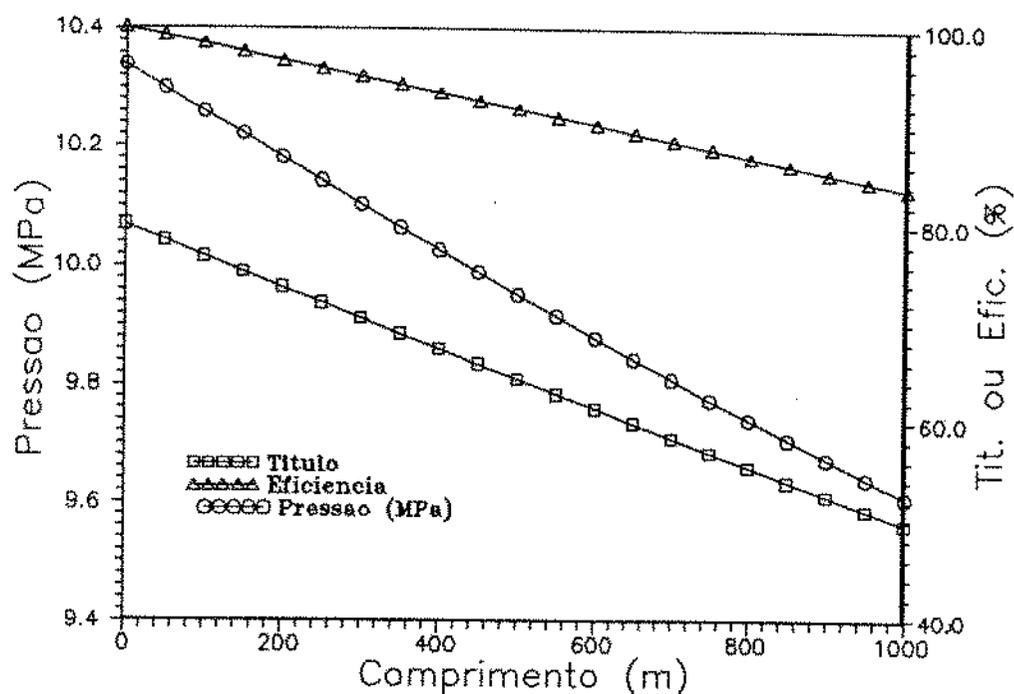


Figura 4.4: Linha Enterrada Padrão

condutividade muito superior a do silicato de cálcio.

Devido à maior queda do título ocorre uma menor perda de pressão por fricção e conseqüentemente um menor gradiente de pressão total.

IV.2.3 Poço Padrão

Para o caso do poço padrão, subdividimos este em duas situações bastante utilizadas na operação de injeção de vapor que é o poço equipado com ou sem obturador (packer) do espaço anular. O obturador, quando utilizado, fica assentado próximo ao final da coluna de injeção.

Os dados geométricos do poço padrão são mostrados na Tabela 4.5 e as Figuras 4.5 e 4.6 mostram os resultados do modelo para o poço com e sem obturador respectivamente.

Devido à presença de vapor saturado no espaço anular do poço equipado sem obturador ocorre a diminuição da resistência térmica neste local, causando com isso uma

Dados de Entrada	
Profundidade	1000.0 m
Temperatura Ambiente	303.15 K
Gradiente Geotérmico	0.02 K/m
Difusividade Térmica da Formação	1.03E-6 m ² /s
Condutividade Térmica da Formação	2.42 W/m/K
Condutividade Térmica do Cimento	0.52 W/m/K
Condutividade Térmica do Tubo	43.3 W/m/K
Diâmetro do Poço	0.2476 m
Diâmetro Interno do Coluna	0.0620 m
Diâmetro Externo do Coluna	0.0730 m
Emissividade (coluna)	0.9
Emissividade (revestimento)	0.9
Diâmetro Interno do Revestimento	0.1617 m
Diâmetro Externo do Revestimento	0.1778 m
Tempo de injeção	5 dias

Tabela 4.5: Poço Padrão.

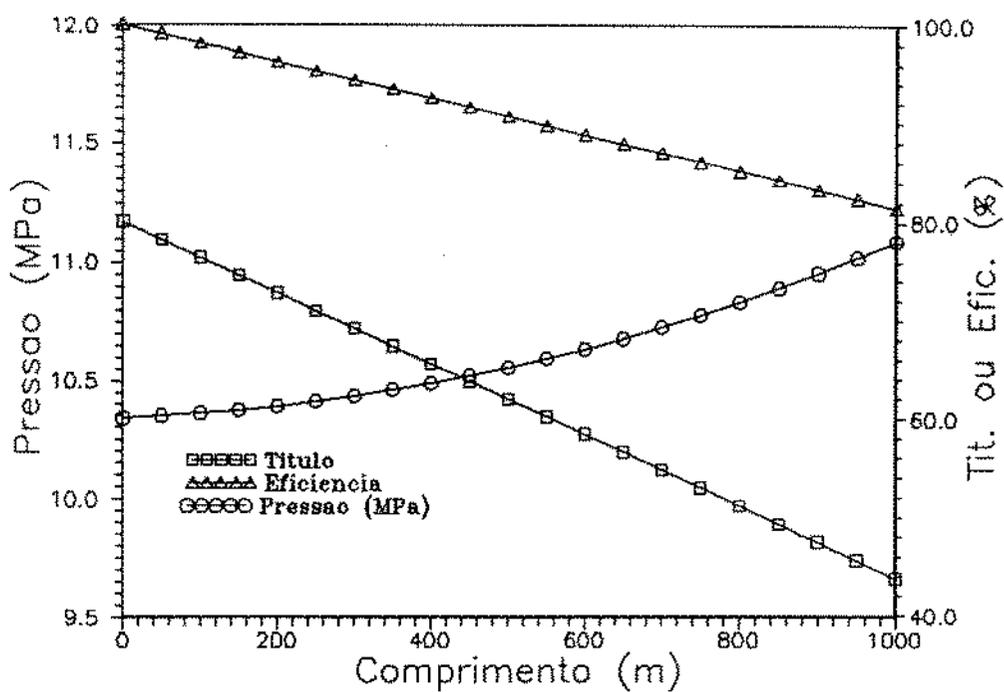


Figura 4.5: Poço Padrão com Obturador

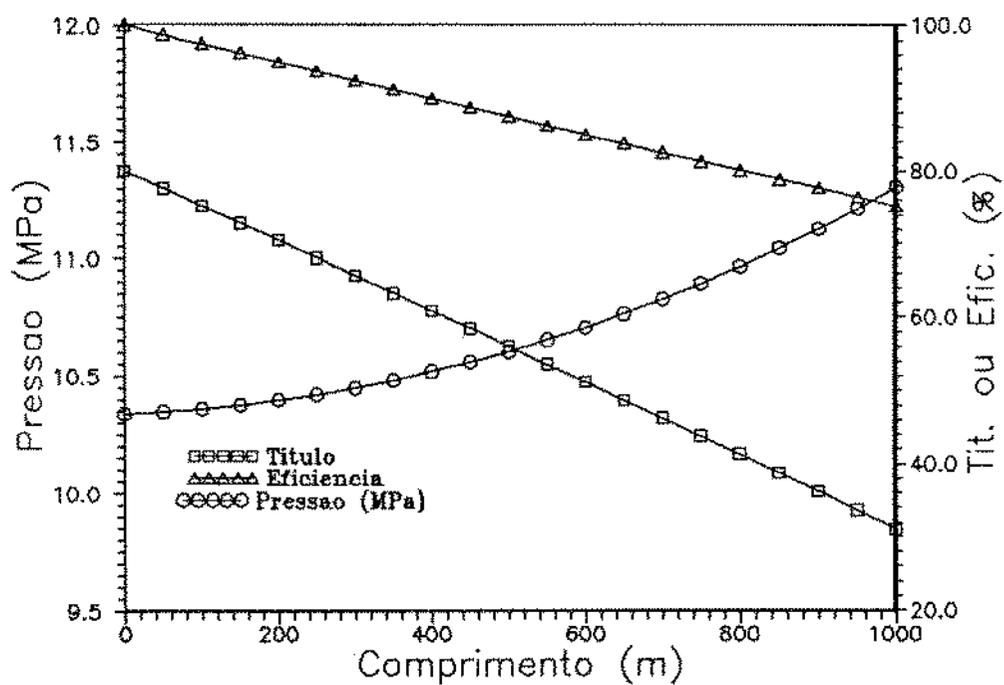


Figura 4.6: Poço Padrão sem Obturador

eficiência térmica menor com uma queda em torno de 6 %.

O gradiente de pressão é, nestes casos, influenciado tanto pela fricção quanto pela ação da gravidade, em sentidos opostos um do outro. Podemos observar que o gradiente de pressão positivo leva a uma pressão maior no fundo do poço, sendo maior para o poço sem obturador. Isto ocorre devido a uma menor perda de calor no poço com obturador, que reflete uma menor queda no título e conseqüentemente uma maior perda de pressão causada pela fricção, que não é compensada pelo gradiente de pressão causado pela gravidade.

IV.2.4 Avaliação da Influência dos Parâmetros Operacionais

O objetivo desta seção é avaliar a influência na eficiência térmica da variação de parâmetros geométricos (diâmetro interno da tubulação, espessura do isolamento térmico, profundidade, revestimento externo da tubulação, etc.); dos parâmetros de escoamento (vazão e pressão de injeção) e também de outras variáveis como: condições do solo (seco ou úmido), velocidade do vento e tempo de injeção.

Os gráficos desta seção estão dispostos no final do texto na ordem em que são citados.

Diâmetro Interno da Tubulação

Os gráficos das Figuras 4.7, 4.8, 4.9 e 4.10 mostram a influência da variação do diâmetro interno em tubulações aéreas, enterradas e no poço com e sem obturador, respectivamente. Esta influência é pequena, conforme pode se observar, atingindo uma variação máxima de 3.6 % na eficiência para o caso de linha enterrada.

A influência do diâmetro interno está diretamente relacionada com a perda de pressão devido à fricção e a perda de calor. Com a diminuição do diâmetro ocorrem o aumento da perda de pressão devido à fricção e também a diminuição do fluxo de calor causada pela diminuição da área de troca de calor. Analisando os gráficos citados,

podemos concluir que há uma maior influência da diminuição do fluxo de calor ocasionando uma maior eficiência térmica.

Devemos ressaltar que a diminuição exagerada do diâmetro pode ocasionar uma elevada queda de pressão devido à fricção que poderá elevar o título do vapor saturado. Este aumento acarreta num acréscimo da perda de pressão por fricção chegando, finalmente, ao fluxo de vapor superaquecido. Este fluxo não é interessante operacionalmente devido à possibilidade de ocorrer incrustações no interior da tubulação devido à deposição de sais.

Isolamento Térmico

As Figuras 4.11, 4.12 e 4.13 trazem os gráficos onde podemos ver a influência da utilização ou não do isolamento térmico nas tubulações aéreas, enterradas e no poço com obturador respectivamente. Foi excluído o poço sem obturador pela não utilização prática de isolamento térmico nesta configuração.

A simulação da linha aérea sem isolamento térmico é uma situação irreal, já que, por motivo de segurança, não se deve deixar linhas à altas temperaturas expostas ao contato humano. Porém, podemos observar que, caso existissem, o fluxo de vapor se tornaria de água subresfriada devido à grande perda de calor para a atmosfera, tendo uma variação da eficiência térmica da ordem de 72%.

Já na linha enterrada, como o solo funciona como um isolante térmico, a variação da eficiência térmica é menor (em torno de 33 %).

Para o poço equipado com obturador, esta diferença diminui mais ainda (15%), já que o anular preenchido com ar à pressão atmosférica funciona como um bom isolante térmico.

As Figuras 4.14 e 4.15 mostram a influência da espessura do isolamento térmico nas linhas aéreas e enterradas respectivamente.

É notório a alta eficiência térmica obtida com a utilização do isolamento

térmico, sendo a variação da eficiência, para ambos os casos, em torno de 2 %.

Revestimento Externo da Coluna de Injeção

Devido ao fato de que a perda de calor por radiação representa mais de 60 % do calor total transferido no espaço anular para poços com obturadores, analisaremos a influência de um revestimento externo de alumínio na coluna de injeção de vapor.

As Figuras 4.16 e 4.17 mostram a influência deste revestimento na eficiência térmica total no poço com e sem obturador respectivamente.

Podemos observar que houve um aumento de 5 % na eficiência térmica do poço com obturador e 1 % no poço sem obturador. Esta diferença se deve ao fato de que, no segundo caso, o fluxo de calor por condução e a participação do vapor no processo de radiação se tornam expressivos, diminuindo com isso, a influência da emissividade da superfície externa da tubulação.

Tempo de Injeção

O tempo de injeção tem influência na eficiência térmica do poço tanto com obturador quanto sem. O estudo da transferência de calor na interface cimento/formação (ver Apêndice A) foi feito na forma transiente devido a existência de um meio infinito.

As Figuras 4.18 e 4.19 mostram esta influência na eficiência térmica para o poço com e sem obturador, respectivamente.

Podemos observar que a eficiência, em ambos os casos, cresce proporcionalmente ao tempo de injeção, porém de forma não-linear, tendendo à um valor constante para longos períodos de tempo. Isto se deve ao aquecimento da formação que acontece ao longo do tempo e, conseqüentemente, ao acréscimo da temperatura da mesma.

Profundidade da Tubulação Enterrada

A Figura 4.20 mostra a influência da profundidade da linha enterrada na eficiência total. Podemos notar o aumento de 6 % na eficiência com o aumento na profundidade de 1.5 m. Isto deve-se ao fato de que com o aumento da profundidade, aumenta-se também o efeito isolante do solo.

Umidade do Solo

A umidade do solo só foi levada em consideração nos cálculos da linha enterrada. A influência da umidade está relacionada com o aumento da condutividade térmica do solo. Para um solo úmido saturado sua condutividade aumenta em torno de 50 % em relação ao solo seco. A Figura 4.21 mostra uma diminuição de 11 % na eficiência térmica para o solo úmido.

Ocorrem, ainda, casos em que o terreno fica encharcado, ultrapassando o ponto de saturação do solo, ocorrendo assim, perdas de calor excessivamente altas ao longo da linha.

Velocidade do Vento

A velocidade do vento tem sua influência maior na perda de calor por convecção na linha aérea, mas altera pouco a perda de calor total. Portanto, podemos ver na Figura 4.22 que a variação da velocidade causa pouca variação na eficiência térmica, dando uma queda de no máximo 0.2 %.

Vazão de Injeção

As Figuras 4.23, 4.24, 4.25 e 4.26 mostram a variação da eficiência térmica com a variação da vazão de injeção, para as diversas configurações geométricas.

Devido às maiores perdas de calor, nos casos de poço sem e com obturador

e na linha enterrada, para baixas vazões chega-se ao escoamento de água subresfriada caindo substancialmente a eficiência térmica. Já para a linha aérea, por esta ser isolada termicamente, a eficiência continua sendo bastante elevada.

A razão pela qual a eficiência térmica diminui com a diminuição da vazão está no fato de que a perda de calor depende basicamente da temperatura do fluido e dos parâmetros geométricos e não do seu fluxo mássico. Portanto, quanto maior a vazão de vapor, maior a quantidade de energia conduzida e então a relação energia perdida por energia total conduzida será menor.

Pressão de Injeção

As Figuras 4.27, 4.28, 4.29 e 4.30 mostram a variação da eficiência térmica com a variação da pressão de injeção para linhas aéreas, enterradas e poços com e sem obturador, respectivamente.

A maior queda na eficiência foi de 12 % para o caso de poço com e sem obturador, sendo que para a linha aérea, esta eficiência continua elevada devido ao isolamento térmico. Podemos notar uma menor influência sobre a eficiência se compararmos com a vazão de injeção.

Como foi dito anteriormente, a perda de calor depende, basicamente, da temperatura do fluido que está escoando e dos parâmetros geométricos do sistema e, portanto, como estamos com vapor saturado, o aumento de pressão acarreta num aumento de temperatura e, conseqüentemente, num aumento do calor perdido para o meio externo, ocasionando uma diminuição da eficiência térmica.

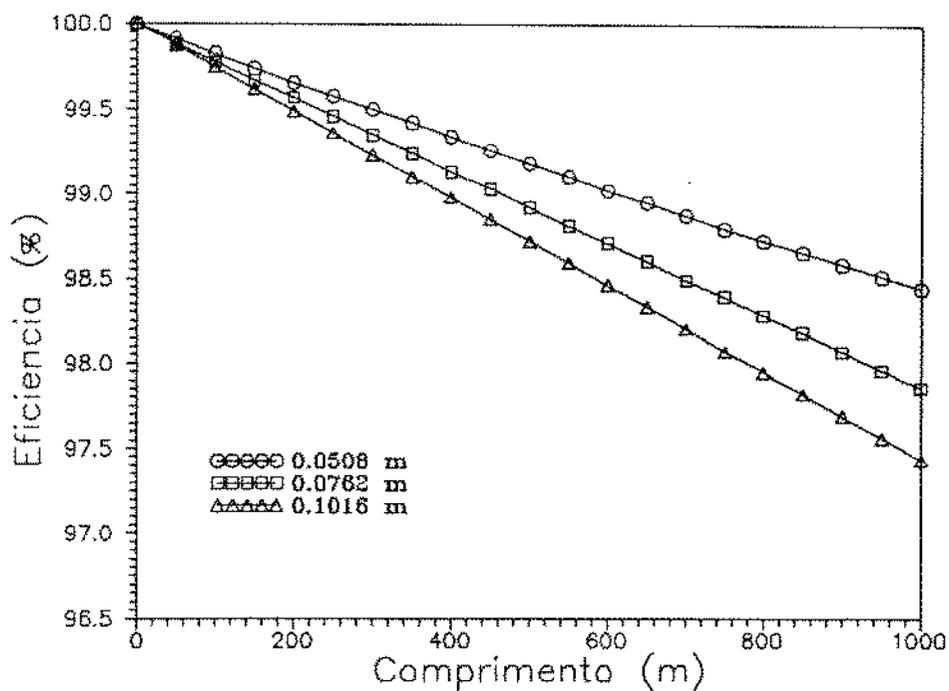


Figura 4.7: Variação do Diâmetro da Linha Aérea

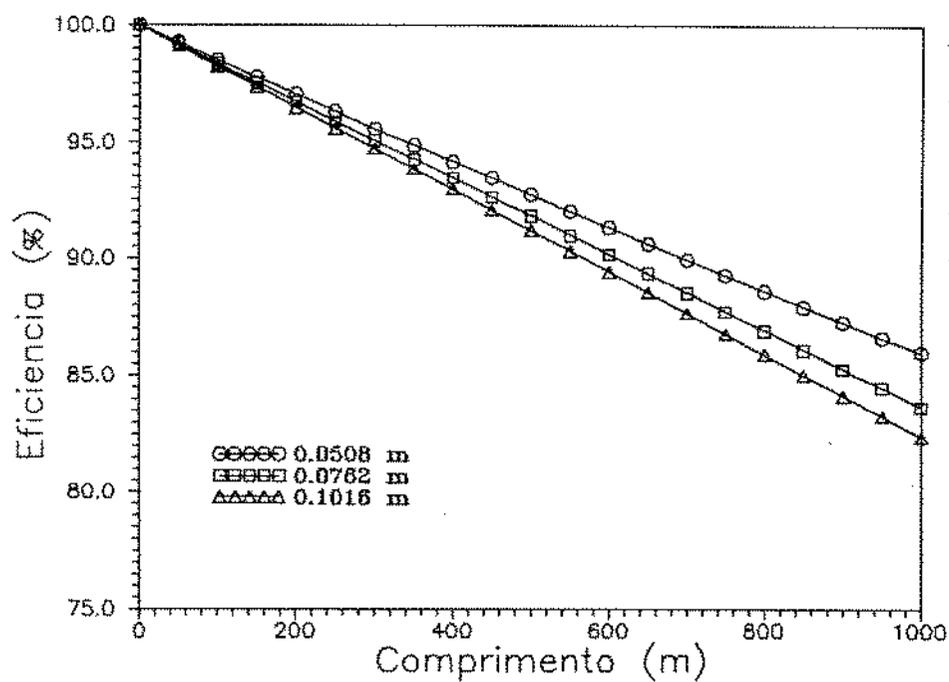


Figura 4.8: Variação do Diâmetro da Linha Enterrada

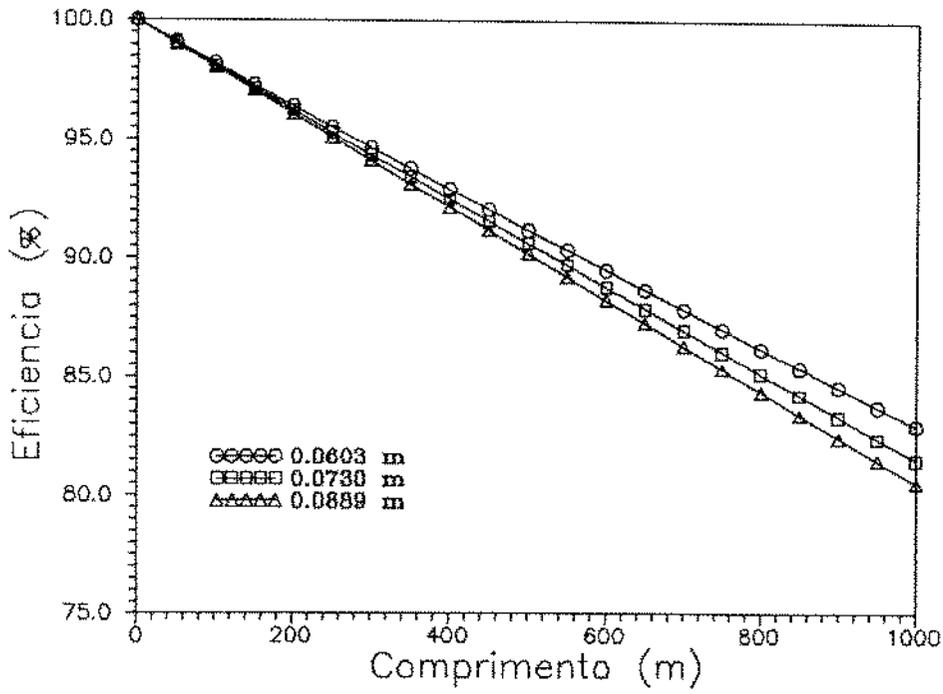


Figura 4.9: Variação do Diâmetro no Poço com Obturador

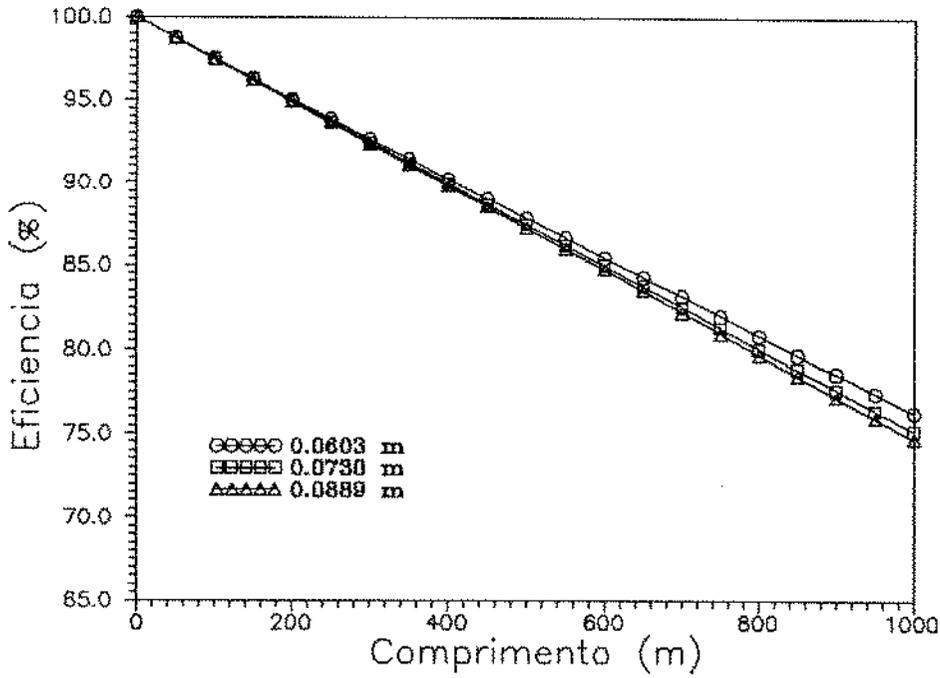


Figura 4.10: Variação do Diâmetro no Poço sem Obturador

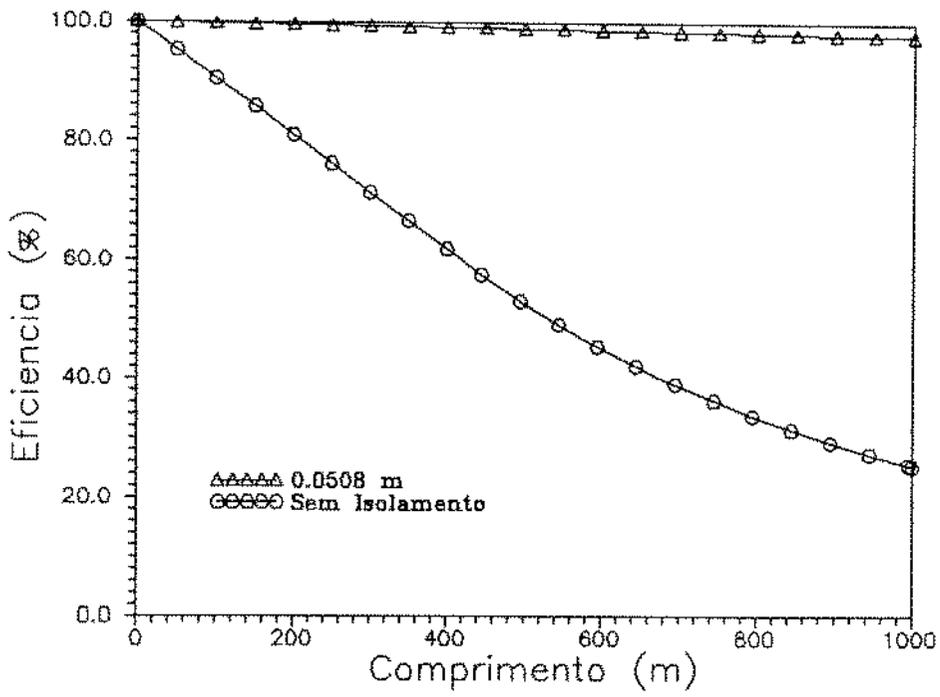


Figura 4.11: Utilização do Isolamento Térmico na Linha Aérea

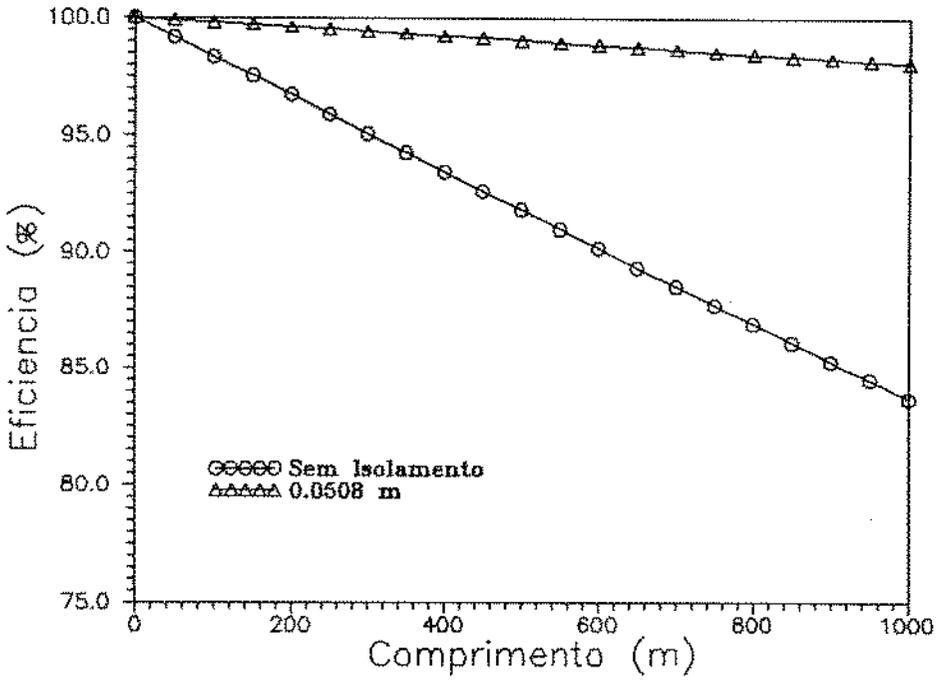


Figura 4.12: Utilização do Isolamento Térmico na Linha Enterrada

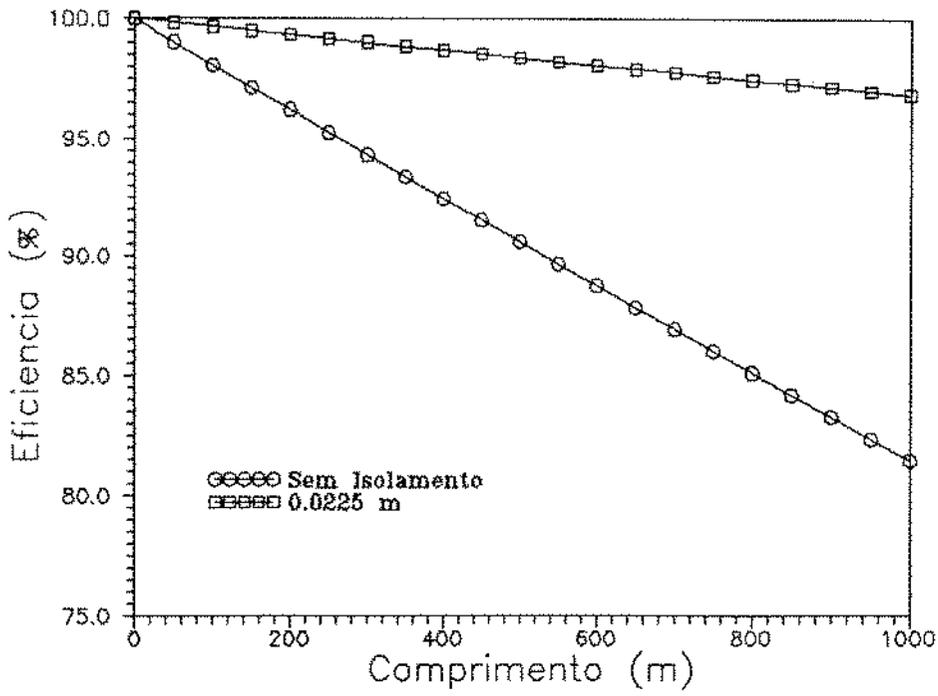


Figura 4.13: Utilização do Isolamento Térmico no Poço

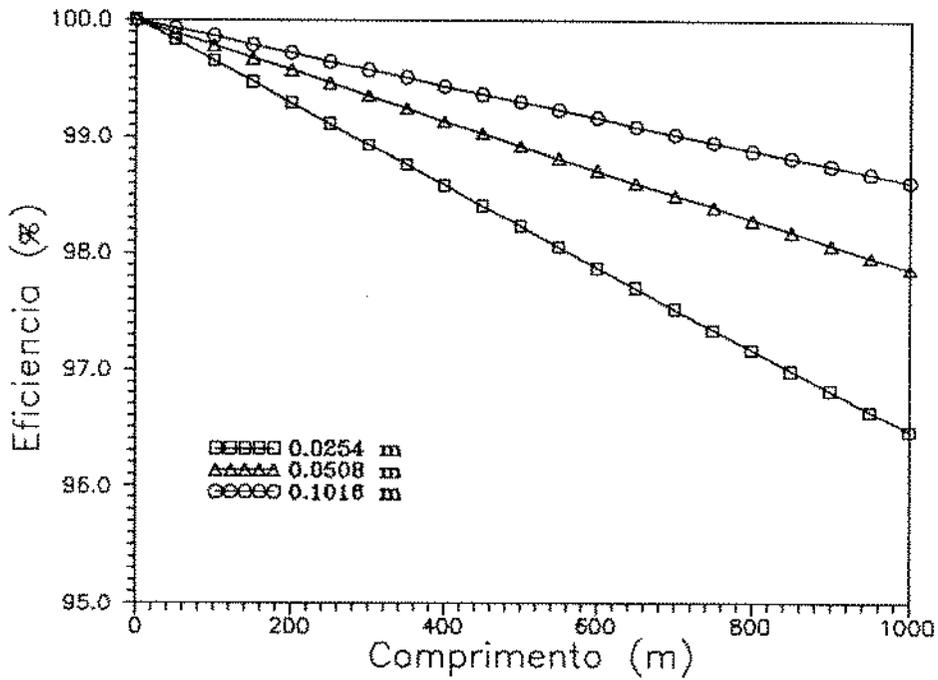


Figura 4.14: Variação da Espessura do Isolamento Térmico na Linha Aérea

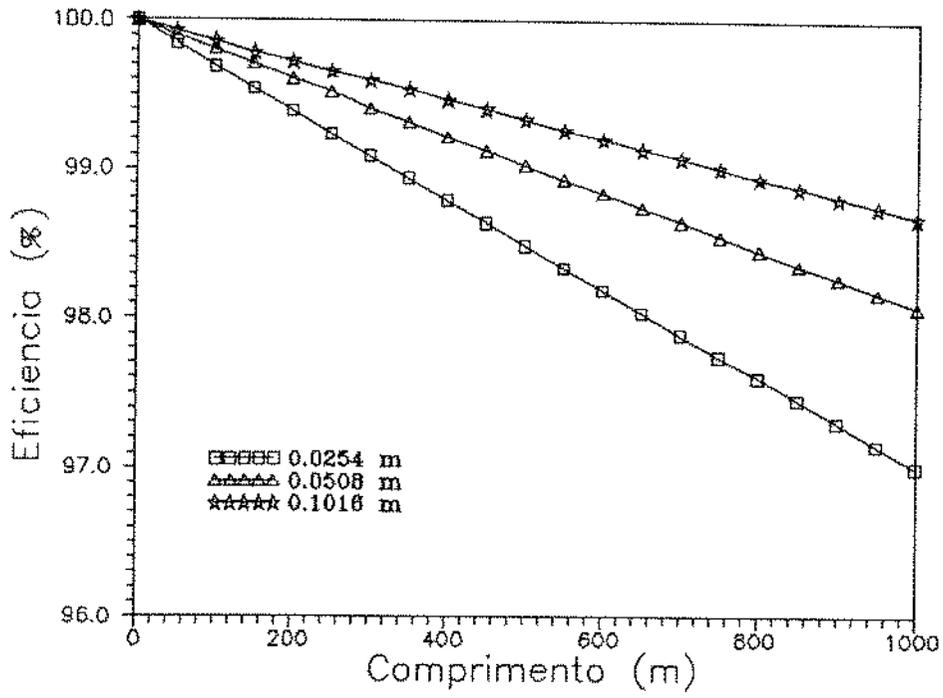


Figura 4.15: Variação da Espessura do Isolamento Térmico na Linha Enterrada

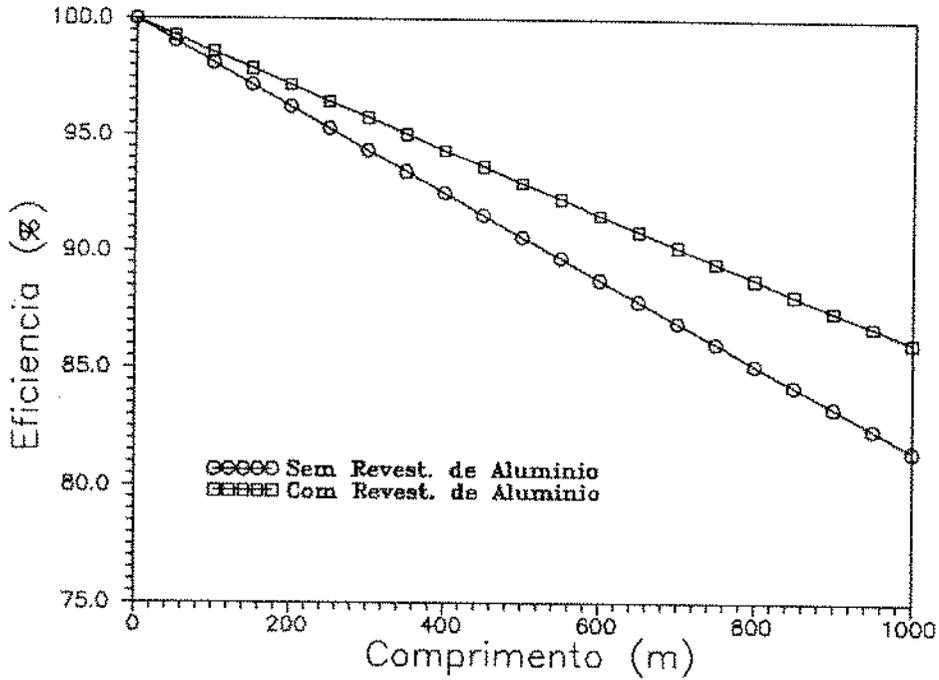


Figura 4.16: Revestimento Externo da Coluna de Injeção em Poço com Obturador

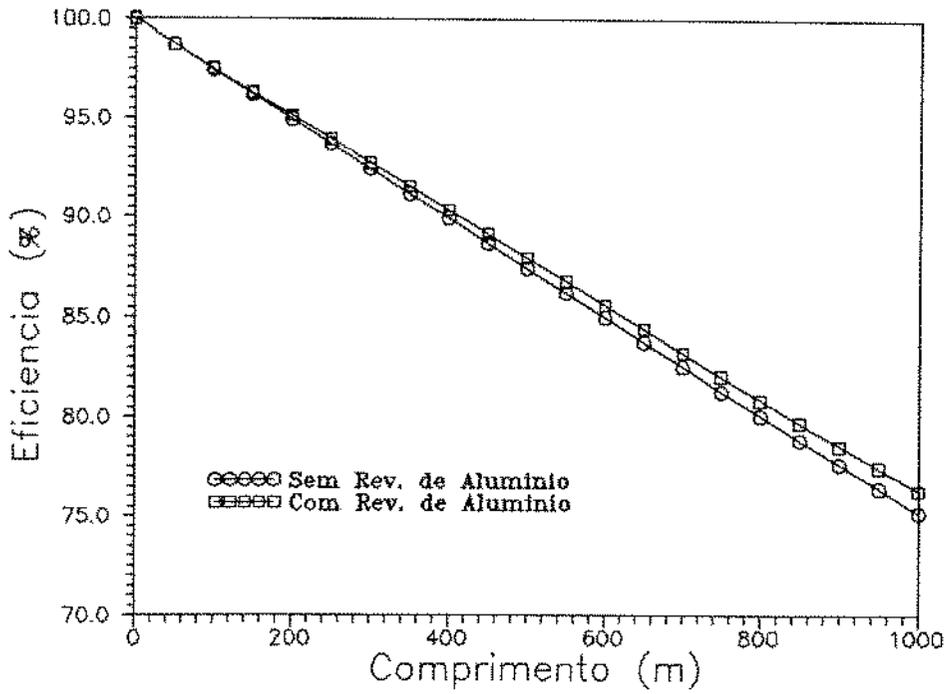


Figura 4.17: Revestimento Externo da Coluna de Injeção em Poço sem Obturador

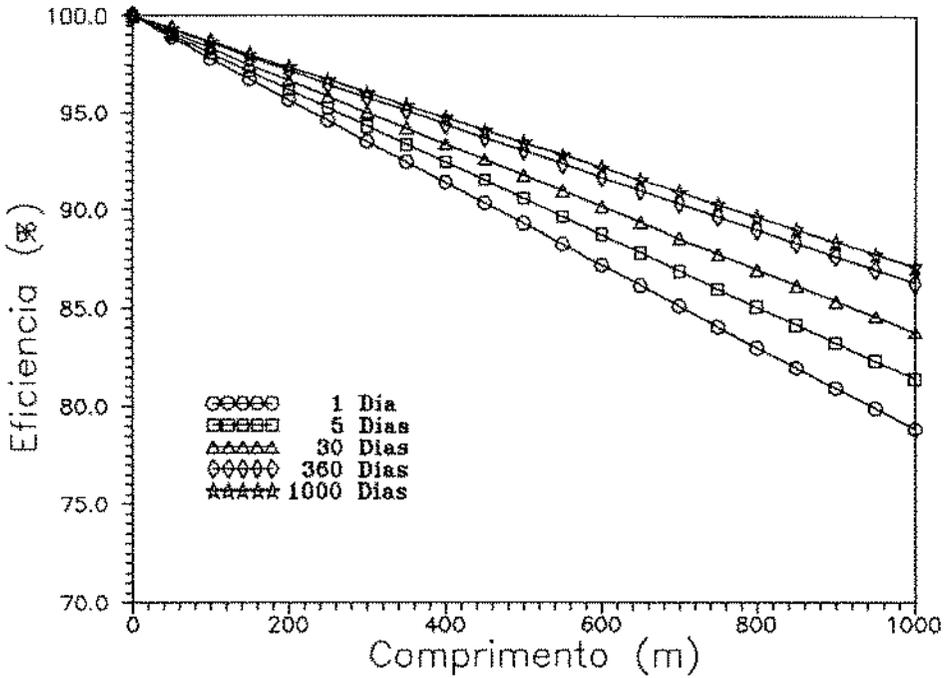


Figura 4.18: Variação do Tempo de Injeção em Poço com Obturador

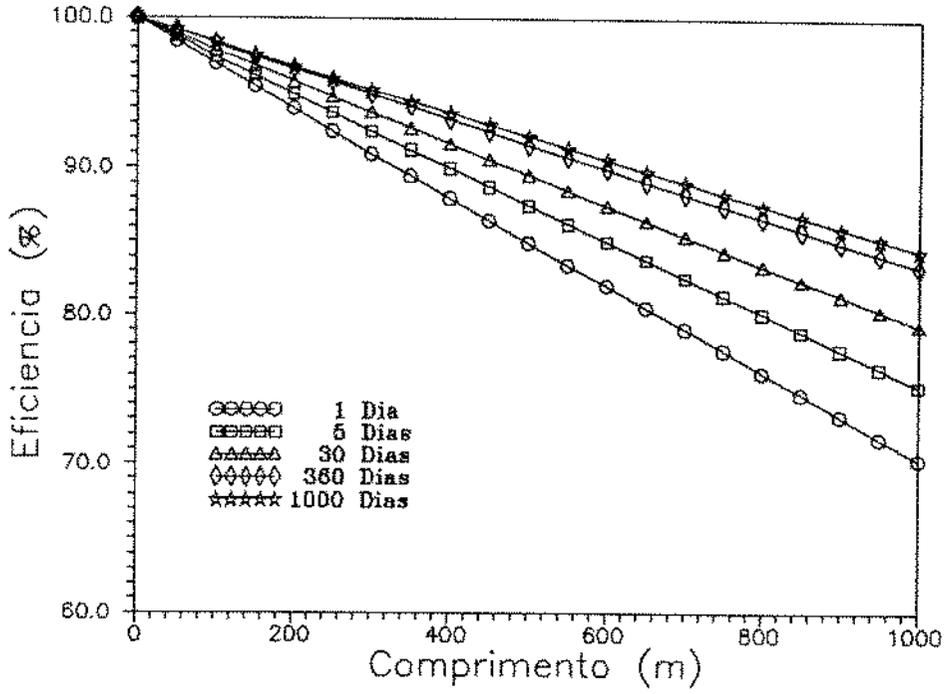


Figura 4.19: Variação do Tempo de Injeção em Poço sem Obturador

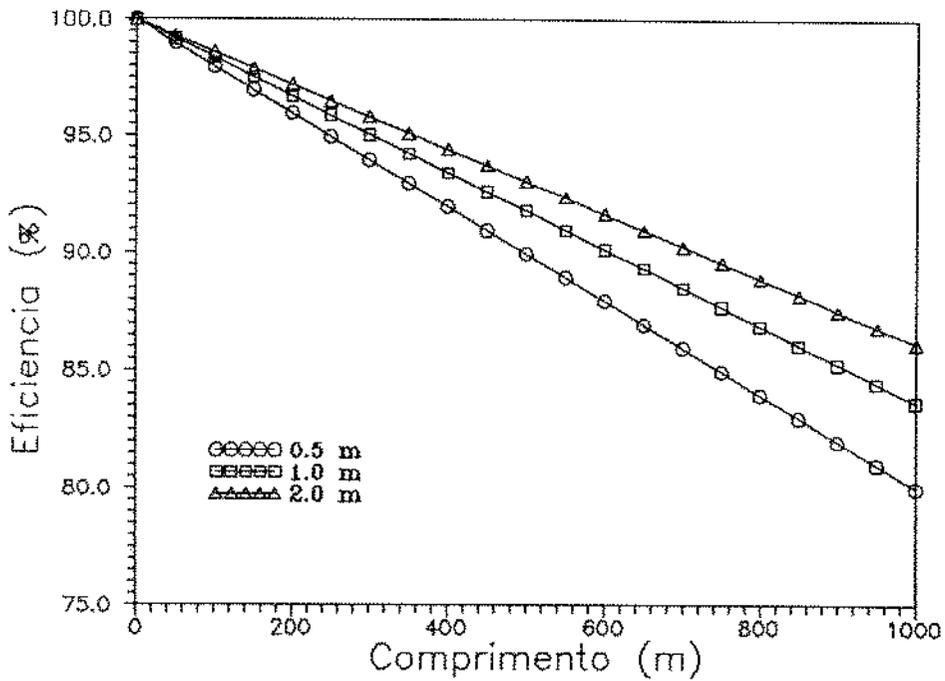


Figura 4.20: Variação da Profundidade da Linha Enterrada

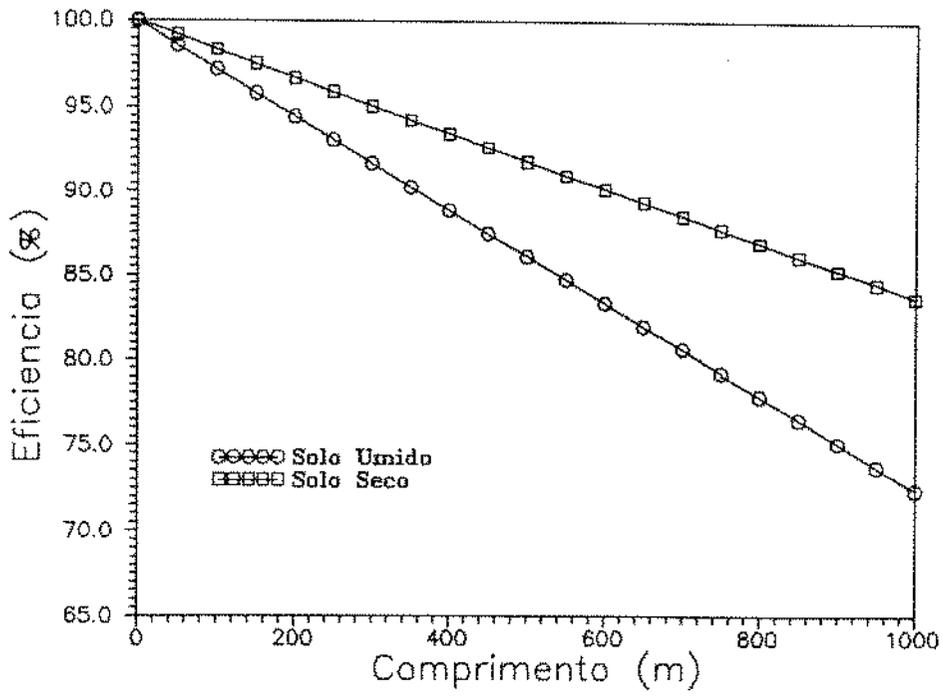


Figura 4.21: Variação da Umidade do Solo

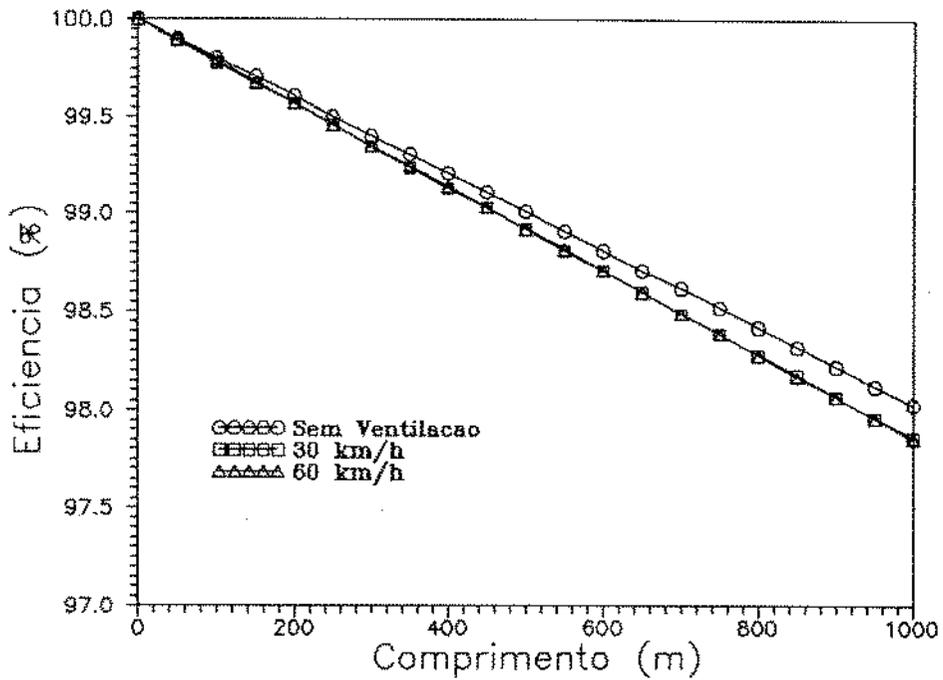


Figura 4.22: Variação da Velocidade do Vento

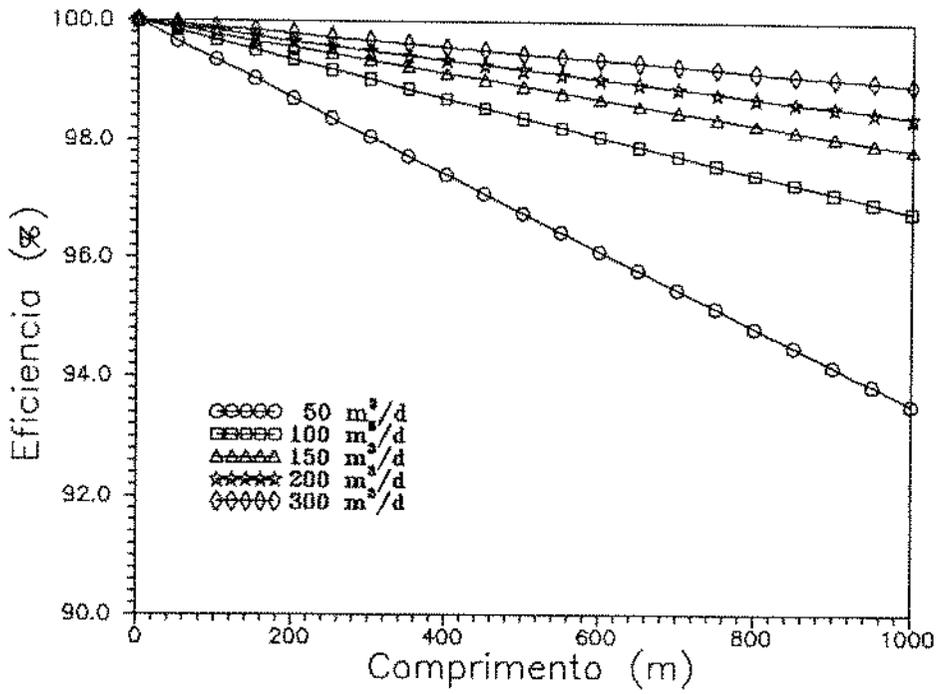


Figura 4.23: Variação da Vazão de Injeção na Linha Aérea

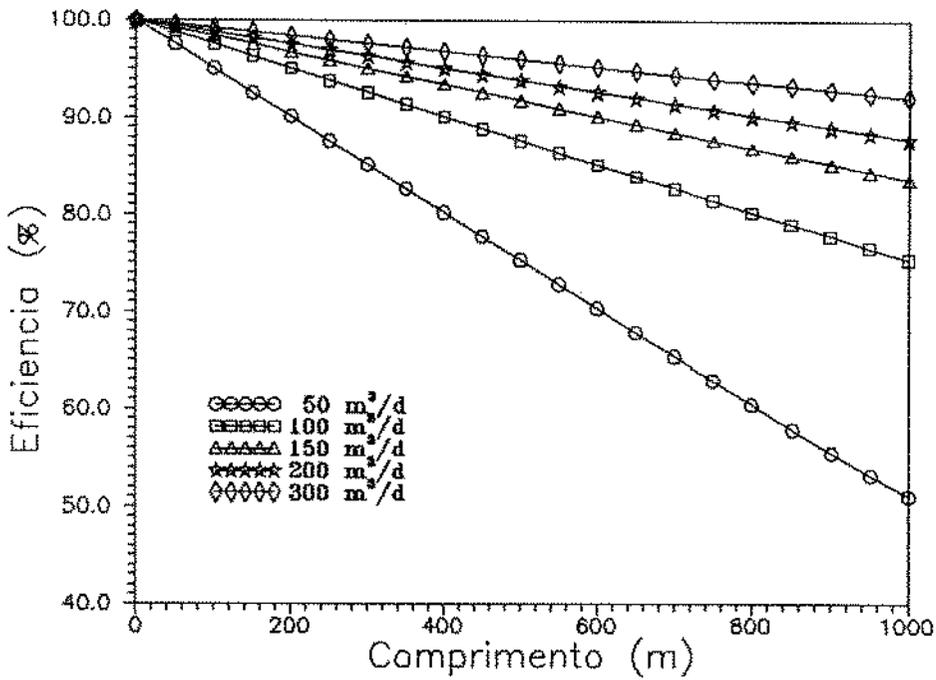


Figura 4.24: Variação da Vazão de Injeção na Linha Enterrada

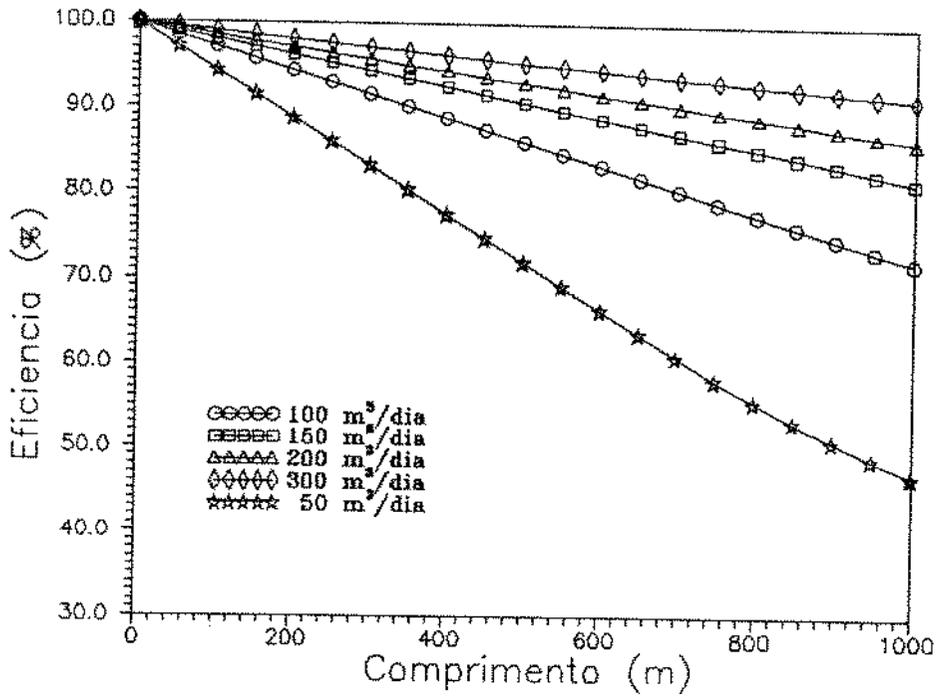


Figura 4.25: Variação da Vazão de Injeção no Poço com Obturador

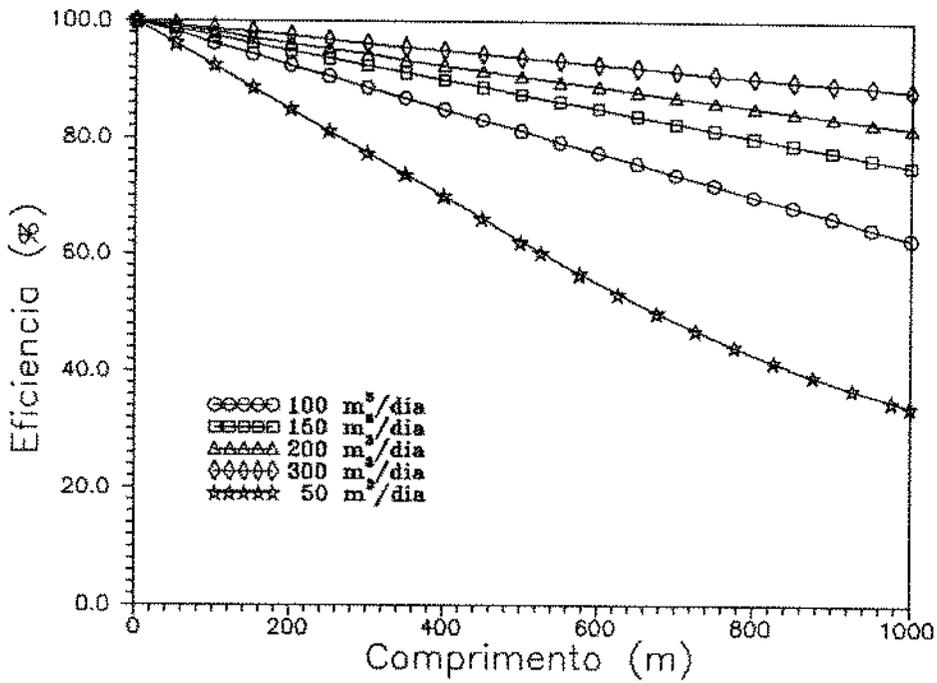


Figura 4.26: Variação da Vazão de Injeção no Poço sem Obturador

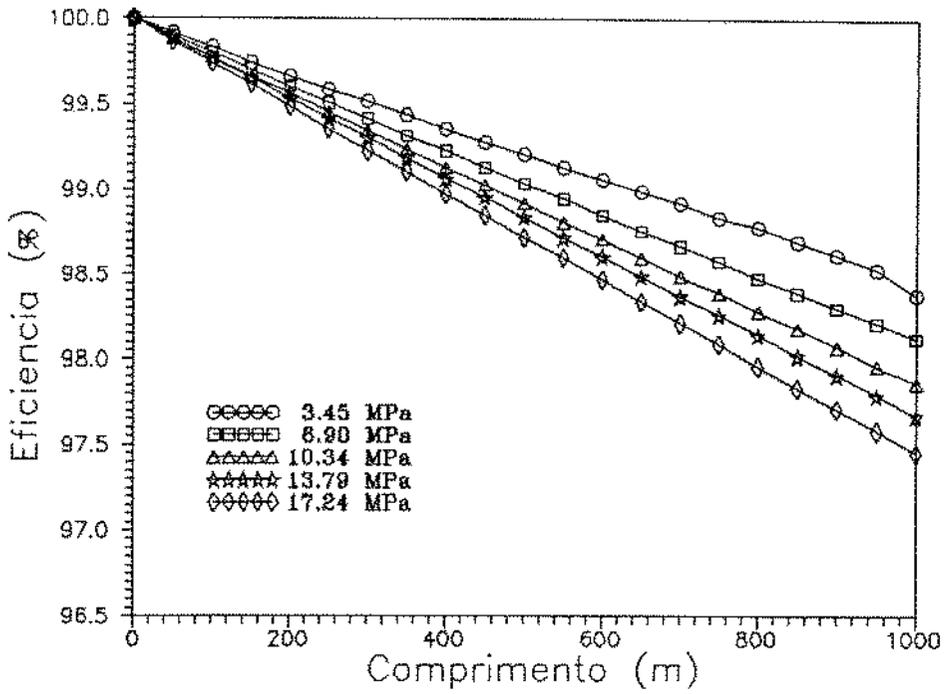


Figura 4.27: Variação da Pressão de Injeção na Linha Aérea

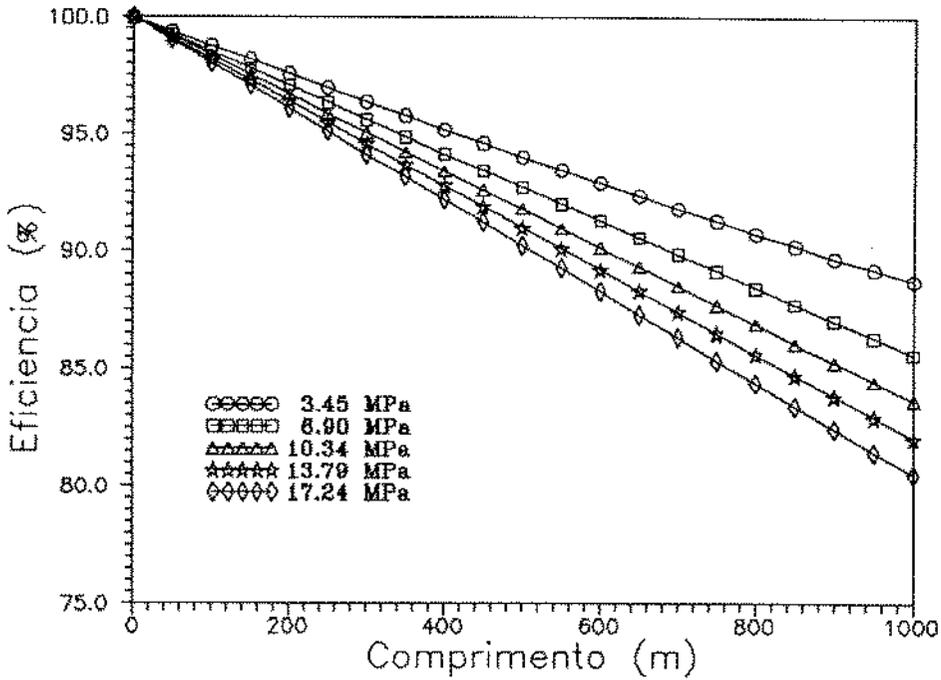


Figura 4.28: Variação da Pressão de Injeção na Linha Enterrada

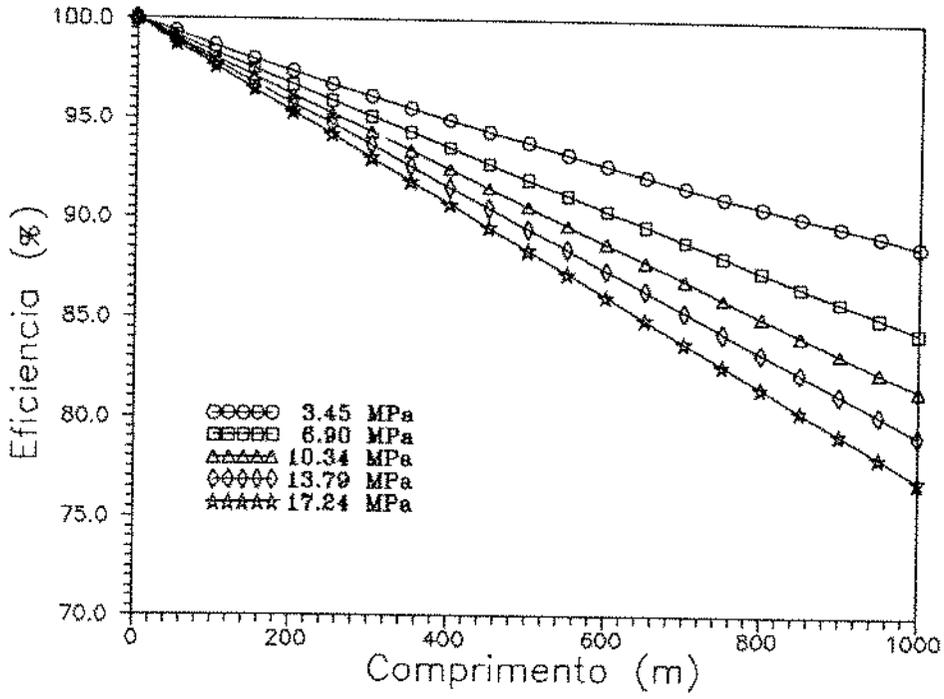


Figura 4.29: Variação da Pressão de Injeção no Poço com Obturador

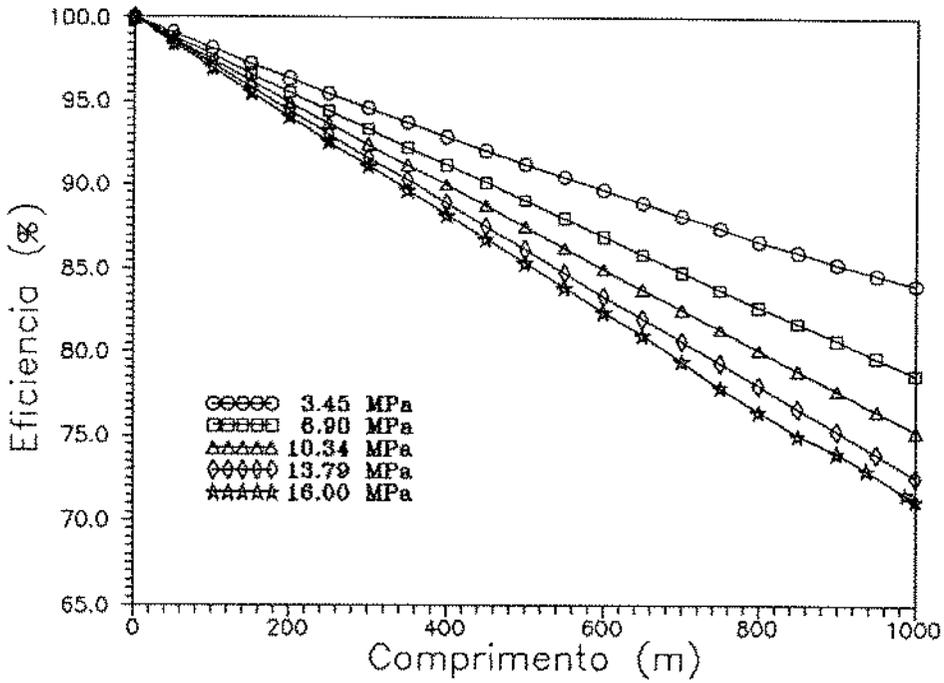


Figura 4.30: Variação da Pressão de Injeção no Poço sem Obturador

Capítulo V

Conclusões e Recomendações

V.1 Conclusões

Um estudo numérico, utilizando o método de Newton-Raphson para solução dos diversos sistemas de equações não-lineares, foi desenvolvido para obter-se a predição da pressão, temperatura e título no escoamento de vapor saturado ou água subresfriada ao longo das tubulações de injeção de vapor.

Tanto o deslizamento entre as fases, quanto os padrões de fluxo não devem ser desprezados, pois são essenciais ao cálculo do gradiente de pressão e transferência de calor, considerando a grande variação das condições de fluxo do escoamento de vapor.

Visando dar maior acuracidade aos resultados finais, foram pesquisadas correlações apropriadas para determinação da fração de vazio, padrão de fluxo, gradiente de pressão por fricção e coeficientes de transferência de calor no escoamento horizontal e vertical descendente.

A validação do modelo foi obtida através da boa aproximação com dados experimentais existentes na literatura científica.

Foram analisadas as influências de parâmetros geométricos e de escoamento

sobre a eficiência térmica global sendo que a vazão de injeção e a existência de isolamento térmico foram os que apresentaram maiores influências.

Finalmente, o trabalho resulta em um eficiente instrumento de avaliação e de otimização de projetos de injeção de vapor, tão largamente utilizados na recuperação suplementar de petróleo em todo o mundo.

V.2 Recomendações

O desenvolvimento do estudo realizado apresentou uma série de obstáculos, devido a dificuldade de se obter correlações adequadas aos parâmetros geométricos e de escoamento para as condições operacionais de injeção de vapor.

Visando dar continuidade ao presente trabalho, com o intuito de aprimorar seus resultados, apresentamos, a seguir, algumas sugestões:

- Desenvolver estudos a respeito do gradiente de pressão devido à fricção para o escoamento de vapor saturado nas faixas de pressão, diâmetro e vazão empregadas na indústria do petróleo. O trabalho de Idsinga [20] é um bom instrumento de escolha de correlações, porém, deve ser atualizado.
- Desenvolver estudos sobre padrões de fluxo e frações de vazio no escoamento vertical descendente. São poucos os trabalhos existentes nesta área onde a maioria se concentra na área de engenharia nuclear, onde o vapor é largamente utilizado.
- Estudar a transferência de calor por convecção no espaço anular de cilindros concêntricos e excêntricos preenchido por ar, vapor ou água, que são as possibilidades que ocorrem nesse trabalho.
- Apesar de ser considerado pequeno, pode-se avaliar numericamente o efeito transiente do aquecimento de todo o conjunto de injeção (tubulações aéreas, enterradas e

no poço de injeção) até se atingir o regime permanente, efeito este que não levamos em consideração.

- Efetuar estudos experimentais em linhas aéreas, enterradas e colunas de injeção para medição de temperatura, pressão e título, com o objetivo de dar maior confiabilidade e, se necessário, efetuar ajustes ao presente modelo.
- Incluir a perda de calor que ocorre devido ao refluxo existente no espaço anular de poços equipados com obturador e que possuem a coluna isolada termicamente, sem contudo, ter havido a remoção da água naquele espaço.

Bibliografia

- [1] AESCHLIMAN, D. P. (1983). Thermal Efficiency of a Steam Injection Test Well With Insulated Tubing. *Society of Petroleum Engineers*, 11735.
- [2] AESCHLIMAN, D. P. (1985). The Effect of Annulus Water on the Wellbore Heat Loss From a Steam Injection Well With Insulated Tubing. *Society of Petroleum Engineers*, 13656.
- [3] ALI, S. M. F. (1981) A Comprehensive Wellbore Steam/Water Flow Model for Steam Injection and Geothermal Applications. *Society of Petroleum Engineers Journal*, outubro, 527-534.
- [4] BARNEA, D. (1987). A Unified Model for Predicting Flow-Pattern Transitions for the Whole Range of Pipe Inclinations. *Int. J. Multiphase Flow*, 13, 1-12.
- [5] BARNEA, D., SHOHAM, O. & TAITEL, Y., (1982). Flow Pattern Transition for Vertical Downward Two-Phase Flow. *Chemical Engineering Science*, 37, 5, 741-744.
- [6] BEATTIE, D.R.H. & WHALLEY, P.B.,(1982). A Simple Two-Phase Frictional Pressure Drop Calculation Method. *Int. J. Multiphase Flow*, 8, 83-87.
- [7] BECKER, M. (1986). Heat Transfer -A Modern Approach. *Plenum Press*. New York.
- [8] BORISHANSKY, V.M., PALEEV, I.I., AGAFONOVA, F.A., ANDREEVSKY, A.A., FOKIN, B.S., LAVRENTIEV, M.E., MALYUS-MALITSKY, K.P., FROMZEL, V.N. e DANILOVA, G.P., (1973) . Some Problems of Heat Transfer and Hydraulics in Two-Phase Flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16, 1073-1085.

- [9] BRILL, J.P. & BEGGS, H.D., (1982). Two-Phase Flow in Pipes. Tulsa, University of Tulsa.
- [10] CHEN, J. J. J. & SPEDDING, P. L. (1983). An Analysis of Holdup in Two-Phase Gas-Liquid. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 9, 147-159.
- [11] CHIEN, S. F. (1990). Predicting Wet-Steam Flow Regimes in Horizontal Pipes. *Journal of Petroleum Technology*.
- [12] CHURCHILL, S.W., (1977). Friction Factor Equation Spans All Fluid-Flow Regimes. *Chemical Engineering*, November.
- [13] COLIER, J. G. (1981). Convective Boiling and Condensation. McGraw Hill, N.Y.
- [14] CRAWFORD, T.J., WEINBERGER, C.B. & WEISMAN, J. (1985). Two-Phase Flow Patterns and Void Fractions in Downward Flow. Part I: Steady-State Flow Patterns. *Int. J. Multiphase Flow*, 11, 6, 761-782.
- [15] DURRANT, A. J. e THAMBYNAYAGAM, R. K. M. (1983) Wellbore Heat Transmission and Pressure Drop for Steam-Water Injection and Geothermal Production: A Simple Solution Technique. *Society of Petroleum Engineers*, 12939.
- [16] FORDE, M. & NORSTRUD, H. (1984). On Frictional Pressure Gradient in Annular Flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 10, 115-119.
- [17] GALATE, J. W. MITCHELL, R. F. (1985). Downward Two-Phase Flow Effects in Heat-Loss and Pressure-Drop Modeling of Steam Injection Wells. *Society of Petroleum Engineers*, 13622.
- [18] GOULD, T. L. (1974). Vertical Two-Phase Steam-Water Flow In Geothermal Wells. *Journal of Petroleum Technology*, August, 833-842.
- [19] HOLMAN, J. P. (1983). Transferência de Calor. São Paulo, MacGraw-Hill do Brasil.

- [20] IDSINGA, W., TODREAS, N. e BOWRING, R., (1977). An Assessment of Two-Phase Pressure Drop Correlations for Steam-Water Systems. *Int. J. Multiphase Flow*, 3, 401-413.
- [21] IRVINE Jr., T. F. e LILEY, P. E. (1984). Steam And Gas Tables With Computer Equations. Academic Press, Inc.
- [22] KEYHANI, M., KULACKI, F. A., CHRISTENSEN, R. N. (1983). Free Convection in a Vertical Annulus With Constant Heat Flux on the Inner Wall. *Transactions of the ASME*, vol.105.
- [23] KREITH, F. (1977). Princípios da Transmissão de Calor. São Paulo, Editora Edgard Blucher Ltda.
- [24] LEUTWYLER, K. (1966). Casing Temperature Studies in Steam Injection Wells. *Journal of Petroleum Technology*, setembro, 1157-1162.
- [25] LOCKHART, R.W., MARTINELLI, R.C., (1949). Proposed Correlation Data for Isothermal Two-Phase, Two Component Flow in Pipes. *Chemical Engineering Progress*, 45, 1.
- [26] LOPES, D. (1986). Escoamento Bifásico em Linhas e Poços de Injeção de Vapor. Tese de Mestrado, U.F.O.P. - M.G.
- [27] MODELL, M. & REID, R.C. (1983) Thermodynamics and Its Application. Prentice-Hall International Series.
- [28] OSHINOWO, T. & CHARLES, M.E. (1974). Vertical Two-Phase Flow: Part II. Holdup and Pressure Drop. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 32, 438-448.
- [29] PACHECO, E. F. e ALI, S. M. F. (1972) Wellbore Heat Losses and Pressure Drop in Steam Injection. *Journal of Petroleum Technology*, February, 139-144.

- [30] PERRY, R.H. (1985) Perry's Chemical Engineers Handbook. McGraw-Hill Company, New York.
- [31] RAMEY JR., H. J. (1962) Wellbore Heat Transmission. *Journal of Petroleum Technology*, abril, 427-435.
- [32] SAGAR, R. K., DOTY, D.R. e SCHMIDT, Z. (1989) Predicting Temperature Profiles in a Flowing Well. *Society of Petroleum Engineers*, 19702.
- [33] SARDESAI, R.G., OWEN, R.G. e PULLING, D.J., (1982). Pressure Drop for Condensation of a Vapour in Downflow in a Vertical Tube. 7th Int. Heat Transfer Conf., Munich, 6-13 Sept.
- [34] SATTER, A. (1965). Heat Losses During Flow of Steam Down a Wellbore. *Journal of Petroleum Technology*, julho, 845-851.
- [35] SIU, A., ROZON, B., LI, Y. K., NGHIEM, L. X. (1989). A Fully Implicit Thermal Wellbore Model for Multi-Component Fluid Flows. *Society of Petroleum Engineers*, 18777.
- [36] STEHFEST, H. (1970). Numerical Inversion of Laplace Transforms. *Communications of the ADM*, 13(1).
- [37] TAITEL, Y. & DUKLER, A. E. (1983). A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow. *AIChE Journal*, 22, nº 1.
- [38] USUI, K., SATO, K. (1989). Vertically Downward Two-Phase Flow, (II). *Journal of Nuclear Science and Technology*, 26, 11, 1013-1022
- [39] XIAO, J.J. ,SHOHAM,O. & BRILL, J.P. (1990). A Comprehensive Mechanistic Model for Two-Phase Flow in Pipelines. *Society of Petroleum Engineers*, 20631.

- [40] YAMAZAKI, Y. & YAMAGUCHI, K. (1976). Void Fraction Correlation for Boiling and Non-Boiling Vertical Two-phase Flows in Tube. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 13, 12, 701-707.
- [41] YAMAZAKI, Y. & YAMAGUCHI, K. (1979). Characteristics of Cocurrent Two-Phase Downflow in Tubes. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 16, 4, 245-255.
- [42] WHEATON, L. D. (1991). Measurement of Steam Injection Tubing Heat Losses Using Pressure/Temperature Survey Data. *Society of Petroleum Engineers*, 21524.
- [43] WILLHITE, G. P. (1967). Over-all Heat Transfer Coefficients in Steam And Hot Water Injection Wells. *Journal of Petroleum Technology*, May, 607-615.
- [44] WILLHITE, G. P. (1986). Wellbore Refluxing in Steam Injections Wells. *Society of Petroleum Engineers*, 15056.

Apêndice A:

Solução Analítica e Numérica da Equação Unidimensional do Fluxo de Calor por Condução da Interface Cimento/Formação para a Terra.

O problema matemático que devemos resolver é

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] = \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

com a condição inicial

$$\text{em } t = 0 \Rightarrow T = T_{ar} + Grad z = T_{in}$$

e condições de contorno

$$\text{em } r = r_w \Rightarrow T = T_w$$

$$\text{em } r \rightarrow \infty \Rightarrow T = T_{in}$$

efetuando as seguintes adimensionalizações

$$r_D = \frac{r}{r_w}$$

$$t_D = \frac{\alpha_s t}{r_w^2}$$

$$T_D = \frac{T_{in} - T}{T_{in} - T_w}$$

a Equação Diferencial Parcial (EDP) (A.1) fica

$$\frac{\partial^2 T_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial T_D}{\partial r_D} = \frac{\partial T_D}{\partial t_D} \quad (\text{A.2})$$

com a nova condição inicial

$$\text{em } t_D = 0 \Rightarrow T_D = 0$$

e as novas condições de contorno

$$\text{em } r_D = 1 \Rightarrow T_D = 1$$

$$\text{em } r_D \rightarrow \infty \Rightarrow T_D \rightarrow 0$$

Aplicando a transformada de Laplace na equação (A.2)

$$\begin{aligned} L \left\{ \frac{\partial^2 T_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial T_D}{\partial r_D} \right\} &= L \left\{ \frac{\partial T_D}{\partial t_D} \right\} \\ \frac{\partial^2 \overline{T}_D}{\partial r_D^2} + \frac{1}{r_D} \frac{\partial \overline{T}_D}{\partial r_D} &= s \overline{T}_D - \overline{T}_D(r_D, 0) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

como $\overline{T}_D(r_D, 0) = 0$ a equação (A.3) fica

$$r_D^2 \frac{\partial^2 \overline{T}_D}{\partial r_D^2} + r_D \frac{\partial \overline{T}_D}{\partial r_D} - s r_D^2 \overline{T}_D = 0 \quad (\text{A.4})$$

podemos ver que a equação (A.4) é a função de Bessel Modificada e apresenta como solução

$$\overline{T}_D = C_1 I_0(r_D \sqrt{s}) + C_2 K_0(r_D \sqrt{s}) \quad (\text{A.5})$$

sendo I_0 a Função de Bessel de Primeira Espécie e K_0 a Função de Bessel de Segunda Espécie as quais são apresentadas na Figura A.1.

Afim de calcularmos os valores das constantes C_1 e C_2 devemos aplicar as condições de contorno anteriormente especificadas, portanto,

- sabemos que quando $r_D \rightarrow \infty$, $T_D \rightarrow 0$ e $\overline{T}_D \rightarrow 0$, observando a Figura A.1 podemos ver que quando $x \rightarrow 0$, $K_0 \rightarrow \infty$ e $I_0 \rightarrow 1$, então esta condição somente será satisfeita quando $C_1 = 0$

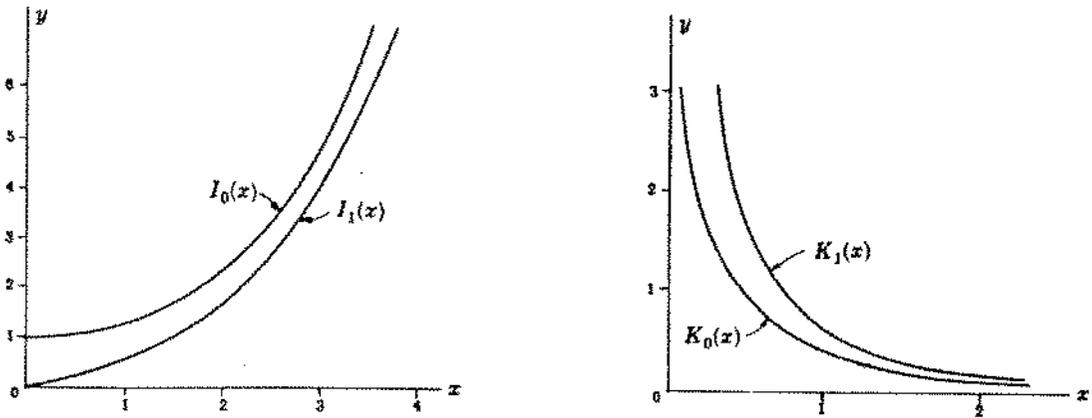


Figura A.1: Funções de Bessel

- quando $r_D = 1 \Rightarrow T_D = 1$ e $\overline{T}_D = 1/s$, portanto substituindo estes valores na equação (A.5) chegamos a conclusão que

$$C_2 = \frac{1}{sK_0(\sqrt{s})}$$

Finalmente, temos a distribuição da temperatura adimensionalizada na formação no espaço de Laplace

$$\overline{T}_D = \frac{K_0(r_D\sqrt{s})}{sK_0(\sqrt{s})} \quad (\text{A.6})$$

Sabemos que a equação do calor de Fourier é

$$q = 2\pi k_s l r \frac{\partial T}{\partial R} \quad (\text{A.7})$$

chamando a variável adimensional q_D

$$q_D = \left[\frac{2\pi l k_s}{q} (T_i - T_w) \right]^{-1} \quad (\text{A.8})$$

e substituindo na equação (A.7) ficamos com

$$q_D = -r_D \frac{\partial T_D}{\partial r_D}$$

que no espaço de Laplace corresponde a

$$\overline{q_D} = -r_D \frac{\partial \overline{T_D}}{\partial r_D} \quad (\text{A.9})$$

Calculando, então, a derivada da equação (A.6) com relação a r_D temos

$$\frac{\partial \overline{T_D}}{\partial r_D} = -\frac{K_1(r_D \sqrt{s})}{\sqrt{s} K_0(\sqrt{s})}$$

que substituindo na equação (A.9) fica

$$\overline{q_D} = \frac{r_D K_1(r_D \sqrt{s})}{\sqrt{s} K_0(\sqrt{s})}$$

como queremos o valor de $\overline{q_D}$ na face da formação, ou seja, em $r_D = 1$ resulta

$$\overline{q_D} = \frac{K_1(\sqrt{s})}{\sqrt{s} K_0(\sqrt{s})} \quad (\text{A.10})$$

A equação (A.10) se encontra ainda, no espaço de Laplace e é de difícil inversão analítica, portanto deveremos encontrar esta inversão utilizando métodos numéricos.

Alguns autores, na literatura, propõem soluções analíticas para esta equação para tempos curtos e longos, porém, para tempos intermediários não existe nada escrito a respeito.

Stehfest [36] apresenta um algoritmo de inversão de transformadas de Laplace que utilizaremos para nossos cálculos. A Figura A.2 mostra o gráfico de $q_D \times t_D$ que é o resultado da aplicação do algoritmo citado.

Com o objetivo de diminuir o esforço computacional a ser aplicado em nosso simulador numérico, fizemos uma aproximação polinomial de 6º grau para a função $q_D(t_D)$, obtendo desvios de no máximo 0.2 % do valor original.

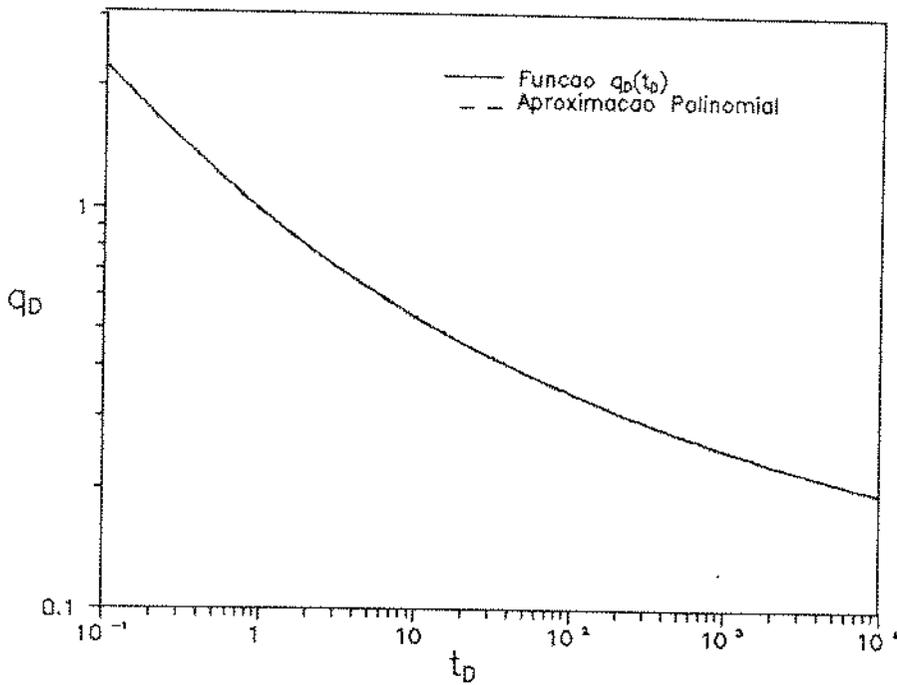


Figura A.2: Gráfico da Função $q_D(t_D)$

A forma deste polinômio é a seguinte:

$$f(t_D) = A + B t_D + C t_D^2 + D t_D^3 + E t_D^4 + F t_D^5 + G t_D^6 \quad (\text{A.11})$$

Os coeficientes desta equação são apresentados na Tabela A.1 de acordo com os valores de t_D .

Temos então, finalmente, a equação do calor transferido na interface cimento/formação em função do tempo da forma

$$q_D = f(t_D)$$

que substituindo na equação (A.8) fica

$$\frac{q}{l} = 2\pi k_s f(t_D) (T_{in} - T_w)$$

t_D	0.1 a 1	1 a 10	10 a 100	100 a 1000	1000 a 10000
A	3.41905	1.38302	0.68466	0.416876	0.278616
B	-18.4109	-0.588818	-0.0217123	-0.00010201	-3.56501E-5
C	74.2228	0.230328	0.00079656	3.70824E-6	7.61134E-9
D	-172.137	-0.0527423	-1.71925E-3	-8.04934E-9	-8.04514E-13
E	224.089	0.00683977	2.09593E-7	9.91379E-12	3.20098E-17
F	-151.868	-0.0004643	-1.33318E-9	-6.3834E-15	0
G	41.6069	1.27881E-5	3.4308E-12	1.66452E-18	0

Tabela A.1: Coeficientes da Equação (A.11)

Apêndice B:

Determinação dos Coeficientes de Transmissão de Calor.

No estudo dos coeficientes de transferência de calor foi feita uma pesquisa das diversas correlações existentes na literatura. Foram consultados, principalmente, os autores Collier [13], Kreith [23], Holman [19], Becker [9] além de alguns documentos técnicos relativos a assuntos específicos.

B.1 Convecção no Interior de Tubos Horizontais

Collier [13] traz correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor médio por convecção no interior de dutos horizontais, com condensação, de acordo com o padrão de fluxo do escoamento bifásico (estratificado, intermitente e anular), porém, como este coeficiente é bastante elevado, e não é de relevante importância, utilizaremos correlações mais simples que trazem da mesma forma uma estimativa aceitável para o mesmo.

Holman [19] e Becker [9] mostram que este coeficiente pode ser calculado para Números de Reynolds menores que 35.000 pela seguinte correlação:

$$\bar{h} = 0.555 \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_g)k_l^3 H'_{lg}}{\mu_l(T_{fi} - T_i)d} \right] \quad (\text{B.1})$$

onde

$$H'_{lg} = H_{lg} + 0.375C_{pl}(T_{fi} - T_i)$$

As propriedades do fluido devem ser avaliadas na temperatura do filme T_{fi} que é a média aritmética da temperatura de saturação do vapor e a temperatura da superfície interna da tubulação.

Para Números de Reynolds mais elevados (acima de 35.000) o regime de fluxo

muda para turbulento e é sugerida a seguinte correlação:

$$Nu = 0.26 Pr^{\frac{1}{3}} Re_m^{0.8}$$

onde o Número de Reynolds da Mistura Re_m é dado por

$$Re_m = \frac{d}{\mu_{fi}} \left[G_l + G_g \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

e G_l e G_g são os fluxos mássicos do líquido e do vapor calculados como se ocupassem a área total do tubo.

Sendo o Número de Nusselt calculado como:

$$Nu = \frac{\bar{h}d}{k_l}$$

temos que

$$\bar{h} = 0.026 \frac{k_l}{d} Pr^{\frac{1}{3}} Re_m^{0.8}$$

B.2 Convecção no Interior de Tubos Verticais no Fluxo Descendente

No cálculo do coeficiente de transferência de calor efetuado pela teoria de película de Nusselt, a aproximação de que o arrasto viscoso entre o condensado e o vapor é desprezível deixa de ser válida, já que ocorrem velocidades de vapor maiores que as do condensado. Quando isto ocorre, os valores dos coeficientes de transferência de calor são substancialmente maiores que os determinados pela teoria de Nusselt. Além disso, a transição do escoamento laminar para o turbulento ocorre em Números de Reynolds do condensado da ordem de 300, quando a velocidade do vapor é elevada.

Kreith [23] e Collier [13] trazem a correlação para determinação deste coeficiente apresentada por Carpenter e Colburn que é a seguinte:

$$\bar{h} = 0.046 C_{p_l} \bar{G} Pr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} f \right)^{\frac{1}{2}}$$

onde

f é o coeficiente de Fanning para atritos em tubos, calculado na velocidade média do vapor

\bar{G} é o valor médio do fluxo mássico do vapor na entrada e na saída do tubo sendo

$$\bar{G} = \left(\frac{G_1^2 + G_1 G_2 + G_2^2}{3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

As propriedades físicas do líquido nas equações acima devem ser calculadas numa temperatura de referência igual a

$$T_{fi} = 0.25T_f + 0.75T_i$$

B.3 Convecção Natural de Superfícies Externas de Tubos Horizontais com o Ar Atmosférico

Quando a Velocidade do Ar é igual a Zero

Holman [19] e Becker [9] mostram que, para cilindros horizontais o número de Nusselt pode ser calculado pela expressão apresentada por Churchill e Chu:

$$Nu = 0.6 + 0.387 \left\{ \frac{Ra}{\left[1 + \left(\frac{0.559}{Pr} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{16}{9}}} \right\}^{\frac{1}{5}}$$

onde o Número de Rayleigh $Ra = Pr Gr$ deve estar dentro da faixa de 10^{-5} a 10^{12} .

As propriedades do ar devem ser avaliadas à temperatura de película que é a média aritmética da temperatura externa do tubo e a temperatura do meio ambiente.

Quando a Velocidade do Ar é Diferente de Zero

Holman [19], Kreith [23] e Becker [9] trazem a correlação para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor por convecção forçada em superfícies externas de tubos horizontais que é a seguinte:

$$Nu = C Re_d^n Pr^{\frac{1}{3}} \quad (\text{B.2})$$

onde

$$Nu = \frac{\bar{h}d}{k_{ar}};$$

$$Re_d = \frac{v_{ar}d}{\nu};$$

d é o diâmetro externo do tubo;

k_{ar} é a condutividade térmica do ar;

v_{ar} é a velocidade do vento;

ν viscosidade cinemática do ar e

as constantes \underline{C} e \underline{n} dependem do Número de Reynolds e são mostradas na Tabela B.1.

Re_d	C	n
0,4 a 4	0,989	0,330
4 a 40	0,911	0,385
40 a 4000	0,683	0,466
4000 a 40000	0,193	0,618
40000 a 400000	0,0266	0,805

Tabela B.1: Constantes a serem utilizadas na Equação (B.2)

B.4 Convecção Natural no Espaço Anular do Poço

Para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor entre dois cilindros, não existem nos livros técnicos consultados, correlações apropriadas para as configurações estudadas neste trabalho. A proposta visando solucionar este problema é a determinação deste coeficiente através do cálculo da convecção entre duas placas paralelas. Porém, esta substituição fica mais próxima da realidade quanto maior for a relação entre o diâmetro externo do cilindro interior e o diâmetro interno do cilindro exterior. No nosso caso, esta relação não é muito grande e, visando diminuir os desvios inerentes da aplicação desta substituição foram consultados alguns trabalhos técnicos disponíveis na literatura. Vale salientar que existem poucos trabalhos publicados nesta área.

Dentre estes trabalhos, alguns se destacaram pela proximidade dos dados experimentais do estudo com a configuração de nosso sistema. O trabalho de Keyhani [22] foi o que se apresentou como o mais indicado para aplicação em nosso trabalho.

Keyhani apresentou os resultados de um estudo experimental da convecção natural no espaço anular vertical onde a parede interna tem um fluxo de calor constante para dentro deste espaço e a parede do cilindro externo se encontra a temperatura constante.

Como resultado deste trabalho, foram apresentadas as seguintes correlações para o cálculo do Número de Nusselt:

$$Nu = 1.406 Ra^{0.077} \quad \text{para } 10^3 \leq Ra \leq 6.6 \times 10^3$$

e

$$Nu = 0.163 Ra^{0.322} \quad \text{para } 6.6 \times 10^3 \leq Ra \leq 2.3 \times 10^6$$

onde

$$Ra = Gr \times Pr$$

$$Gr = \frac{l^3 \rho \rho_j^2 \beta (T_{i,s} - T_{i,r})}{\mu_j^2}$$

β é o coeficiente de expansão térmica e para o caso de ar à pressão atmosférica pode

ser calculado como gás ideal, ou seja, $\beta = 1/T$

$$Nu = \frac{\bar{h}l}{k}$$

$$l = r_{ir} - r_{iso}$$

Porém, quando estamos injetando vapor com o poço equipado sem obturador (packer) do anular, as pressões ali existentes são elevadas e com isso o Número de Rayleigh fica na ordem de 10^5 a 10^9 e portanto, ultrapassa em muito os limites impostos pela correlação de Keyhani [22].

Nestes casos, onde houver vapor ou água no espaço anular do poço, nós utilizaremos a correlação citada por Willhite [43] que foi determinada em estudos de placas planas verticais que pode ser utilizada para cilindros concêntricos se o efeito da curvatura for pequeno.

O calor transferido por condução e convecção natural entre a superfície interna do revestimento e a superfície externa do tubing é dada pela seguinte equação:

$$\frac{q_c}{l} = \frac{2\pi k_{hc}(T_{iso} - T_{ir})}{\ln \frac{r_{ir}}{r_{iso}}} \quad (B.3)$$

onde

q_c é o calor transferido devido a condução e convecção natural e,

k_{hc} é a condutividade térmica equivalente do fluido do anular.

Dropkin e Sommerscales mediram experimentalmente valores de k_{hc} para espaços entre placas paralelas, e determinaram a seguinte correlação para a condutividade térmica equivalente:

$$\frac{k_{hc}}{k_f} = 0.049(Gr Pr)^{0.333} Pr^{0.074}$$

onde

$$Gr = \frac{(r_{ir} - r_{iso})^3 g \rho_f^2 \beta (T_{iso} - T_{ir})}{\mu_f^2}$$

e

$$Pr = \frac{C_{p_f} \mu_f}{k_f}$$

esta correlação é válida para Números de Rayleigh no intervalo de 5×10^4 e 7.17×10^8 .

Para fluidos a alta pressão, a aproximação do coeficiente de expansão térmica de gás ideal não é válida e, portanto, devemos calcular este coeficiente da seguinte forma:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$$

B.5 Radiação entre Dois Cilindros Concêntricos

O fluxo de calor por radiação entre a superfície externa do tubing e a superfície interna do revestimento pode ser calculado utilizando a lei de Stefan-Bowtzmann. Kreith [23], Holman [19] e Becker [9] trazem a dedução da equação de transferência de calor para esta configuração que é:

$$\frac{q_r}{l} = \frac{2\pi \sigma r_{iso} (T_{iso}^4 - T_{ir}^4)}{\frac{1}{\epsilon_{iso}} + \frac{r_{iso}}{r_{ir}} \left(\frac{1}{\epsilon_r} - 1 \right)}$$

Quando entre os dois cilindros existe um gás cinzento, ou seja, que absorve e emite radiação, como é o caso do vapor d'água, a equação acima não mais se aplica e portanto deveremos utilizar outra equação que inclua o efeito do vapor na transmissão por radiação.

Kreith [23] traz a equação da radiação entre duas superfícies, separadas por um meio absorvente supondo que o gás é mantido a uma temperatura de equilíbrio na qual ele emite radiação na mesma quantidade em que absorve. A equação é a seguinte:

$$\frac{q_r}{l} = 2\pi U_5 r_{iso} (T_{iso}^4 - T_{ir}^4)$$

onde

$$U_5 = \frac{\sigma}{\frac{1-\epsilon_{iso}}{\epsilon_{iso}A_{iso}} + \frac{1-\epsilon_r}{\epsilon_r A_r} + \frac{1}{A_{iso} \left[(1-\epsilon_g) + \frac{1}{\epsilon_g + A_{iso}A_r \epsilon_g} \right]}}$$

O problema, agora, seria determinar o valor da Emissividade do Gás (ϵ_g). Esta emissividade depende da forma e do tamanho do corpo gasoso, pois a radiação não está limitada a uma direção. O método preciso para cálculo da emissividade efetiva é bastante complexo, mas para cálculos de engenharia, um método aproximado apresentado por Kreith proporciona resultados satisfatórios.

Kreith apresentou gráficos onde podem ser determinadas as emissividades para o vapor d'água à pressão atmosférica para diversas temperaturas e comprimentos efetivos de feixe que é definido como:

$$L_e = 3.6 \frac{V}{A}$$

onde

V é o volume total do gás e

A é a área superficial do gás.

Para a nossa configuração, o valor do comprimento efetivo do feixe é calculado pela equação:

$$L_e = 1.80 (r_{ir} - r_{iso})$$

Além do gráfico acima mencionado, Kreith traz uma correção para o valor da emissividade do gás para pressões acima da atmosférica.

Visando simplificar nossos cálculos, já que o variação do comprimento efetivo do feixe e da temperatura do vapor não causam uma variação significativa na emissividade do gás, calcularemos um valor fixo para esta emissividade.

Utilizando um valor de $(r_{ir} - r_{iso})$ de 0.05 metro, calculamos o valor do comprimento efetivo do feixe que foi $L_e = 0.09$ metro e, portanto, uma emissividade do vapor de 0.15. Corrigindo este valor para uma pressão de 10 Mpa, achamos um fator de correção da ordem de 1.6 e finalmente, temos o valor da emissividade do vapor que é 0.24. Este valor foi considerado constante e utilizado em nossos cálculos.

Apêndice C:

Determinação do Padrão de Fluxo de Vapor Saturado em Tubulações Horizontais.

Para a determinação do padrão de fluxo em tubulação horizontal foi utilizado o trabalho de Sze-Foo Chien [11] adaptado. O referido trabalho utiliza o Modelo de Taitel e Dukler [37] para determinar os padrões de fluxo bifásico. Os dados do regime de fluxo foram, então, utilizados para construir mapas de fluxo de vapor, determinar o efeito do título do vapor e das variáveis de operação nas transições do padrão de escoamento e estabelecer critérios para estas transições.

O trabalho acima mencionado cobre pressões de vapor variando de 1.38 MPa a 13.8 MPa, título de 2 a 90 %, diâmetro da tubulação de 5 a 61 cm e vazão de vapor de 8 a 98.600 m^3/d equivalente a vazão de água fria. Foi utilizada, também, uma rugosidade de tubulação de 0.025 mm.

Para serem traçados estes mapas de padrões de fluxo, foram fixadas uma determinada pressão e diâmetro de tubulação e calculou-se o Parâmetro de Martinelli em função do título . Podemos escrever:

$$X = \left[\frac{\frac{4}{d} f_l \rho_l \frac{V_{sl}^2}{2g_c}}{\frac{4}{d} f_g \rho_g \frac{V_{sg}^2}{2g_c}} \right] \quad (C.1)$$

Para o fluxo de vapor saturado, pode ser escrito como:

$$X = \left(\frac{\nu_l}{\nu_g} \right)^{0.1} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{V_{sl}}{V_{sg}} \right)^{0.9} \quad (C.2)$$

onde

$$V_{sl} = \frac{4W(1-x)v_l}{\pi d^2} \quad (C.3)$$

e

$$V_{sg} = \frac{4Wxv_g}{\pi d^2} \quad (C.4)$$

Substituindo (C.3) e (C.4) em (C.2) temos a equação do Parâmetro de Martinelli em função do título do vapor:

$$X = \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \left(\frac{v_l}{v_g}\right)^{0.5} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \quad (C.5)$$

Para o cálculo do Número de Froude, a equação original também foi modificada para ser escrita em termos do Título e da Vazão Mássica de Vapor como segue.

O Numero de Froude original é:

$$N_{fr} = \left[\frac{\rho_g V_{sg}^2}{(\rho_l - \rho_g)gd} \right]^{0.5} \quad (C.6)$$

Substituindo a equação (C.4) em (C.6) temos,

$$N_{fr} = \frac{4}{\pi} \left[\frac{v_l v_g^2}{(v_g - v_l)g} \right]^{0.5} \frac{Wx}{d^{2.5}} \quad (C.7)$$

ou seja,

$$W = \frac{N_{fr} \pi d^{2.5}}{4x} \left[\frac{v_l v_g^2}{(v_g - v_l)g} \right]^{-0.5} \quad (C.8)$$

Portanto, temos na equação (C.7) o Número de Froude, para um certo diâmetro, pressão e título do vapor, em função da Vazão Mássica Total.

Na Figura C.1 temos o gráfico do Número de Froude em função do Parâmetro de Martinelli, para a transição do regime estratificado para o regime intermitente ou

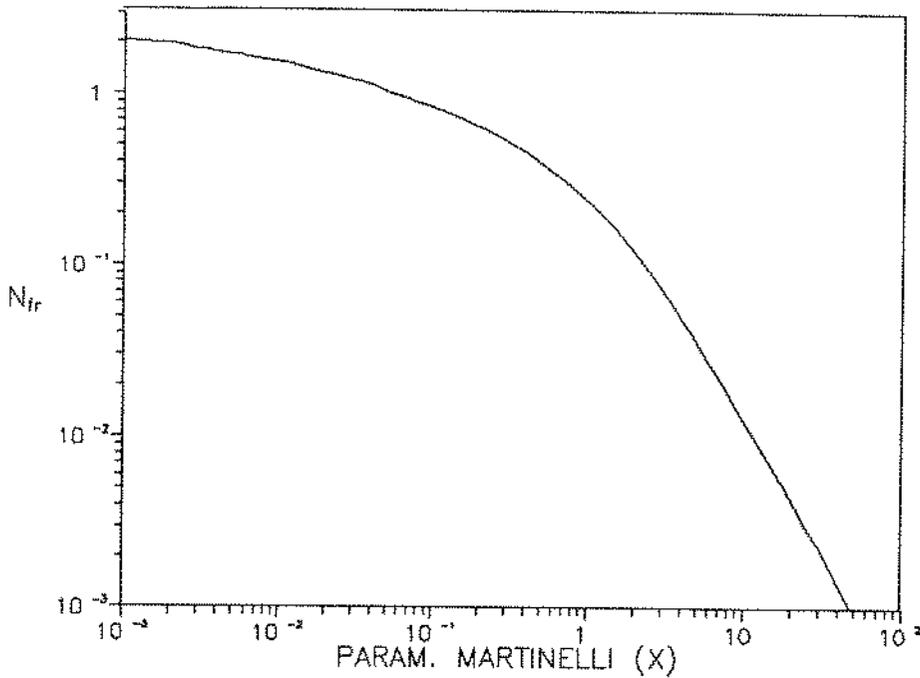


Figura C.1: Gráfico Parâmetro de Martinelli vs Número de Froude - Transição

anular. Temos, então, a relação entre o N_{fr} e X que é representada pela seguinte equação:

$$N_{fr} = \frac{1}{0.4X^2 + 1.14X + 0.49} \quad (C.9)$$

Portanto, para determinarmos a vazão mássica de transição (W_c), para uma determinada pressão, diâmetro da tubulação e título do vapor, basta calcularmos X da equação (C.5), depois calcular N_{fr} pela equação (C.9) e finalmente calcular W_c pela equação (C.8).

O trabalho de Sze-Foo Chien [11] mostra que a qualidade de vapor onde ocorre a transição do regime intermitente para o anular aumenta com a pressão de vapor e não depende do diâmetro da tubulação, sendo dada por:

$$X_c = 0.109876p^{0.449} \quad \text{onde } 1.38 \text{ MPa} \leq p \leq 13.8 \text{ MPa}$$

A partir das modificações apresentadas anteriormente foi possível montar mapas de fluxo, como os mostrados nas Figuras (C.2) e (C.3), e fazer as seguintes análises a partir deles:

- A transição entre os regimes anular e intermitente ocorre a uma qualidade de vapor específica, chamada qualidade de vapor de transição, X_c , a qual depende da pressão

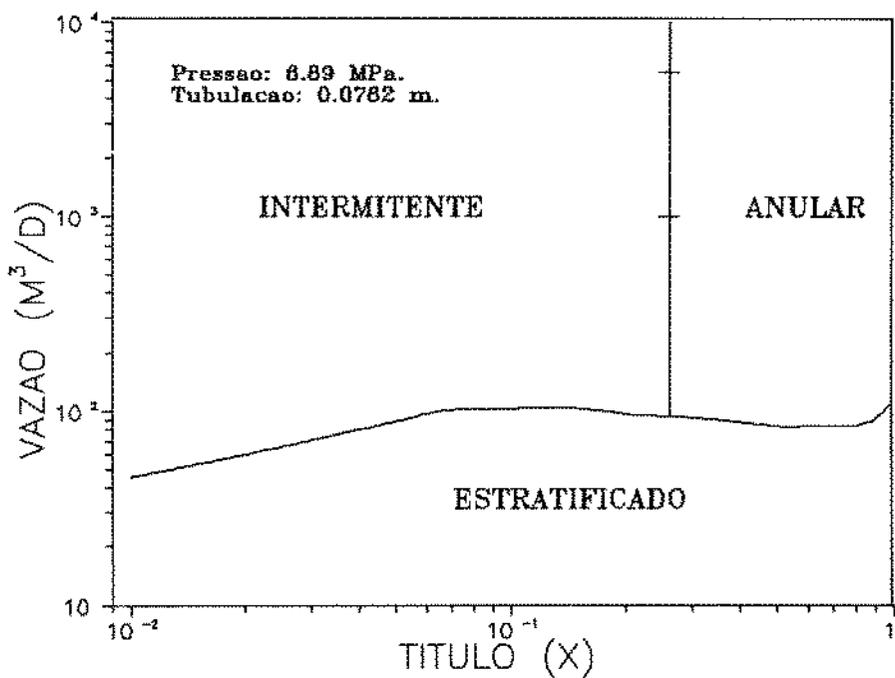
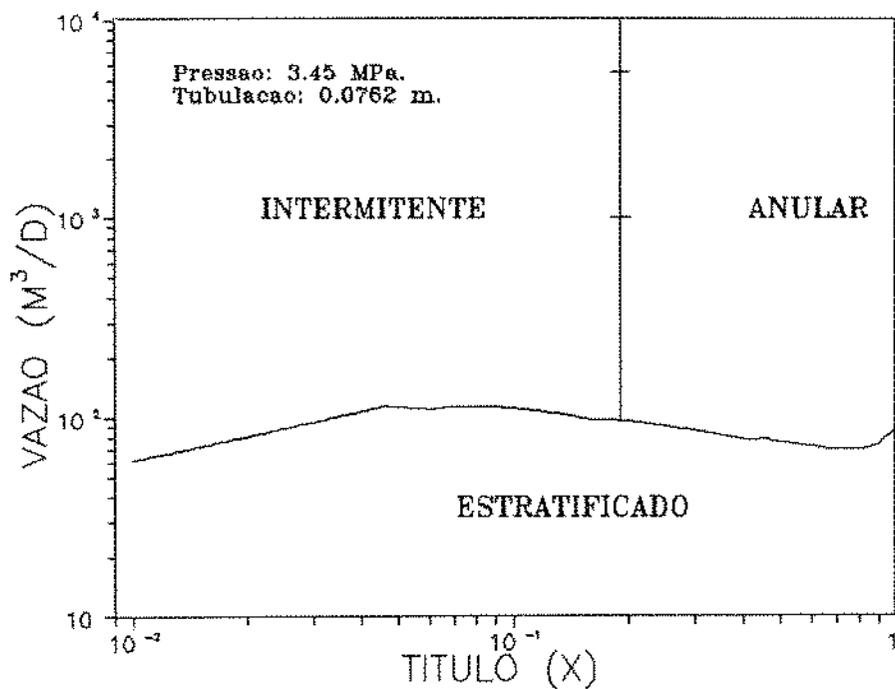


Figura C.2: Gráfico Padrão de Fluxo Horizontal Para Pressão de 3.45 MPa e 6.89 MPa.

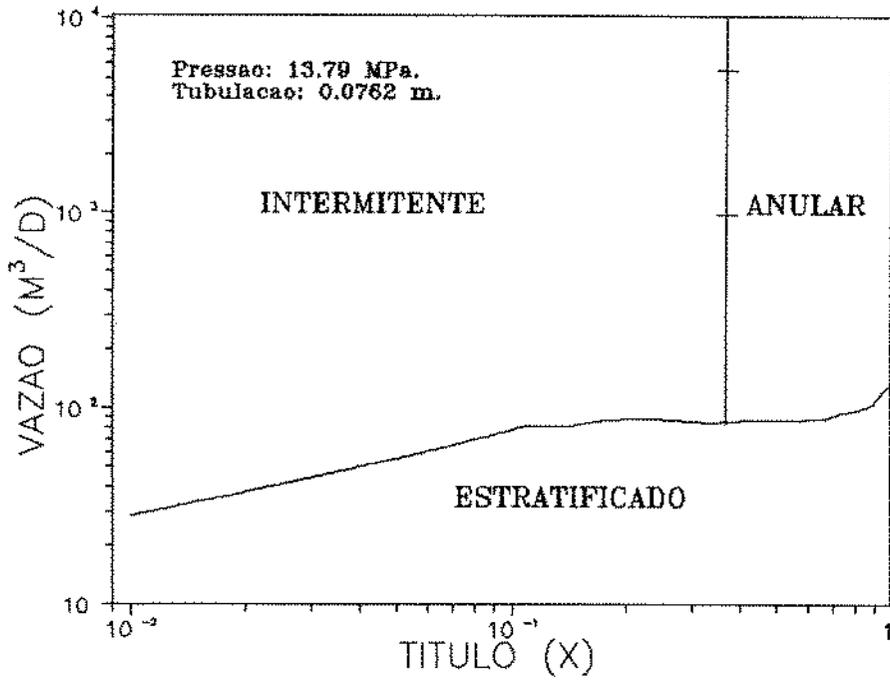
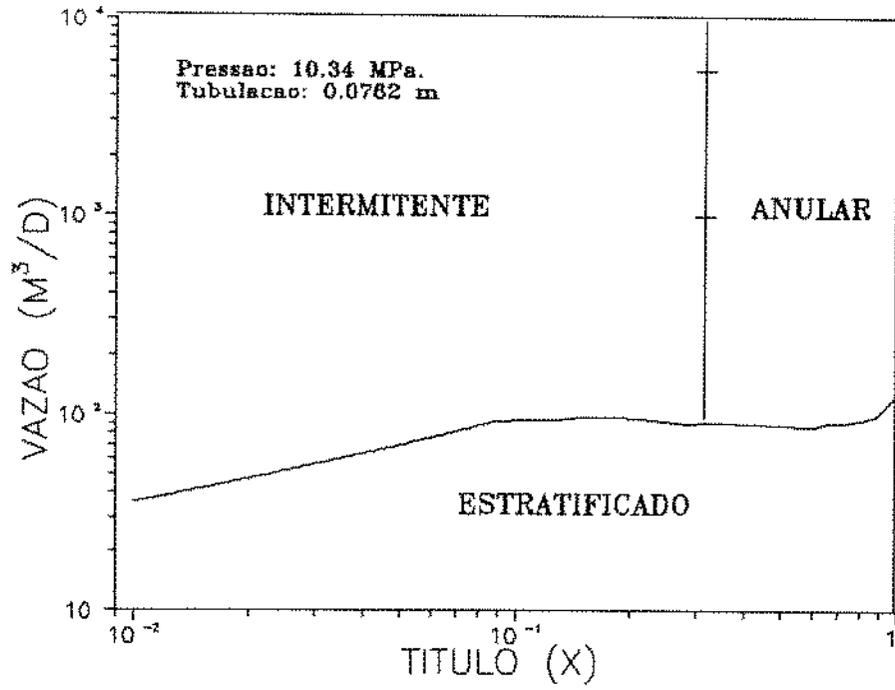


Figura C.3: Gráfico Padrão de Fluxo Horizontal Para Pressão de 10.34 MPa e 13.79 MPa.

de vapor;

- O regime de bolhas dispersas ocorre, para tubulações horizontais, a vazões de vapor muito elevadas, além da faixa de vazão prática. Portanto, o fluxo de bolhas dispersas não está presente nos diagramas;
- As vazões mássicas de fluxo de vapor nas transições estratificado/anular e estratificado/intermitente são referidas como a vazão mássica de fluxo de vapor de transição W_c ; e dependem do título e da pressão;
- A partir do trabalho, conclui-se que os regimes de fluxo importantes para o fluxo de vapor horizontal são o anular, intermitente e estratificado.

C.1 Procedimento para o cálculo do Padrão de Fluxo de Vapor Horizontal

1. Dados W , P , x e d ;
2. Calcular as propriedades do vapor saturado v_l , v_g , μ_l e μ_g ;
3. Calcular o parametro de Martinelli X pela equação(C.5);
4. Calcular N_{fr} pela equação (C.9);
5. Calcular W_c pela equação (C.8);
6. Calcular X_c ;
7. Verificar:
 - (a) Se $W < W_c$ temos regime estratificado;
 - (b) Se $W > W_c$ e $x < X_c$ temos regime intermitente e
 - (c) Se $W > W_c$ e $x > X_c$ temos regime anular.

Apêndice D:

Determinação da Fração de Vazio no Fluxo Bifásico Horizontal.

Para determinarmos a fração de vazio utilizamos a seguinte equação:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_l}{\alpha_g}} \quad (D.1)$$

O trabalho de Chen & Spedding [10] traz uma análise da relação entre as frações volumétricas do líquido e gás (α_l/α_g), a partir da correlação para esta relação feita por Butterworth quando num fluxo bifásico gás e líquido estão fluindo no mesmo regime, ou seja, ambos laminar ou ambos turbulentos:

$$\left(\frac{\alpha_l}{\alpha_g}\right) = A \left(\frac{1-x}{x}\right)^p \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^q \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^r \quad (D.2)$$

ou,

$$\left(\frac{\alpha_l}{\alpha_g}\right) = K \left(\frac{x}{1-x}\right)^a \left(\frac{v_l}{v_g}\right)^{(b-a)} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^c \quad (D.3)$$

A partir da análise das equações acima com dados experimentais chegou-se a conclusão que os valores de A, p, q e r para a equação (D.2) e K, a, b e c para a equação (D.3) variam dependendo dos valores de (α_l/α_g), do regime de fluxo e do padrão de fluxo. Entretanto, quando o gás e o líquido estão em regimes diferentes, ou seja, laminar-turbulento ou turbulento-laminar, a equação da relação dos holdup não é da forma das equações (D.2) e (D.3).

São apresentadas, então, as equações para o regime gás-líquido turbulento-laminar, padrão de fluxo estratificado:

$$\left(\frac{\alpha_g}{\alpha_l}\right) = \left(\frac{W_1 \rho_g Q_g^{1.8} v_g^{0.2}}{\rho_l Q_l v_l d^{0.8}}\right)^{\frac{1}{\omega_1}} \quad (D.4)$$

e para o regime gás-líquido laminar-turbulento, padrão de fluxo estratificado:

$$\left(\frac{\alpha_g}{\alpha_l}\right) = \left(\frac{W_2 \rho_g Q_g d^{0.8} v_g^{0.8}}{\rho_l Q_l^{1.8} v_l^{0.2}}\right)^{\frac{1}{\omega_2}} \quad (D.5)$$

O trabalho de Chen & Speding [10] não traz correlações para a relação das frações volumétricas das fases gasosa e líquida para o padrão de fluxo anular nos regimes laminar-turbulento ou turbulento-laminar. Porém, nas faixas de vazão, diâmetro e pressão de nosso estudo, estas situações não ocorrem.

Para os dados de fluxo intermitente, qualquer que seja o regime das fases, a equação que melhor os descreve é a de Armand da forma,

$$\left(\frac{\alpha_g}{\alpha_l}\right) = \frac{1}{0.2 + \frac{1.2}{Q_g/Q_l}} \quad (D.6)$$

Os valores das constantes A, p, q, r, K, a, b, c, W_1 , W_2 , ω_1 e ω_2 são apresentados no referido trabalho.

As Figuras D.1 e D.2 mostram os gráficos da fração de vazio versus o título do vapor para uma determinada pressão, diâmetro e vazão volumétrica total, calculada a partir das correlações acima e ainda a fração de vazio calculada pelo modelo homogêneo onde:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{Q_l}{Q_g}}$$

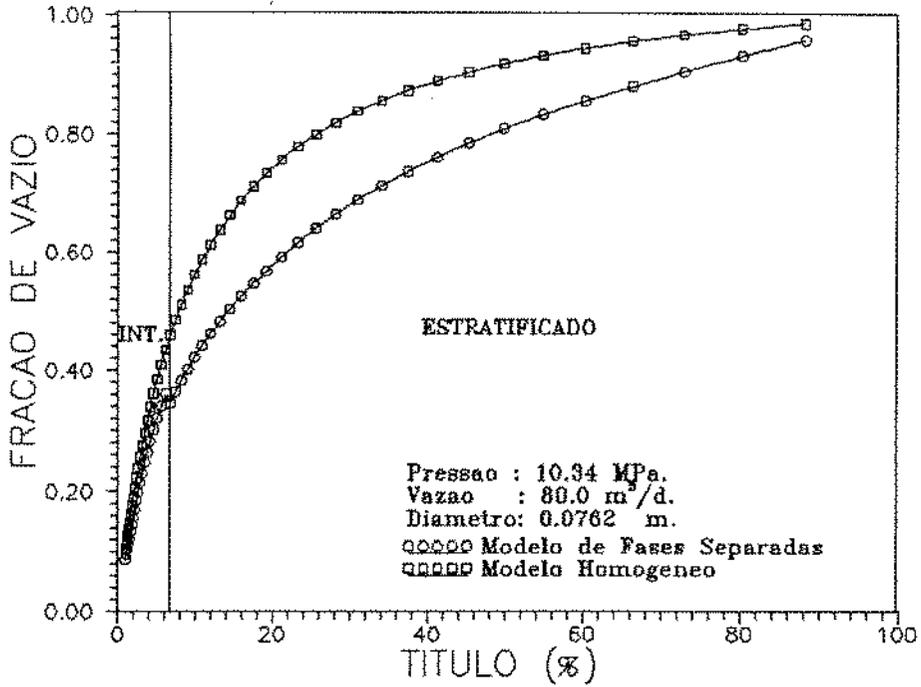


Figura D.1: Gráfico Fração de Vazio para Vazão de 80 m³/d

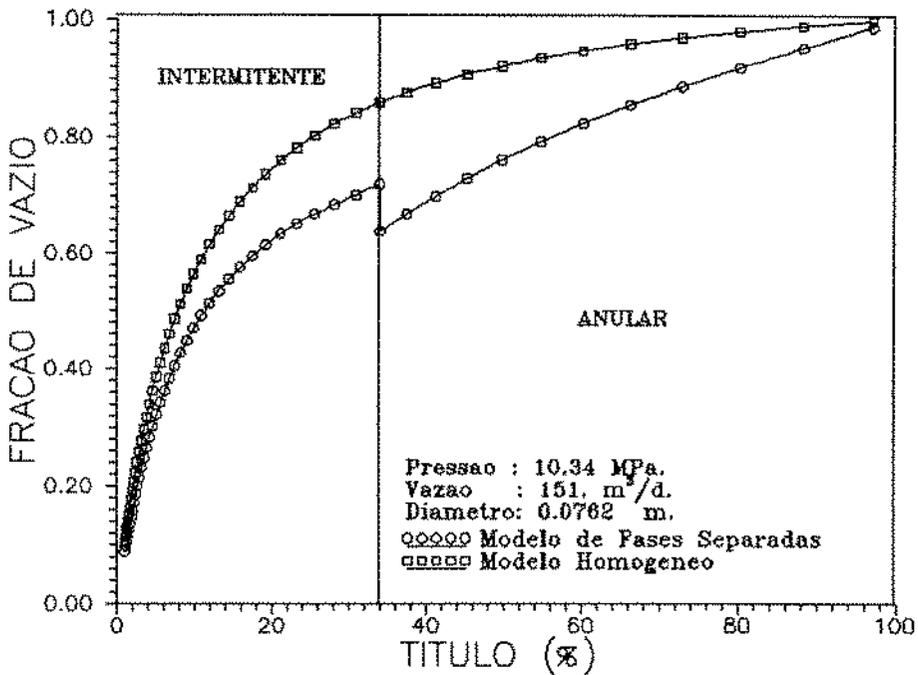


Figura D.2: Gráfico Fração de Vazio para Vazão de 151 m³/d

Apêndice E:

Escolha da Correlação Para Determinação da Perda de Pressão Por Fricção.

Para a determinação do gradiente de pressão por fricção para às faixas de pressão, fluxo mássico e diâmetro operacionais, foram estudadas sete correlações existentes na literatura que abaixo relacionamos:

1. Modelo Homogeneo;
2. Lockhart & Martinelli (1949);
3. Xiao, Shoham & Taitel (1990);
4. Sardesai, Owen & Pulling (1982);
5. Beggs & Brill(1982);
6. Beattie & Whalley (1982) e
7. Borishansky et alli (1973).

Para procedermos a uma comparação, utilizamos previamente o trabalho de Idsinga [20], o qual fez um estudo comparativo entre 18 correlações existentes e comparou-as com dados experimentais de gradiente de pressão por fricção de fluxo de vapor e água. O referido trabalho separou em grupos de faixas de pressão, vazão mássica e título conforme a Tabela E.1.

Idsinga [20] concluiu que para a faixa total de dados que dispunha, a melhor correlação seria a do modelo homegêneo. Foi apresentada também uma tabela com as faixas acima especificadas que apresenta para cada uma, as correlações que melhor se aproximam dos dados experimentais. A partir desta tabela chegamos à conclusão que para a faixa de pressão e velocidade mássica operacionais, a melhor correlação é a de Borishansky [8].

Borishansky fez um estudo sobre alguns problemas de transferência de calor e hidráulica em fluxo bifásico, sendo o estudo do gradiente de pressão por fricção uma parte deste trabalho. Ele sugeriu o sistema de coordenadas de $F(x)$ versus Título:

$$F(X) = \frac{\Delta P_{tp} - \Delta P_l}{\Delta P_g - \Delta P_l} \quad (\text{E.1})$$

onde,

ΔP_{tp} é a perda de pressão por fricção no escoamento bifásico;

ΔP_l é a perda de pressão por fricção se o líquido escoasse sozinho na tubulação com a mesma vazão mássica e

ΔP_g é a perda de pressão por fricção se o gás escoasse sozinho na tubulação com a mesma vazão mássica.

Plotando-se então o gráfico de $F(x)$ x Título (Figura E.1) é notório que todos os pontos experimentais, independente da pressão, diâmetro e fluxo de calor estão satisfatoriamente concentrados ao redor de uma curva média. A presença desta simples curva $F(x)$ determina um procedimento relativamente simples de calcular o gradiente de pressão por fricção na tubulação.

Podemos então, determinar o gradiente de pressão através da equação:

$$\Delta P_{tp} = \Delta P_l \left[1 + \left(\frac{\Delta P_g}{\Delta P_l} - 1 \right) F(X) \right] \quad (\text{E.2})$$

Com as correlações acima especificadas, foram gerados os seguintes gráficos, apresentados nas Figuras E.2, E.3 e E.4 a seguir.

Efetuada a análise desses gráficos chegamos às seguintes conclusões:

1. A correlação de Beggs & Brill [9] dá bons resultados para títulos inferiores a 80 %, acima disto chega-se a erros de até 100 %;

PRESSÃO	$P < 6.3 \text{ MPa}$ $P > 6.3 \text{ MPa}$
VELOC. MÁSSICA	$G < 1356 \text{ Kg/m}^2\text{s}$ $1356 \leq G \leq 2712 \text{ Kg/m}^2\text{s}$ $G \geq 2712 \text{ Kg/m}^2\text{s}$
TÍTULO	$0 \leq X < 0.1$ $0.1 \leq X < 0.2$ $0.2 \leq X < 0.3$ $0.3 \leq X < 0.4$ $0.4 \leq X < 0.5$ $0.5 \leq X < 0.6$ $0.6 \leq X < 0.7$ $0.7 \leq X < 0.8$ $0.8 \leq X < 0.9$ $0.9 \leq X < 1.0$

Tabela E.1: Faixas de Estudo do Trabalho de Idsinga [20]

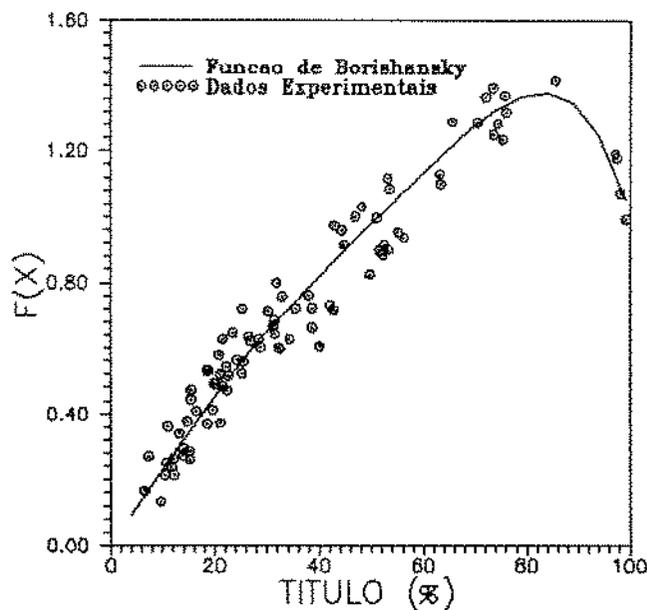


Figura E.1: Gráfico de Borishansky [8].

2. A correlação de Sardesai [33], que é um modelo anular onde é levada em conta a taxa de transferência de massa entre as fases líquida e gasosa (no nosso caso foi considerada igual a zero) apresenta bons resultados quando o fluxo está no regime anular, acima de 30 %, mas abaixo disso a mesma chega até a valores negativos de $F(x)$;
3. A correlação de Lockhart & Martinelli [25] foi a que mais se distanciou das outras correlações dando valores até duas vezes maiores, mas apresentou bons resultados para pressões mais baixas no regime intermitente;
4. A correlação de Xiao, Shoham & Taitel [39] para o fluxo intermitente se aproximou bastante dos resultados obtidos pelo modelo homogêneo, mas para o fluxo anular os resultados ficaram bem abaixo dos valores esperados;
5. O modelo homogêneo mostrou resultados conforme os esperados mas bem abaixo dos dados experimentais de Borishansky [8];
6. A correlação de Beattie & Whalley [9] mostrou resultados praticamente idênticos ao do modelo homogêneo;

Portanto, diante das conclusões acima e levando em consideração o trabalho efetuado por Idsinga [20], utilizaremos em nosso trabalho a correlação de Borishansky [8] para a determinação do gradiente de pressão devido a fricção para pressões acima de 6.0 Mpa e o modelo homogêneo para pressões abaixo deste patamar.

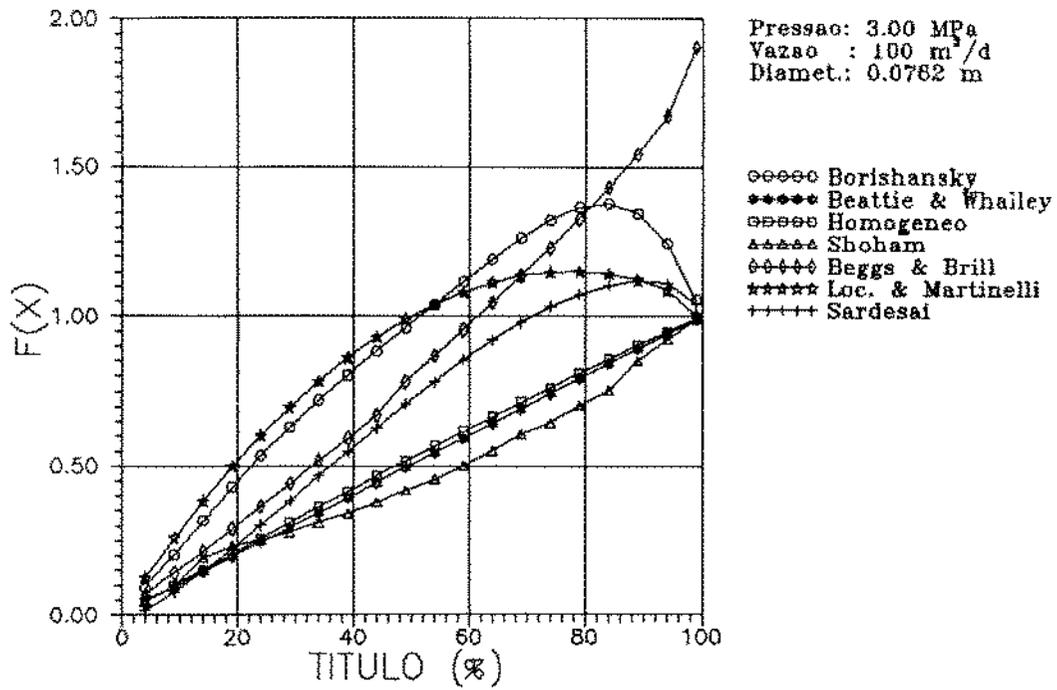


Figura E.2: Gráfico Comparativo das Diversas Correlações de Perda de Carga por Fricção.

Pressão = 3.0 MPa; Vazão = 100 m³/d e Diâmetro = 0.0762 m.

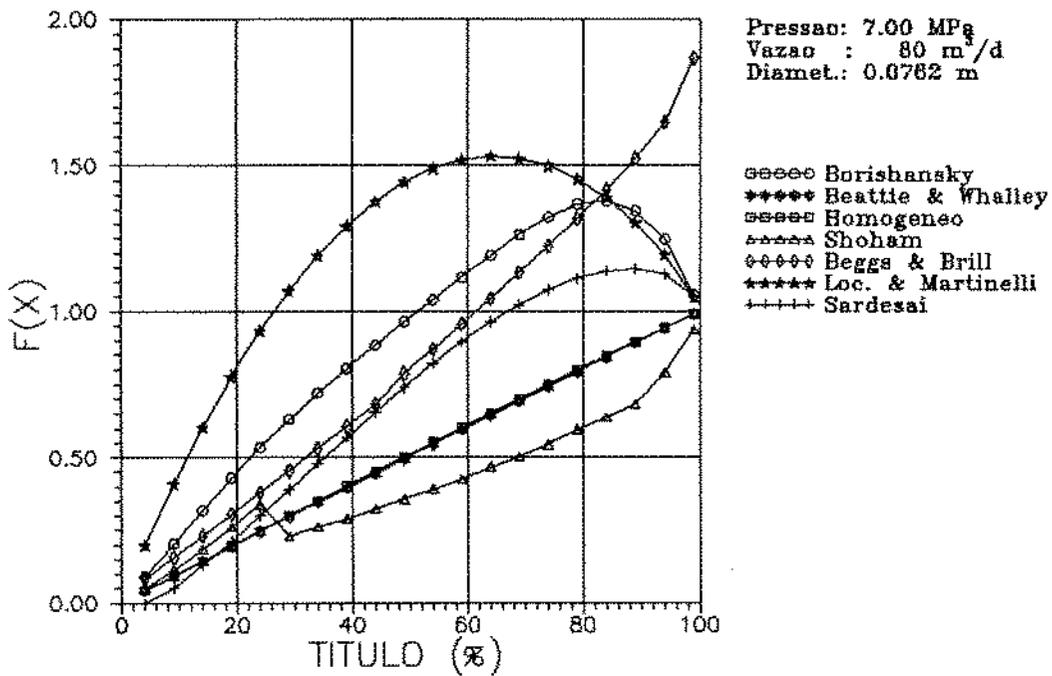


Figura E.3: Gráfico Comparativo das Diversas Correlações de Perda de Carga por Fricção.

Pressão = 7.0 MPa; Vazão = 80 m³/d e Diâmetro = 0.0762 m.

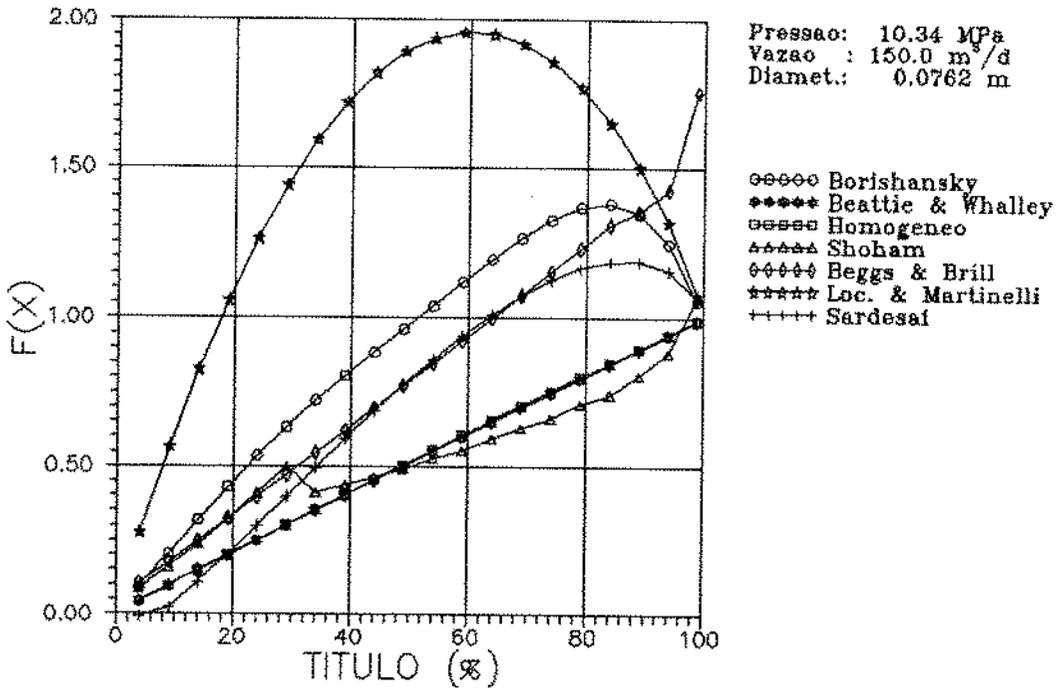


Figura E.4: Gráfico Comparativo das Diversas Correlações de Perda de Carga por Fricção.
 Pressão = 10.34 MPa; Vazão = 150 m³/d e Diâmetro = 0.0762 m.

Apêndice F:

Correlação de Churchill Para Cálculo do Fator de Fricção de Fanning.

Churchill [12] elaborou uma correlação que relaciona o fator de fricção com o Número de Reynolds (Re) e a rugosidade da superfície (ϵ) para os regimes laminar, transição e turbulento, sem contudo, necessitarmos calcular o regime previamente.

A equação para o fator de fricção é:

$$f = \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A + B)^{\frac{8}{3}}} \right]^{\frac{1}{12}}$$

onde,

$$A = \left[2.457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{Re} \right)^{0.9} + \frac{0.27\epsilon}{d}} \right]^{16}$$

$$B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16}$$

$$Re = \frac{\rho V d}{\mu}$$

finalmente, para se determinar o fator de fricção de Fanning, deve-se multiplicar o valor de f por 2.

Apêndice G:

Determinação da Fração de Vazio em Fluxo Bifásico Vertical Descendente.

A grande maioria dos trabalhos publicados nas últimas décadas tem se concentrado no estudo dos fluxos horizontal e vertical ascendente, sendo poucos os trabalhos que estudaram o fluxo vertical descendente.

No presente trabalho, o estudo do fluxo vertical descendente é de extrema importância, pois a partir dele poderemos determinar o mais preciso possível, a fração de vazio média em determinado ponto do fluxo e os gradientes de pressão por aceleração e gravitacional.

Sobre o padrão de fluxo vertical descendente sabemos que:

1. Existe uma forte tendência para o fluxo ser anular (o fluxo anular pode existir até para fluxo de gás igual a zero);
2. Para tubos de diâmetros maiores que 50 mm é quase impossível se obter o fluxo intermitente.

Poucos trabalhos estão disponíveis sobre as transições no fluxo descendente antes de 1980. Golan & Stenning obtiveram um mapa de fluxo para ar e água, Oshinowo e Charles [28] também obtiveram um mapa de fluxo com algumas significantes diferenças e Yamazaki & Yamaguchi [41] construíram um mapa onde mostram que a fase gasosa é difícil de existir em forma de bolhas no fluxo descendente.

Na década de 80 foram feitos alguns trabalhos sobre as transições dos padrões de fluxo vertical descendente entre eles, os mais importantes são: Barnea et alii [5], Crawford & Weinberger [14], Barnea [4] e Usui & Sato [38].

Para procedermos à escolha da correlação que melhor se enquadre nas faixas de operação do estudo em questão, foram estudados os seguintes modelos de determinação da fração de vazio para o fluxo vertical descendente:

1. Modelo Homogeneo;
2. Lockhart & Martinelli (1949);
3. Beggs & Brill (1982) e
4. Yamazaki & Yamaguchi (1979).

O Modelo Homogêneo foi tomado como base para a comparação onde a fração de vazio é determinada como segue:

$$\alpha = \frac{1}{1 + S \frac{\rho_g(1-x)}{\rho_l x}} \quad (\text{G.1})$$

onde

- S é a razão de deslizamento e no caso do Modelo Homogêneo é igual a 1,
- x é o título e
- ρ_l e ρ_g são, respectivamente, as massas específicas da fase líquida e vapor.

A partir dos modelos anteriormente mencionados, traçamos alguns gráficos de Título & Fração de Vazio, variando alguns parâmetros do fluxo, apresentados nas Figuras G.1 a G.4 comparando estes gráficos e chegamos à seguintes conclusões:

1. A correlação de Lockhart & Martinelli foi obtida para escoamento horizontal, em tubulações de pequenos diâmetros (< 0.0381 m) sob baixas pressões (máximo de 0.3037 MPa.). Conforme podemos observar, a razão de deslizamento neste modelo é menor que 1 até aproximadamente para a fração de vazio igual a 0.7.

A causa da razão de deslizamento ser menor que 1 em determinada faixa do fluxo é que para valores de título pequenos, ou seja, fluxo mássico de vapor bem abaixo do líquido, a velocidade média do gás é menor que a do líquido, isto pode acontecer devido ao fato de o fluxo e o empuxo estarem em direções opostas.

É sabido, também, que a correlação entre x e α desenvolvida por Lockhart & Martinelli não se mostrou adequada para o cálculo do termo de aceleração e gravitacional do gradiente total de pressão.

2. A correlação de Beggs & Brill foi obtida de dados experimentais em tubulações de 0.0254 a 0.0381 m, numa faixa de pressão de 0.2025 a 0.6580 MPa, com inclinações variando de -90° a 90° utilizando fluxo de ar e água.

Palmer fez um estudo comparativo com Beggs & Brill e concluiu que esta correlação superestimava o valor da fração de vazio e propôs fatores de correção (0.685 para o trecho descendente e 0.924 para o ascendente) para a mesma.

Podemos ver pelos gráficos anexos que o valor da fração de vazio onde a razão de deslizamento se torna maior do que 1 é 0.9.

3. Yamazaki & Yamaguchi realizaram dois trabalhos (1976 e 1979) onde eles estudaram o fluxo vertical ascendente de vapor e água e o fluxo vertical descendente de ar e água (com alguns dados de vapor e água) para altas pressões.

Os autores obtiveram a correlação para a fração de vazio no fluxo vertical como sendo:

$$\frac{\alpha}{(1 - \alpha)(1 - k\alpha)} = \frac{\alpha_h}{1 - \alpha_h}$$

onde

- k é um parâmetro determinado empiricamente e
- α_h é a fração de vazio do modelo homogêneo.

Para o fluxo descendente foram encontrados os seguintes valores de k :

$$k = 2.0 - 0.4/\alpha_h \quad \text{para } \alpha_h \leq 0.2$$

e

$$k = -0.25 + 1.25/\alpha_h \quad \text{para } \alpha_h > 0.2$$

Portanto, a fração de vazio é determinada através de α_h independente do padrão de fluxo.

Os valores calculados pela correlação ficaram $\pm 20\%$ dos experimentais.

As faixas de dados sobre os quais a correlação foi testada é a seguinte:

- Velocidade superficial do líquido : 0.2 a 4.3 m/s
- Título : 0.0083 a 0.994
- Pressão : atmosférica a 9.65 MPa
- Diâmetro equivalente : 0.01215 a 0.044 m
- Fluxo de calor : 0 a 3.18×10^5 W/m.

Podemos ver, observando os gráficos anexos que o valor da fração de vazio onde a razão de deslizamento se torna maior que 1 é 0.2.

Finalmente, analisando os resultados obtidos das correlações acima e defrontando com as faixas de pressão, fluxos mássicos de gás e líquido e diâmetro da tubulação inerentes ao presente trabalho, escolhemos a correlação de Yamazaki & Yamaguchi para determinação da fração de vazio para o escoamento bifásico descendente.

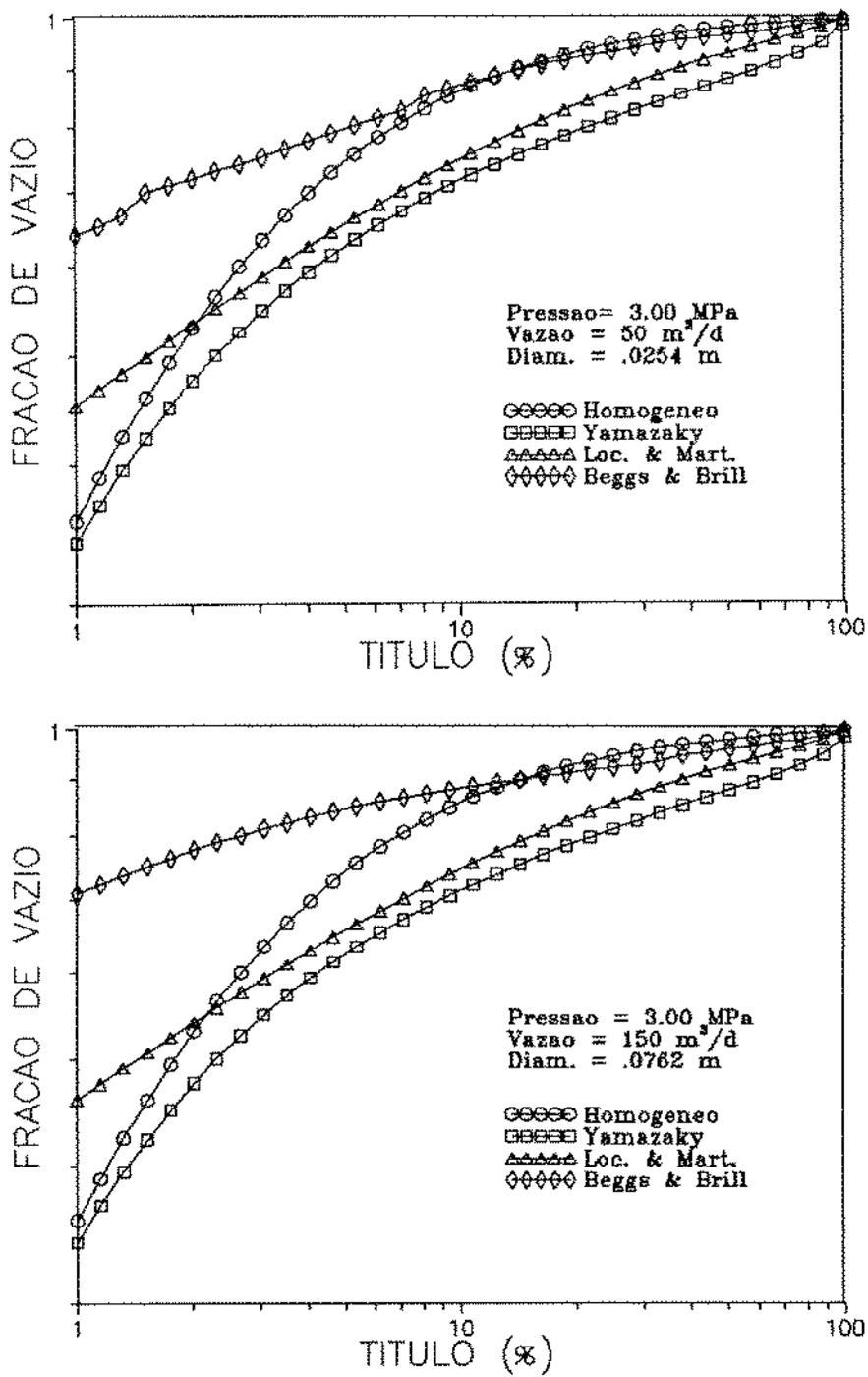


Figura G.1: Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente

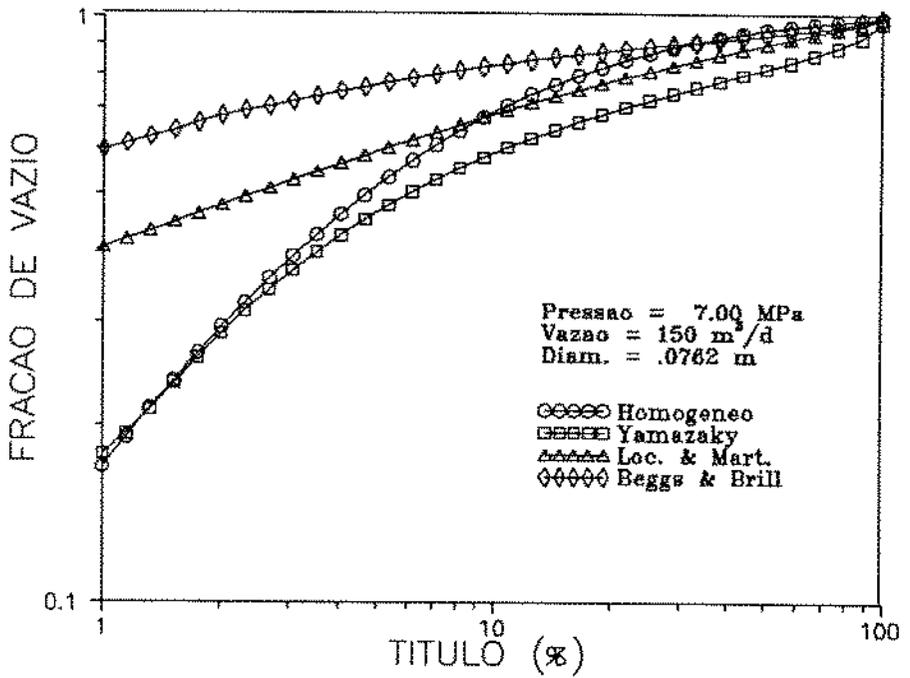
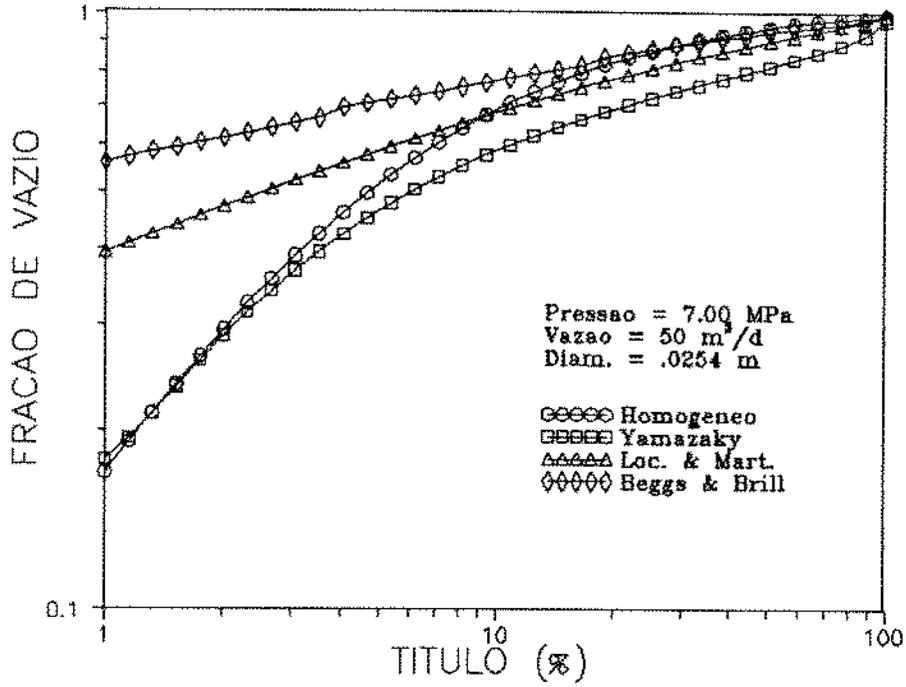


Figura G.2: Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente

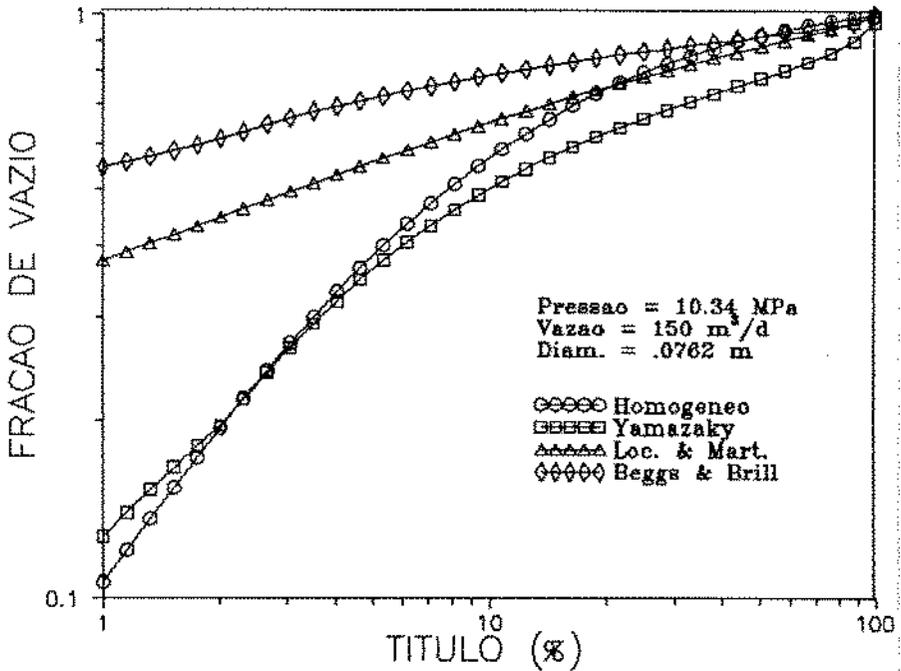
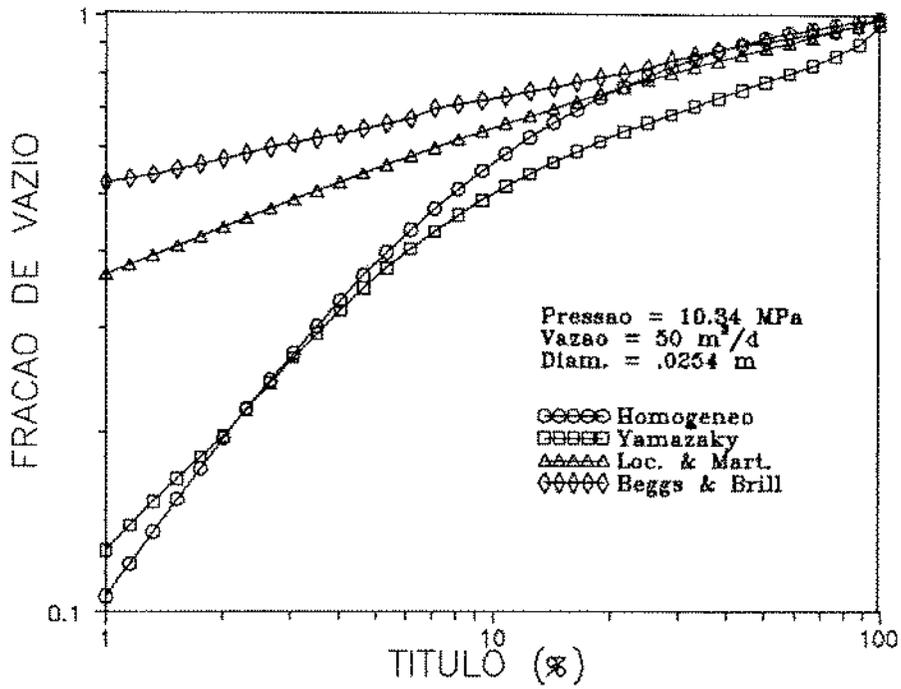


Figura G.3: Gráficos Fração de Vazio & Título no escoamento Vertical Descendente

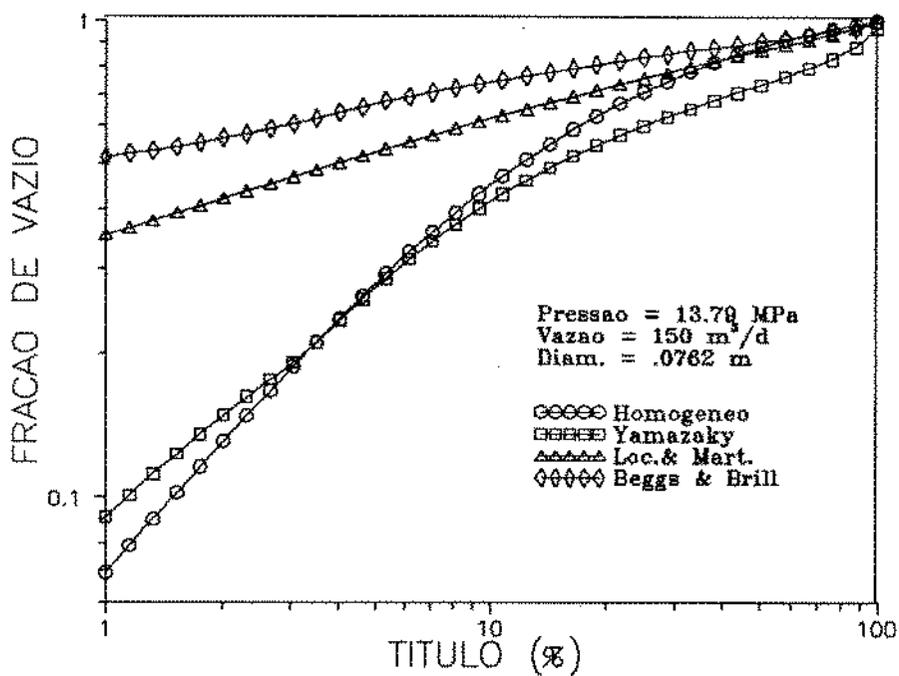
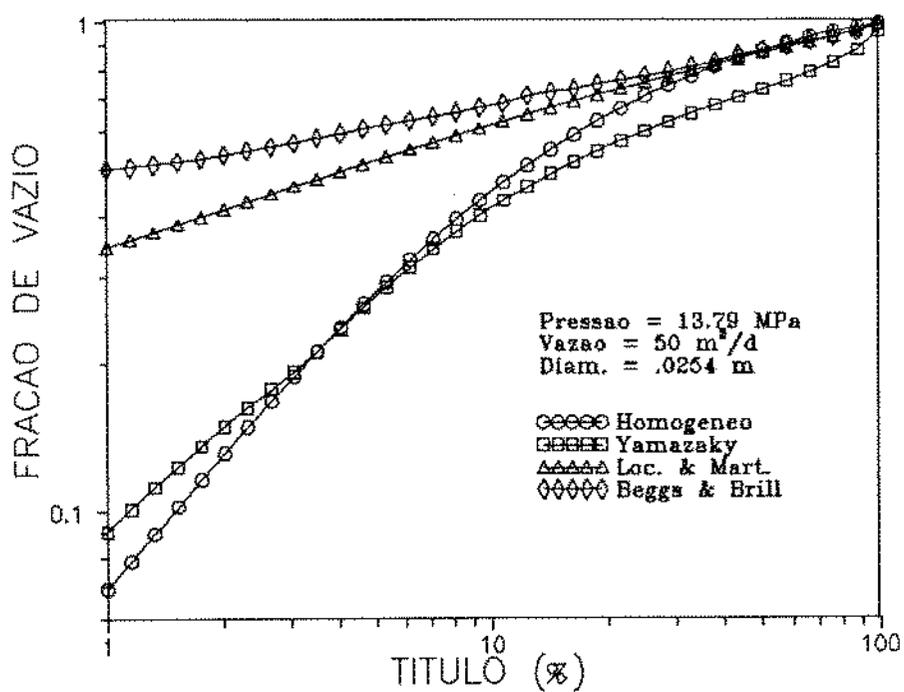


Figura G.4: Gráficos Fração de Vazio & Título no Escoamento Vertical Descendente

Apêndice H:

O Método de Newton-Raphson Para Sistemas de Equações Não-Lineares.

Embora exista uma grande variedade de algoritmos para solucionar este tipo de problema, o método de Newton-Raphson é um dos mais comumente utilizados. Este método apresenta bons resultados de convergência e é relativamente simples. Estas são as características que lhe asseguram popularidade.

O método de Newton-Raphson combina duas idéias básicas e muito frequentes nas aproximações numéricas: linearização e iteração. Na linearização procura-se substituir (localmente) um problema complicado por sua aproximação linear que via de regra é mais facilmente resolvida. Em geral a aproximação linear é obtida pelos primeiros termos do desenvolvimento da série de Taylor. Por outro lado o processo iterativo, ou aproximações sucessivas, consiste na repetição sistemática de um procedimento bem estabelecido até atingir o grau de aproximação necessário.

Passemos agora a solução de problema envolvendo um sistema de equações não-lineares. Na formulação deste problema são conhecidas as \underline{n} funções f_1, f_2, \dots, f_n (cada uma delas função de \underline{n} variáveis x_1, x_2, \dots, x_n) e queremos encontrar $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n$ tais que

$$\begin{cases} f_1(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) = 0 \\ f_2(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) = 0 \\ \vdots \\ f_n(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n) = 0 \end{cases}$$

Para simplificar um pouco, usaremos a notação vetorial

$$\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$$

e

$$\vec{f} = (f_1, f_2, \dots, f_n)^T$$

para denotar o sistema $\vec{f}(\vec{x}) = 0$.

Procedemos, então, a linearização através da série de Taylor. São necessárias adaptações porque as entidades matemáticas no problema atual são diferentes funções vetoriais de variáveis vetoriais. Assim a série de Taylor será

$$\vec{f}(\vec{x}) = \underbrace{\vec{f}(\vec{x}^k) + \vec{f}'(\vec{x}^k)(\vec{x} - \vec{x}^k)}_i + \underbrace{0.5 \vec{f}''(\vec{\alpha}^k)(\vec{x} - \vec{x}^k)(\vec{x} - \vec{x}^k)^T}_{ii}$$

onde

i - corresponde à aproximação linear

ii - corresponde ao erro

\vec{x}^k é a aproximação na iteração k

$$\vec{\alpha}^k = \vec{x}^k + t(\vec{x}^k - \vec{x}) \quad t \in (-1, 0)$$

Nessa expressão $\vec{f}'(\vec{x})$ representa a matriz que contém todas as derivadas parciais de todas as componentes da função vetorial $\vec{f}(\vec{x})$; esta matriz é o Jacobiano de $\vec{f}(\vec{x})$:

$$J = \vec{f}'(\vec{x}) = \left[\frac{\partial f_i(\vec{x})}{\partial x_j} \right]_{i=1, j=1}^n$$

isto é

$$J_{ij} = \frac{\partial f_i(\vec{x})}{\partial x_j}$$

Assim, na iteração k+1 a aproximação será definida pelo vetor que anula a aproximação linear, ou seja, o vetor \vec{x}^{k+1} é tal que

$$\vec{f}(\vec{x}^k) + \vec{f}'(\vec{x}^k)(\vec{x}^{k+1} - \vec{x}^k) = 0$$

Desta equação verificamos que a cada iteração temos de resolver um sistema linear

$$J \cdot \vec{v} = -\vec{f}(\vec{x}^k)$$

para obter $\vec{x}^{k+1} = \vec{x}^k + \vec{v}$

Fica assim estabelecido o seguinte algoritmo:

1. Conhecidos \vec{x}^0 (estimativa inicial do vetor solução),

$f_1, f_2, \dots, f_n, \frac{\partial f_1}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial f_1}{\partial x_n}, \frac{\partial f_2}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial f_2}{\partial x_n}, \dots, \frac{\partial f_n}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial f_n}{\partial x_n}$ e a tolerância

2. Para $k = 1, 2, \dots$

- Montar a Matriz $J = \left[\frac{\partial f_i(x^{k-1})}{\partial x_j} \right]$ para $i = 1, \dots, n$ e $j = 1, \dots, n$.
- E o termo independente $\vec{F} = [f_i(x^{k-1})]$ para $i = 1, \dots, n$.
- Resolver o Sistema $J \cdot \vec{v} = -\vec{F}$.
- Calcular $\vec{x}^k = \vec{x}^{k-1} + \vec{v}$
- Se $\max|x_i^k - x_i^{k-1}| < \text{tolerância}$, tomar $\vec{x} = \vec{x}^k$ e parar;
- Senão retornar ao passo 2.

Observações:

Como os passos mais dispendiosos são a montagem do jacobiano e a resolução do sistema linear, pode-se adotar um procedimento alternativo no qual algumas iterações são efetuadas com o mesmo jacobiano. Neste caso, a decomposição LU é adequada na resolução do sistema, pois a mesma decomposição é usada em algumas iterações, fazendo-se apenas a atualização do termo independente. Embora a convergência seja mais lenta esta alternativa pode ser vantajosa.

Para evitar o trabalho, muitas vezes enfadonho, de calcular todas as derivadas parciais pode-se optar pela aproximação do jacobiano via diferenças finitas, por exemplo. Neste caso as aproximações usuais são:

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \cong \frac{f_i(x_1, \dots, x_j + h, \dots, x_n) - f_i(x_1, \dots, x_j, \dots, x_n)}{h}$$

ou

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \cong \frac{f_i(x_1, \dots, x_j + h, \dots, x_n) - f_i(x_1, \dots, x_j - h, \dots, x_n)}{2h}$$