

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
Área de Concentração:
ENGENHARIA DE PROCESSOS

**MODELAGEM DO TRANSPORTE PNEUMÁTICO
VERTICAL EM FASE DILUÍDA: APLICAÇÕES EM
TRANSFERÊNCIA DE CALOR E SECAGEM**

Autora:

Ana Eleonora Almeida Paixão

Orientadora:

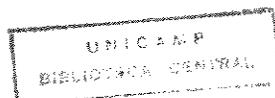
Prof.^a Dr.^a Sandra Cristina dos Santos Rocha

**Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Química como parte dos
requisitos exigidos para obtenção do título de Doutor em Engenharia
Química.**

Outubro 1995

Campinas – SP

1995



FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

P167m Paixão, Ana Eleonora Almeida
Modelagem do transporte pneumático vertical em fase diluída: aplicações em transferência de calor e secagem / Ana Eleonora Almeida Paixão.-- Campinas, SP: [s.n.], 1995.

Orientadora: Sandra Cristina dos Santos Rocha.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Secagem. 2. Transporte por tubo pneumático. 3. Escoamento bifásico. 4. Modelos matemáticos. I. Rocha, Sandra Cristina dos Santos. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Química. III. Título.

DATA:	BC
CHAMADA:	T/UNICAMP
	P167m
	Ex.
NUM. BC/26230	
933/95	
	D <input checked="" type="checkbox"/>
	R\$ 11,00
	A 02/12/95
	CPD @ m. 00021020-5

Esta versão corresponde à redação final da **Tese de Doutorado**
defendida pela Engenheira **Ana Eleonora Almeida Paixão** e
aprovada pela Comissão Julgadora em **19/10/95**.

Orientadora:

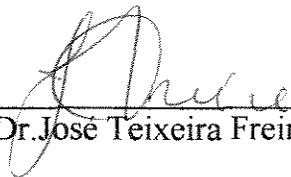


Prof^a. Dr^a. Sandra Cristina dos Santos Rocha

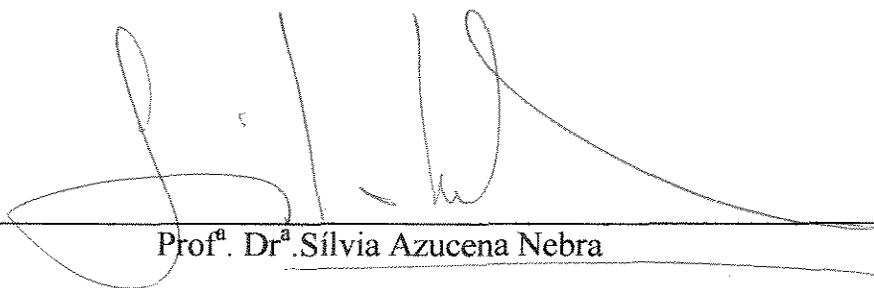
Tese apresentada e aprovada, em 19 de outubro de 1995, pela banca examinadora constituída pelos professores:



Prof.^a. Dr.^a. Sandra Cristina dos Santos Rocha - Orientadora



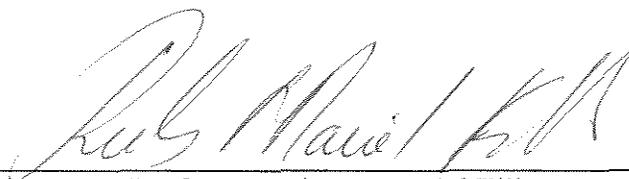
Prof. Dr. José Teixeira Freire



Prof.^a. Dr.^a. Silvia Azucena Nebra



Prof. Dr. Cesar Costapinto Santana



Prof. Dr. Rubens Maciel Filho

*Essa tese dedico a menor
e mais fundamental célula da sociedade:
à FAMÍLIA.*

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, quero agradecer a **DEUS**. Agradeço pela força que me deu ao longo desses anos e pela luz que sempre me mostrou a cada dificuldade que surgia ao longo do caminho percorrido; pelo aprendizado que passei para saber lidar e controlar minha ansiedade; pela paciência e resignação que precisei ter para estender o tempo de permanência; pelos amigos que apareceram e continuaram na minha vida; pelas pessoas que simplesmente passaram por minha vida e se afastaram, também agradeço, pois sem dúvida alguma foi a melhor solução. Agradeço ainda pela experiência de vida por que passei, a qual só contribuiu ao meu desenvolvimento pessoal.

Agradeço a meus pais, **Arlete e José Paixão**, pelo grande, imprescindível e fundamental apoio que sempre me deram, almejando sempre o melhor para mim e participando de cada momento, de cada vitória alcançada durante os oito anos que aqui permaneci. E de vez em quando escondendo alguma coisa: lembra, mãe, de agosto de 1993, quando a senhora se submeteu a uma cirurgia e, por ordens suas, a fim de que eu não ficasse preocupada, eu só fiquei sabendo quando a senhora saiu do hospital? Entretanto, a recíproca também foi verdadeira, pois também escondi alguns momentos de angústia para não preocupá-los. E a festa dos 70 anos de papai quando todos, menos eu, estavam juntos para comemorar? Que vontade de estar junto a todos! Pois é, muitos foram os momentos de saudade, de tristeza até; todavia, houve igualmente inúmeros momentos de alegria.

Agradeço a meus filhos **Luiz e Luana Paixão Lisboa**, em ordem cronológica, pela resignação que tiveram para esperar meu regresso para voltarmos a ficar juntos. Peço a Deus que vocês entendam o idealismo de sua mãe ao tempo em que saibam que muito senti a ausência de vocês.

Agradeço ainda a meus irmãos, em ordem cronológica: **Paixãozinho, Graça, Gervásio, Marcos e Jorge** e às respectivas cunhadas: **Júlia, Denise, Marta e Vânia** e ainda a minha prima-irmã **Maria Cristina** e a meu cunhado **José Augusto**. A todos eles, o meu profundo agradecimento pela participação à distância, em acolhendo os meninos durante suas férias escolares e fins-de-semana, em recebendo minha mudança, em ouvindo desabafos ao telefone; enfim, por tudo que fizeram e pelo apoio incontinente que sempre me deram.

À **Irmã Joelina**, a querida “tia **Neguinha**”, minha tia paterna, pela crença que sempre teve em mim e pelas preces que sei tê-las feito em minha intenção.

À segunda família que aqui, mais precisamente em Americana, encontrei: **D. Clotilde (a mãe): Vera Nilce, Luiz Alberto, Neri, Mara, Maria Helena, Jeferson, Sandro e Carlito (os filhos); José, Djair, Pedro e Heloísa (genros e nora)**, meu mais profundo reconhecimento de gratidão. Jamais esses laços serão desfeitos. Há tanto que agradecer; no entanto, as palavras desvanecem e se fluidificam...Quantas palavras de apoio e de carinho recebi de cada um de vocês...Quantas vezes você me cedeu seu carro para que eu viesse à UNICAMP, Vera. Quantas vezes não desabafei com D. Clotilde, com Neri...Eu amo muito todos vocês...

À **Terezinha Pontes Loureiro**, pelo apoio e força que sempre me deu nessa caminhada. Quantos fins-de-semana você ficou cozinhando para mim enquanto eu escrevia...Valendo-se de sua experiência de vida, você sempre tem algo para contar, a título de conselho e de exemplo. Que bom se todos, com a sua idade, tivessem o dinamismo e a coragem que você tem...

A meu querido amigo-irmão **Sílvio Diniz de Medeiros**, agradeço pelo apoio que sempre me deu nas horas difíceis, aconselhando, sempre com uma palavra de carinho...Que pessoa linda que você é.

A meu também querido amigo **Edson Defendi**, pela “consultoria” psicológica, sempre com muita firmeza e clareza no que me dizia. Você realmente é um ótimo profissional.

À **Luiz Stragevitch** pelas valiosas discussões em alguns momentos críticos e por sua constante presteza.

À **Anna Ritta Christóvão Weber**, Assistente Técnica de Direção da FEQ, sempre prestativa, pela amizade e apoio logístico.

À **Lídia Maria Maegava e Meuris Gurgel Carlos da Silva**, professoras do Departamento de Termofluidodinâmica, pela amizade constante nesses anos, desde que aqui cheguei. Inúmeras vezes almoçamos juntas e em todas as vezes sempre foi divertido e descontraído.

À **Maria Aparecida Silva e Kátia Tannous**, também professoras do supra referido departamento, que estavam fora e chegaram há dois anos, tempo suficiente para iniciar nossa amizade.

Aos amigos e colegas à época do Mestrado e/ou do Doutorado **Luiz Flávio Zorzetto, Moacyr Bartolomeu Laruccia, Osvaldir Pereira Taranto, Arislete Dantas Aquino e Ana Claudia Camargo de Lima**, pelas discussões técnicas, companheirismo e saudável convivência.

À **Ricardo Miura**, pela digitação do Capítulo 4 e pela confecção do fluxograma relativo ao programa computacional desenvolvido neste trabalho.

À **Marina Menezes Santos Filha**, amiga e colega da UFS, pelo trabalho que lhe dei ao outorgá-la como minha procuradora junto à universidade e por sua participação no decorrer desse tempo.

À **Maria Nadja Góis Santos**, amiga e chefe do Departamento de Engenharia Química, que sempre me deu uma palavra de apoio e sempre tentou me acalmar diante de minhas preocupações frente ao prazo descumprido.

Ao **Prof. Dr. Saul Gonçalves d' Ávila**, que me desvendou os “mistérios” da Termodinâmica.

Aos queridos **Professores Doutores José Teixeira Freire e Satoshi Tobinaga**, os quais ministraram, há 12 anos, um Curso de Aperfeiçoamento na UFS durante o qual tive a honra de conhecê-los.

Ao **Prof. Dr. Cesar Costapinto Santana**, meu conterrâneo, orientador da minha dissertação de Mestrado, que me iniciou na linha de pesquisa.

Ao **Prof. Dr. Rubens Maciel Filho**, pelas valiosas sugestões apresentadas para o desenvolvimento deste trabalho.

Ao **CCET**, Centro de Ciências Exatas e Tecnologia da UFS, na pessoa de sua diretora à época, **Prof^a. Djalma Andrade**, que aprovou minha saída para realização deste trabalho.

À **POSGRAP**, Pró-Reitoria de Pós-Graduação e Pesquisa da UFS, nas pessoas de seu Pró-Reitor, **Prof. Dr. Cláudio Andrade Macedo**, de seu Coordenador, **Prof. Dr. Josué Modesto dos Passos Sobrinho** e de sua mui eficiente e dedicada Secretária, **Ednalva Freire Caetano**, que me concedeu uma bolsa da referida instituição até a defesa da tese, quando já havia cessado o prazo da bolsa PICD/CAPES.

Ah, **Sandra**, como é difícil transcrever o meu sincero agradecimento! Antes de mais nada, agradeço por ter me aceito como orientada (será que tecnicamente essa terminologia se aplica a mim?); lembra quando você me propôs o tema e eu disse que não sabia, mas que aceitava o desafio? Esse trabalho foi efetivamente realizado em conjunto, posto que você efetivamente o **orientou**, não ficando ao largo do seu desenvolvimento. A cada dificuldade ou dúvida que surgia, você sempre estava presente a dissipá-la. Para não falar na amizade que surgiu evidenciando uma forte relação funcional ascendente da amizade com o tempo; entretanto, não consegui, por mais que tentasse, expressar essa função no modo matemático, o que ficará como sugestão para um trabalho posterior.

Por último, gostaria de dizer que sou privilegiada pois tenho uma **família** maravilhosa, muitos **amigos** e sou realizada profissionalmente, ou seja, me considero uma pessoa **feliz**.

RESUMO

O transporte pneumático de partículas sólidas tem sido frequentemente utilizado em diversas indústrias. Na última década, houve um aumento da demanda a favor da utilização otimizada dessa tecnologia, o que requer bom entendimento da dinâmica do escoamento da mistura gás-sólido em tubos e capacidade para prever tal comportamento. A maioria dos modelos matemáticos que descrevem os fenômenos que ocorrem no transporte pneumático vertical são unidimensionais em regime permanente. No entanto, evidências experimentais sugerem que a suposição de não variação radial das variáveis básicas podem não ser verdadeiras. No presente trabalho realizaram-se a modelagem e simulação do transporte pneumático vertical considerando os perfis axiais e radiais das variáveis de escoamento. Procedeu-se à comparação entre os resultados obtidos com a simulação utilizando os modelos unidimensional e bidimensional. Considerando ainda as transferências convectivas de calor e de massa, foram efetuados os balanços de energia e de massa, estendendo-se o modelo para um secador pneumático vertical. Foram obtidas as variações axiais e radiais das temperaturas e umidades do gás e das partículas. Efetuou-se também uma análise paramétrica da simulação, no que concerne à secagem pneumática vertical, não só com relação às variáveis de processo, como também às variáveis geométricas envolvidas. A análise paramétrica foi realizada utilizando planejamento fatorial e foram obtidas as influências das variáveis estudadas na umidade da partícula a 2,0m da entrada do secador.

ABSTRACT

Pneumatic conveying of solid particles has been frequently used in chemical industries. The increase in the use in this unit operation requires the knowledge of the dynamic of the gas–solid flow in tubes. The mathematical models of vertical pneumatic conveying found in the literature mostly consider the flow steady and one dimensional. However, experimental evidence suggest that radial profiles of the basic variables of the flow exists. In this work a model is proposed for vertical pneumatic conveying considering axial and radial profiles for gas and solid velocities, porosity and pressure. The results obtained from this two–dimensional model were compared with the ones from the one dimensional model. The conservation equation for energy and mass of water were written to extend the model to a pneumatic dryer. The results show the axial and radial variations of gas and solid temperatures, gas humidity and particle moisture content along the dryer. A parametric analysis of the simulation was realized involving process and geometric variables using factorial planning. The results of the parametric analysis show the influence of each variable in the moisture content of the particles at 2,0m at the entrance of the dryer.

SUMÁRIO

LISTA DE TABELAS.....	xv
LISTA DE FIGURAS.....	xvii
NOMENCLATURA.....	xxv
1 - Introdução.....	1
1.1. Objetivo e Justificativa.....	2
2 - Revisão Bibliográfica.....	3
2.1. Sobre o Escoamento Multifásico.....	3
2.2. Sobre as Correlações.....	5
2.3. Sobre o Transporte Pneumático.....	6
2.4. Sobre a Força de Interação Partícula-Partícula.....	13
2.5. Relações Fenomenológicas envolvendo Transferência de Calor....	33
2.5.1. Coeficiente Convectivo de Transferência de Calor Gás- Partícula.....	33
2.5.2. Coeficiente Global de Transferência de Calor.....	36
2.6. Relações Fenomenológicas envolvendo Transferência de Massa...	38
2.7. Sobre a Secagem Pneumática.....	39
2.7.1. Generalidades.....	39
2.7.2. Trabalhos da Literatura sobre Modelagem.....	41
3 - Desenvolvimento do Modelo Matemático Aplicado à Secagem Pneumática Vertical.....	47
3.1. Introdução.....	47
3.2. Modelo Dinâmico.....	47
3.2.1. Equações da Continuidade.....	48
3.2.2. Equações do Momentum na Direção Axial.....	48
3.2.3. Equações Constitutivas.....	49
3.2.4. Condições Inicial e de Contorno.....	51

3.3. Transferência de Calor e de Massa no Escoamento Gás-Sólido.....	52
3.3.1. Introdução.....	52
3.3.2. Variações das Umidades do Gás e do Sólido.....	52
3.3.3. Variação da Temperatura da Partícula.....	56
3.3.4. Variação da Temperatura do Gás.....	58
3.4. Solução Numérica do Modelo do Transporte Pneumático Vertical com Aplicações em Transferência de Calor e Secagem.....	69
3.4.1. Introdução.....	69
3.4.2. Discretização das Equações.....	69
3.4.2.1. Equações da Continuidade.....	69
3.4.2.2. Equações do Movimento.....	71
4 - Resultados Obtidos e Discussão.....	88
4.1. Resultados e Análise da Fluidodinâmica.....	88
4.1.1. Introdução.....	88
4.1.2. Perfis Axiais das Velocidades.....	89
4.1.3. Perfis Radiais das Velocidades.....	93
4.1.4. Comparação entre os Modelos Unidimensional e Bidimensional.....	102
4.1.5. Perfis da Pressão.....	114
4.1.6. Perfis da Fração Volumétrica Gasosa.....	120
4.2. Aplicações em Transferências de Calor e de Massa.....	122
4.2.1. Introdução.....	122
4.2.2. Variações Axiais e Radiais dos Coeficientes de Transferências de Calor e de Massa.....	123
4.2.3. Variações Axiais e Radiais das Umidades do Gás e das Partículas.....	135
4.2.4. Variações Axiais e Radiais das Temperaturas do Gás e das Partículas.....	151

4.3. Análise Paramétrica da Simulação para a Secagem Pneumática	
Vertical.....	167
4.3.1. Introdução.....	167
4.3.2. Variáveis de Processo.....	168
4.3.2.1. Umidade da Partícula.....	169
a) X_{smr} em $z = 2,0$ m.....	169
b) Planejamento X_{Si} alto.....	179
c) X_s em $r = 0,015750$ m e $z = 2,0$ m.....	179
4.3.2.2. Temperatura da Partícula.....	181
a) T_{smr} em $z = 2,0$ m.....	181
b) T_s em $r = 0,015750$ m e $z = 2,0$ m.....	184
4.3.2.3. Temperatura do Gás.....	184
a) T_{gmr} em $z = 2,0$ m.....	184
b) T_g em $r = 0,015750$ m e $z = 2,0$ m.....	186
4.3.2.4. Influência de cada um dos fatores nas diversas respostas para o Planejamento Padrão.....	187
a) Vazão de Gás.....	188
b) Vazão de Sólidos.....	189
c) Temperatura do Gás na Alimentação.....	189
d) Temperatura da Partícula na Alimentação.....	190
e) Umidade da Partícula na Alimentação.....	190
4.3.3. Variáveis Geométricas.....	191
4.3.3.1. Introdução.....	191
4.3.3.2. Resultados da Análise Paramétrica.....	193
4.3.3.3. Estudo da Razão D_T / d_p	198
4.3.3.4. Secadores em Paralelo.....	207

5 - Conclusões e Sugestões.....	215
5.1. Conclusões.....	215
5.2. Sugestões para trabalhos futuros.....	219
APÊNDICE A – Figuras Complementares.....	220
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	236
BIBLIOGRAFIA.....	247

LISTA DE TABELAS

2.1	Correlações para o Coeficiente de Transferência de Calor Gás- Partícula na forma da equação (2.57).....	35
2.2	Correlações para o Coeficiente de Transferência de Calor que consideram o efeito da Concentração Volumétrica de Partículas	36
3.1	Equações do Modelo Bidimensional para a Secagem Pneumática Vertical em Fase Diluída	70
4.1-1	Características dos Materiais Utilizados por Rocha (1988).....	89
4.1-2	Características das Corridas Experimentais Realizadas por Rocha (1988).....	109
4.1-3	Velocidades do Gás e das Partículas calculadas mediante os Modelos Unidimensional e Bidimensional. Sólido: Alumina – Corrida 1.....	110
4.1-4	Velocidades do Gás e das Partículas calculadas mediante os Modelos Unidimensional e Bidimensional. Sólido: Alumina – Corrida 16.....	110
4.1-5	Velocidades do Gás e das Partículas calculadas mediante os Modelos Unidimensional e Bidimensional. Sólido: Resina Acrílica – Corrida 24.....	111
4.1-6	Desvios Médios Relativos para os Modelos Unidimensional e Bidimensional.....	112
4.3-1	Valores da Corrida 16 realizada por Rocha (1988).....	169
4.3-2	Valores correspondentes aos Níveis Inferior e Superior para as Variáveis de Processo — Planejamento Padrão.....	170
4.3-3	Coeficientes de Contraste e Respostas para o Planejamento Padrão.....	171
4.3-4	Resultados Parciais para SIM1 (W_g e W_s nos níveis inferiores)..	175
4.3-5	Resultados Parciais para SIM2 (W_g no nível superior).....	175
4.3-6	Valores correspondentes aos Níveis Inferior e Superior para as	

Variáveis de Processo — X_{si} alto.....	178
4.3-7 Valores correspondentes aos Níveis Inferior e Superior para as Variáveis de Processo — 100% W_s	178
4.3-8 Influência da Vazão de Sólidos na Umidade da Partícula para os Planejamentos Padrão, X_{si} alto e 100% W_s	179
4.3-9 Resultados Parciais para SIM3 (W_s^+).....	184
4.3-10 Efeitos dos Fatores nas Variáveis de Processo — Planejamento Padrão.....	188
4.3-11 Efeitos dos Fatores na Umidade da Partícula — X_{si} alto.....	189
4.3-12 Razão entre o Efeito e o Valor Estatisticamente Significativo para o Planejamento Padrão.....	190
4.3-13 Níveis Inferior e Superior para as Variáveis Geométricas.....	193
4.3-14 Matriz de Planejamento e Respostas Consideradas — Variáveis Geométricas ($L = 4,0$ m).....	193
4.3-15 Matriz de Planejamento e Respostas Consideradas — Variáveis Geométricas ($L = 2,0$ m).....	193
4.3-16 Efeitos dos Fatores nas Variáveis Geométricas.....	194
4.3-17 Resultados Parciais das Simulações — Variáveis Geométricas ($z = 1,0$ m).....	194
4.3-18 Razão entre o Efeito e o valor Estatisticamente Significativo para Variáveis Geométricas.....	197
4.3-19 Estudo D_T/d_p para Alumina — Corrida 10.....	201
4.3-20 Estudo D_T/d_p para Areia — Corrida 16.....	201
4.3-21 Estudo D_T/d_p para Resina Acrílica — Corrida 25.....	202
4.3-22 Características das Corridas 10, 16 e 25 realizadas por Rocha (1988).....	209
4.3-23 Valores da Alimentação para Dois Secadores em Paralelo.....	209
4.3-24 Resultados da Disposição de Secadores em Paralelo: Areia 1, Alumina e Resina Acrílica.....	210

LISTA DE FIGURAS

2.1	Esquema de um Secador Pneumático.....	41
3.1	Comprimento Diferencial de um Secador Pneumático.....	53
3.2	Esquema de um Comprimento Diferencial de um Secador Pneumático Vertical.....	62
4.1-1	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	91
4.1-2	Velocidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	91
4.1-3	Velocidade das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	92
4.1-4	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m. Alumina – Corrida 10.....	92
4.1-5	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210$ m. Alumina – Corrida 10.....	93
4.1-6	Velocidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	94
4.1-7	Variações Axiais das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	95
4.1-8	Varição Axial da Velocidade do Gás, tendo como parâmetro a direção radial. Areia 1 – Corrida 16.....	95
4.1-9	Varição Axial da Velocidade das Partículas, tendo como parâmetro a direção radial. Areia 1 – Corrida 16.....	96
4.1-10	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	96
4.1-11	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	97
4.1-12	Velocidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	97
4.1-13	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	98
4.1-14	Velocidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	98
4.1-15	Velocidades das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	99
4.1-16	Velocidades do Gás e das Partículas e, função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	99
4.1-17	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	100
4.1-18	Velocidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	100

4.1-19	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina – Corrida 10.....	101
4.1-20	Variação Radial da Velocidade do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina – Corrida 10.....	102
4.1-21	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Radial, para a direção axial $z = 0,0$ m. Alumina – Corrida 10.....	102
4.1-22	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina – Corrida 10.....	103
4.1-23	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	104
4.1-24	Variação Radial da Velocidade do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Areia 1 – Corrida 16.....	104
4.1-25	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, para $z = 0,0$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	105
4.1-26	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, para $z = 3,0$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	105
4.1-27	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a coordenada axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	106
4.1-28	Variação Radial da Velocidade do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	106
4.1-29	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas em $z = 0,0$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	107
4.1-30	Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas em $z = 3,0$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	107
4.1-31	Comparação entre as velocidades do gás para os modelos unidimensional e bidimensional.....	112
4.1-32	Comparação entre as velocidades das partículas para os modelos unidimensional e bidimensional.....	113
4.1-33	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Altura no Secador para os modelos unidimensional e bidimensional. Alumina – Corrida 1.....	113
4.1-34	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Altura no Secador para os modelos unidimensional e bidimensional. Areia 1 – Corrida 19.....	114
4.1-35	Velocidades do Gás e das Partículas em função da Altura no Secador para os modelos unidimensional e bidimensional. Areia 2 – Corrida 22.....	114
4.1-36	Variação Axial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada radial. Alumina – Corrida 10.....	116
4.1-37	Variação Radial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina – Corrida 10.....	117
4.1-38	Pressão Média Radial em função da Coordenada Axial. Alumina – Corrida 10.....	118
4.1-39	Variação Axial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada radial. Areia 1 – Corrida 16.....	118

4.1-40	Variação Radial da Pressão, tendo como parâmetro a Coordenada Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	119
4.1-41	Pressão Média Radial em função da Coordenada Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	119
4.1-42	Variação Axial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada radial. Resina Acrílica – Corrida 25	120
4.1-43	Variação Radial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	120
4.1-44	Pressão Média Radial m função da Coordenada Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	121
4.1-45	Variação Axial da Fração Volumétrica de Gás, tendo como parâmetro a coordenada radial. Alumina – Corrida 10.....	122
4.1-46	Variação Radial da Fração Volumétrica de Gás, tendo como parâmetro a Coordenada Axial. Alumina – Corrida 10.....	123
4.2-1	Coefficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	125
4.2-2	Coefficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	126
4.2-3	Coefficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	126
4.2-4	Coefficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	127
4.2-5	Coefficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	127
4.2-6	Coefficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	128
4.2-7	Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	130
4.2-8	Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	130
4.2-9	Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	131
4.2-10	Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	131
4.2-11	Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	132
4.2-12	Coefficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	132
4.2-13	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Calor em função da Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	133
4.2-14	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	133

4.2-15	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Calor em função da Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	134
4.2-16	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	134
4.2-17	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Calor em função da Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	135
4.2-18	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	135
4.2-19	Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	137
4.2-20	Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	137
4.2-21	Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	138
4.2-22	Umidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	138
4.2-23	Variações Axiais da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	139
4.2-24	Umidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	139
4.2-25	Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m. Alumina – Corrida 10.....	141
4.2-26	Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210$ m. Alumina – Corrida 10.....	141
4.2-27	Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, em $r = 0,0$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	142
4.2-28	Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, em $r = 0,0210$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	142
4.2-29	Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	143
4.2-30	Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	143
4.2-31	Varição Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	144
4.2-32	Varição Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	145
4.2-33	Varição Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	145
4.2-34	Varição Radial da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina – Corrida 10.....	146
4.2-35	Varição Radial da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a coordenada axial. Areia 1 – Corrida 16.....	146
4.2-36	Varição Radial da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	147

4.2-37	Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 0,8\text{m}$. Alumina – Corrida 10.....	147
4.2-38	Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 1,2\text{m}$. Alumina – Corrida 10.....	148
4.2-39	Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 1,0\text{m}$. Areia 1 – Corrida 16.....	148
4.2-40	Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 2,0\text{m}$. Areia 1 – Corrida 16.....	149
4.2-41	Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 0,2\text{m}$. Resina Acrílica – Corrida 25.....	149
4.2-42	Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 0,6\text{m}$. Resina Acrílica – Corrida 25.....	150
4.2-43	Umidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	150
4.2-44	Umidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	151
4.2-45	Umidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	151
4.2-46	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	153
4.2-47	Variações Axiais das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	153
4.2-48	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	154
4.2-49	Temperatura do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina – Corrida 10.....	155
4.2-50	Variação Axial da Temperatura do Gás, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 – Corrida 16.....	156
4.2-51	Temperatura do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	156
4.2-52	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0\text{ m}$. Alumina – Corrida 10.....	157
4.2-53	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210\text{ m}$. Alumina – Corrida 10.....	157
4.2-54	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0\text{ m}$. Areia 1 – Corrida 16.....	158
4.2-55	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210\text{ m}$. Areia 1 – Corrida 16.....	158
4.2-56	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0\text{ m}$. Resina Acrílica – Corrida 25.....	159
4.2-57	Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210\text{ m}$. Resina Acrílica – Corrida 25.....	159
4.2-58	Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	160

4.2-59	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	161
4.2-60	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	161
4.2-61	Varição Radial da Temperatura do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina – Corrida 10.....	162
4.2-62	Varição Radial da Temperatura do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Areia 1 – Corrida 16.....	162
4.2-63	Varição Radial da Temperatura do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	163
4.2-64	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 0,8$ m. Alumina – Corrida 10.....	163
4.2-65	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 1,2$ m. Alumina – Corrida 10.....	164
4.2-66	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 1,0$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	164
4.2-67	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 2,0$ m. Areia 1 – Corrida 16.....	165
4.2-68	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 0,2$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	165
4.2-69	Varição Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 0,6$ m. Resina Acrílica – Corrida 25.....	166
4.2-70	Temperaturas Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Alumina – Corrida 10.....	166
4.2-71	Temperaturas Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Areia 1 – Corrida 16.....	167
4.2-72	Temperaturas Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Resina Acrílica – Corrida 25.....	167
4.3-1	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Calor Gás–Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a Vazão de Gás.....	176
4.3-2	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Massa Gás–Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a Vazão de Gás.	177
4.3-3	Tempo de Residência das Partículas em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a Vazão de Gás.....	177
4.3-4	Efeitos de X_{Si} e T_{gi} em X_{smr} : Planejamento Padrão.....	179
4.3-5	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Calor Gás–Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetros os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p).....	195
4.3-6	Coefficiente Médio Radial de Transferência de Massa Gás–Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetros os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p).....	196

4.3-7	Tempo de Residência das Partículas em função da Altura no Secador, tendo como parâmetros os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p).....	196
4.3-8	Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Alumina – Corrida 10.....	202
4.3-9	Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Alumina – Corrida 10.....	203
4.3-10	Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Alumina – Corrida 10.....	203
4.3-11	Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Areia 1 – Corrida 16.....	204
4.3-12	Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Areia 1 – Corrida 16.....	204
4.3-13	Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Areia 1 – Corrida 16.....	206
4.3-14	Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Resina Acrílica – Corrida 25.....	206
4.3-15	Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Resina Acrílica – Corrida 25.....	207
4.3-16	Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo (D_T) e da partícula (d_p). Resina Acrílica – Corrida 25.....	207
4.3-17	Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Alumina – Corrida 10.....	211
4.3-18	Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Areia 1 – Corrida 16.....	211
4.3-19	Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Resina Acrílica – Corrida 25.....	212
4.3-20	Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Alumina – Corrida 10.....	212

4.3-21	Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Areia 1 – Corrida 16.....	213
4.3-22	Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Resina Acrílica – Corrida 25.....	214
4.3-23	Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Alumina – Corrida 10.....	214
4.3-24	Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Areia 1 – Corrida 16.....	215
4.3-25	Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Resina Acrílica – Corrida 25.....	215

NOMENCLATURA

a	– área interfacial de sólidos por unidade de volume do secador.....	m^2/m^3
a_t	– área externa do secador por unidade de volume.....	m^2/m^3
A	– área da partícula projetada na direção normal ao movimento.....	m^2/m^3
c_{AL}	– calor específico da água.....	$J/(kg-K)$
c_s	– calor específico do sólido.....	$J/(kg-K)$
C_D	– coeficiente de arraste.....	—
c_{pg}	– calor específico do ar seco.....	$J/(kg-K)$
$\frac{c_{pg}}{c_{ps}}$	– calor específico médio do ar úmido.....	$J/(kg-K)$
$\frac{c_{pg}}{c_{ps}}$	– calor específico médio do sólido úmido.....	$J/(kg-K)$
c_{pv}	– calor específico do vapor d' água.....	$J/(kg-K)$
D_{AB}	– coeficiente de difusão ar-vapor d' água.....	m^2/s
d_p	– diâmetro médio da partícula.....	m
D_i	– diâmetro interno do tubo de secagem.....	m
g	– aceleração da gravidade.....	m/s^2
h	– coeficiente de transferência de calor convectivo gás-partícula.....	$W/(m^2-K)$
h_e	– coeficiente de transferência de calor por convecção livre.....	$W/(m^2-K)$
h_i	– coeficiente de transferência de calor por convecção forçada.....	$W/(m^2-K)$
h_p	– coeficiente global de transferência de calor entre o secador e o exterior.....	$W/(m^2-K)$
H	– entalpia do ar úmido.....	J/kg
H_a	– entalpia do ar seco.....	J/kg
H_{ag}	– entalpia da água.....	J/kg
H_s	– entalpia do ar úmido na saturação.....	J/kg
H_v	– entalpia de vaporização da água.....	J/kg
H_{vp}	– entalpia do vapor d' água.....	J/kg
i_L	– entalpia da água contida na partícula.....	J/kg
i_s	– entalpia do sólido úmido.....	J/kg
i_{ss}	– entalpia do sólido seco.....	J/kg
K	– condutividade térmica do ar.....	$W/(m-K)$
K_{iso}	– condutividade térmica do isolante.....	$W/(m-K)$
K_t	– condutividade térmica do tubo.....	$W/(m-K)$
K_y	– coeficiente convectivo de transferência de massa	

	gás-partícula.....	$\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
L	– altura do secador.....	m
m	– massa da partícula.....	kg
M_g	– massa molar do ar.....	kg/mol
N	– número de pontos experimentais.....	—
P	– pressão total.....	N/m^2
P_w	– pressão parcial do vapor d' água.....	N/m^2
P_{ws}	– pressão de saturação do vapor d' água.....	N/m^2
q	– taxa de transferência de calor gás-partícula.....	J/s
q_∞	– taxa de transferência de calor entre o secador e o exterior.....	J/s
Q_g	– vazão volumétrica de ar.....	m^3/s
Q_s	– vazão volumétrica de sólido.....	m^3/s
r	– coordenada radial.....	m
r_e	– raio externo do isolante que reveste o tubo de secagem.....	m
r_i	– raio interno do tubo de secagem.....	m
r_m	– raio externo do tubo de secagem.....	m
R	– constante dos gases ideais.....	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
S	– área da seção transversal do tubo de secagem.....	m^2
t_p	– tempo de residência das partículas no secador.....	s
T_e	– temperatura do raio externo do isolante.....	K
T_g	– temperatura do gás.....	K
T_s	– temperatura da partícula.....	K
T_∞	– temperatura ambiente.....	K
T_{bs}	– temperatura de bulbo seco do ar.....	K
T_{bu}	– temperatura de bulbo úmido do ar.....	K
u	– velocidade intersticial do gás.....	m/s
u*	– velocidade relativa gás-partícula.....	m/s
U_a	– coeficiente volumétrico de transferência de calor.....	$\text{W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$
v	– velocidade intersticial da partícula.....	m/s
v_t	– velocidade terminal da partícula.....	m/s
W_g	– vazão mássica de gás.....	kg/s
W_s	– vazão mássica de sólidos.....	kg/s
X_s	– umidade da partícula.....	$(\text{kg H}_2\text{O})/(\text{kg sólido seco})$
Y_g	– umidade do ar.....	$(\text{kg H}_2\text{O})/(\text{kg ar seco})$
Y_s	– umidade do ar na saturação.....	$(\text{kg H}_2\text{O})/(\text{kg ar seco})$

z – coordenada axial..... m

Letras Gregas

ε – fração volumétrica gasosa..... (m^3/m^3)
 ε_{\min} – fração volumétrica mínima de gás..... (m^3/m^3)
 ε_s – fração volumétrica de sólidos..... (m^3/m^3)
 $\varepsilon_{s\max}$ – fração volumétrica máxima de sólidos..... (m^3/m^3)
 μ – viscosidade do gás..... $kg/(m\cdot s)$
 μ_s – “viscosidade” de sólidos..... —
 ρ – massa específica do gás..... kg/m^3
 ρ_s – massa específica do sólido..... kg/m^3

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Transporte pneumático, como uma maneira de transporte de partículas sólidas, é uma operação importante e frequentemente utilizada nas indústrias de petróleo (craqueamento catalítico de petróleo), químicas, de processamento de gás e de alimentos.

Transporte a longa distância de carvão utilizando tubulações pneumáticas, alimentação do carvão no processamento de combustível sólido tal como a gaseificação de carvão, perfuração de poços de óleo são alguns exemplos representativos de processos nos quais a tecnologia de transporte pneumático de sólidos é utilizada. Na última década, houve um aumento na demanda a favor da utilização otimizada dessa tecnologia, particularmente nos processos de conversão de energia. Assim, a utilização otimizada dessa tecnologia requer bom entendimento do comportamento hidrodinâmico do escoamento da mistura gás — sólidos em tubos e capacidade para produzir tal comportamento.

Uma aplicação importante do estudo do transporte pneumático é a secagem pneumática. Basicamente, o procedimento da secagem pneumática consiste em introduzir pequenas partículas de material úmido na corrente quente do agente de secagem, geralmente ar. O processo de secagem ocorre então durante o transporte pneumático do material. A característica verificada na corrente da secagem é a alta intensidade da transferência de calor e massa entre os sólidos dispersos e o agente de secagem. Esse é o resultado de uma grande área interfacial e altas forças motrizes de transferências de calor e massa, como também a alta velocidade do gás em relação às partículas.

1.1. Objetivo e Justificativa

A maioria dos modelos matemáticos que descrevem, com boa aproximação, os fenômenos que ocorrem no transporte e na secagem pneumática são unidimensionais em regime permanente. Entretanto, evidências experimentais sugerem que a suposição de não variação radial das variáveis básicas podem não ser verdadeiras, embora os modelos unidimensionais tenham tido sucesso na predição da queda de pressão. Medindo as velocidades do gás e do sólido em diferentes posições radiais num sistema de transporte pneumático vertical, tanto Doig (1965) como Reddy (1967) determinaram uma não uniformidade radial. Além disso, a observação de Doig (1965) da não uniformidade na distribuição radial da concentração de sólidos está de acordo com a observação de Soo (1962). Um outro estudo realizado por Lee & Durst (1982) confirma a não uniformidade do perfil de velocidade da partícula através da seção transversal do tubo.

O objetivo desse trabalho é portanto o estudo da secagem pneumática, desenvolvendo para tal um modelo matemático que descreva os fenômenos que ocorrem na secagem pneumática, considerando variações radiais das variáveis básicas envolvidas no processo, tais como as velocidades e temperaturas do gás e do sólido e umidade do agente de secagem.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2. 1. Sobre o Escoamento Multifásico

Segundo Soo (1989) fases físicas da matéria consistem de vapor, líquido e sólido sob várias formas cristalinas. Num sistema de escoamento com uma mistura de fases, múltiplas interações ocorrem nas interfaces de várias configurações ou geometrias. No interior de uma dada fase física de uma mistura, cada elemento de resposta dinâmica similar constitui uma fase dinâmica no campo de escoamento. O escoamento multifásico se origina da multiplicidade de respostas dinâmicas diferentes. Como exemplo, pode-se citar uma suspensão gasosa de partículas sólidas de material idêntico; partículas com tamanhos diferentes constituem fases distintas devido a suas respostas iniciais diferentes para um campo de escoamento mutável. Esse conceito de escoamento multifásico pode ainda ser aplicado ao caso de uma suspensão de partículas monodispersas (tamanhos idênticos) com diferentes cargas eletrostáticas; para um dado campo elétrico, partículas de diferentes cargas constituem fases diferentes em razão das diferentes forças que agem sobre elas (Soo, 1965).

A dinâmica de sistemas multifásicos inclui transferências de momentum, de energia e de massa entre as fases, independentemente do fato das fases estarem ou não submetidas a um campo elétrico. Existem diversos sistemas multifásicos associados aos equipamentos de engenharia (operações unitárias) e processos químicos. Como exemplo, pode-se citar:

- sistemas gás — partículas sólidas: transportador pneumático, coletores de pó; leitos fluidizados, reatores heterogêneos, foguetes metalizados propulsores, ablação aerodinâmica; xerografia; poeira cósmica, precipitação radioativa.

- sistemas gás — gotas de líquido: atomizadores, sistemas de recobrimento de comprimidos (indústria farmacêutica), secadores, absorvedores, purificadores de gases, combustores; poluição do ar; resfriamento de gás, evaporação; bombeamento criogênico, resfriamento de vapor.

- sistemas de líquidos — bolhas de gás: absorvedores, evaporadores, purificadores de gases, bombas de elevação, cavitação, flotação, aeração, perda do refrigerante (acidentes em reatores nucleares).

- sistemas líquido — gás: ebulição e segurança de reator nuclear, ondas de superfície

- sistemas líquido — líquido: extração, homogeneização, emulsificação.

- sistemas líquido — partícula sólida: leitos fluidizados, flotação, sedimentação.

Sistemas de escoamento bifásico podem aproximadamente ser divididos em duas partes: sistemas de escoamento bifásico em fase densa, nos quais os efeitos de parede desempenham um papel predominante e no qual uma fase está principalmente segregada e como tal escoando ao longo da parede; sistemas de escoamento bifásico em fase dispersa, nos quais os efeitos de parede são de menor importância e nos quais uma fase - a fase dispersa - está presente na forma de pequenas partículas, gotas ou bolhas em toda parte da outra fase - a fase contínua.

Transporte de sólidos em fase dispersa, de uma maneira geral, é mais simples de analisar e de executar do que o escoamento em fase densa em virtude da menor interação entre as partículas (fase dispersa), mas a fase contínua, em contrapartida, requer grandes quantidades de gás.

2.2. Sobre as Correlações

O transporte de partículas sólidas em correntes de ar envolve uma grande quantidade de variáveis e fenômenos complexos, difíceis de analisar. Na prática, as variáveis do escoamento gás – sólido são preditas a partir de correlações empíricas de dados ou métodos semi – empíricos.

Correlações empíricas têm sido desenvolvidas na literatura para prever algumas das mais comumente procuradas variáveis de projeto tal como a queda de pressão. Geralmente, no desenvolvimento dessas correlações os pesquisadores produziram seus próprios experimentos, sobretudo para transporte de sólidos a baixas pressões do sistema. Konno & Saito (1969) estudaram tanto o transporte pneumático vertical quanto o horizontal, utilizando lágrimas de vidro, esferas de cobre e sementes de capim com diâmetros variando de 0,1 a 1,0 mm em dois tubos de vidro de 8,0 m de altura cada e diâmetros internos de 26,5 mm e 46,8 mm. Esses pesquisadores determinaram uma correlação empírica para a queda de pressão adicional, ou seja, a queda de pressão devida ao atrito dos sólidos com a parede em função de variáveis geométricas, tais como o comprimento e o diâmetro do tubo; variáveis dinâmicas, tais como a velocidade do ar e a razão entre as vazões mássicas do sólido e do ar e ainda da propriedade do ar, sua massa específica. Capes & Nakamura (1973) também estudaram o transporte pneumático vertical, utilizando um tubo de plástico (Plexiglas) com 3 in de diâmetro interno e 30 ft de altura. Foram utilizados, como material sólido, partículas de vidro, aço, sementes de colza e polietileno. Desenvolveram uma correlação empírica para o fator de atrito dos sólidos, similar ao obtido por Konno & Saito (1969).

A existência de expressões diferentes para forças de atrito indica que o termo que sobra na expressão da queda de pressão, que é chamado de atrito parede, não é simplesmente devido à interação dos sólidos com a parede. Ele pode ser originado graças à complexidade dos mecanismos de transporte de sólidos que envolve agregados ou correntes de partículas.

Outra variável de interesse para ser estimada é a velocidade dos sólidos. Klinzing (1981) revisou várias correlações para estimativa dessa velocidade. Gidaspow (1994) apresenta uma correlação para a velocidade dos sólidos, constituída por equações que dependem da faixa do número de Reynolds, baseada no diâmetro e na velocidade terminal da partícula.

Pode-se então aferir que a literatura sobre medidas experimentais e desenvolvimento de correlações é volumosa, enquanto a literatura sobre modelos matemáticos baseados nos princípios das equações de escoamento multifásico é relativamente escassa. Além disso, existem diversas revisões sobre sistemas de transporte gás — sólidos, tais como a de Leung (1980), Knowlton (1979), Bohnet (1982) e Morikawa (1982). Nesses artigos, os autores revisam principalmente as correlações disponíveis e dados experimentais e apresentam uma breve discussão sobre as aplicações das equações hidrodinâmicas, sobretudo aquelas utilizadas por Arastoopour & Gidaspow (1979) e Arastoopour, Lin & Weil (1982).

2.3. Sobre o Transporte Pneumático

O lento desenvolvimento do "approach" hidrodinâmico a sistemas gás — sólidos pode ser atribuído à complexa hidrodinâmica das misturas gás — sólidos, principalmente no modo denso de operação. Para obter a formulação generalizada do comportamento desses sistemas é essencial um "approach" mais fundamental baseado na mecânica dos fluidos e princípios termodinâmicos. Equações de escoamento multifásico têm sido desenvolvidas e analisadas por vários pesquisadores, tais como Wallis (1969), Ishii (1975), Gidaspow (1976), Banerjee & Chan (1980) e Chao, Soo & Sha (1984). No entanto, o "approach" de escoamento multifásico a sistemas gás-sólidos foi originalmente explorado por Soo (1967, 1979) e Jackson (1963, 1971). Em seguida, Rietema & Van Der Akker (1983), apresentaram uma dedução detalhada das equações de momentum para sistemas bifásicos dispersos. Michaelides (1984) desenvolveu um modelo baseado em métodos fenomenológicos para o comportamento da massa específica

variável do gás nas linhas de transporte pneumático para escoamento turbulento e Crowe (1982) reviu os modelos numéricos para escoamento diluído de gás-partículas. Além disso, o efeito da turbulência no movimento das partículas em suspensões gás-sólidos foi analisado por Yoshida & Masuda (1980) e Ozbelge (1983).

Nakamura & Capes (1973, 1976), Arastoopour & Gidaspow (1979a, 1979b, 1979c), Arastoopour, Lin & Weil (1982), Shih, Arastoopour & Weil (1982), foram os primeiros a aplicar as equações hidrodinâmicas multifásicas a um sistema gás-sólido diluído e comparar os valores preditos com dados experimentais disponíveis. Irons & Chang (1983) compararam valores preditos a partir de equações de escoamento bifásico numa linha pneumática com dados experimentais para estimar forças de atrito entre partículas.

A maioria desses modelos são unidimensionais em regime permanente, exceto o de Shih, Arastoopour & Weil (1982), que é um modelo bidimensional em regime permanente para um tubo horizontal.

Enquanto os modelos unidimensionais, de uma maneira geral, têm tido sucesso na predição da queda de pressão, evidências experimentais sugerem que a suposição de não variação radial das variáveis básicas podem não ser verdadeiras. Medindo velocidades do gás e do sólido em diferentes posições radiais num sistema de transporte pneumático vertical, tanto Doig (1965) quanto Reddy (1967) determinaram uma não uniformidade radial significativa. De fato, os perfis das velocidades do gás e do sólido parecem seguir uma variação radial que segue a lei da potência. Além disso, a observação de Doig (1965) da não uniformidade na distribuição radial da concentração de sólidos está de acordo com a observação similar de Soo (1962). Um outro estudo realizado por Lee & Durst (1982) confirma a não uniformidade do perfil de velocidade da partícula através da seção transversal do tubo.

Posteriormente, Adewumi & Arastoopour (1985) apresentaram um modelo pseudo-bidimensional para descrever transporte pneumático de partículas sólidas em tubos verticais. Enquanto no modelo proposto por esses pesquisadores são

desprezados os componentes radiais dos vetores velocidades, são consideradas as variações radiais dos componentes axiais dos vetores velocidades, assim como as variações radiais de outras variáveis do sistema. O modelo desses autores concorda razoavelmente bem com os dados experimentais do perfil de velocidade do sólido, obtidos por Reddy (1967). Todavia, Adewumi & Arastoopour (1986) afirmam que desprezando as velocidades radiais pode-se sobrepujar alguns efeitos importantes, tal como a circulação interna localizada de sólidos, que pode se tornar apreciável se o sistema se aproxima da condição de obstrução ("chocking") e também na região de entrada onde as condições de alimentação têm o maior impacto.

A seguir, apresentaremos o modelo proposto por Adewumi & Arastoopour (1986). As suposições básicas realizadas para o desenvolvimento do modelo bidimensional em regime permanente para o transporte pneumático vertical de um sistema gás-sólido são as seguintes: o sistema é isotérmico e não existe transferência de massa entre as fases, o tamanho da partícula é uniforme e as partículas têm a mesma massa específica, partículas sólidas de tamanho e massa específica uniformes são definidas como uma fase particulada, em que se supõe que cada fase forme o continuum; supõe-se que a fase particulada seja incompressível, enquanto a fase gasosa siga a lei dos gases ideais, supõe-se ainda que exista gradiente de pressão apenas na fase gasosa.

As equações conservativas e constitutivas que definem o modelo são:

— Equações da Continuidade:

— Fase Gasosa:

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon u_z)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \varepsilon u_r) = 0 \quad (2.1)$$

— Fase Particulada:

$$\frac{\partial}{\partial z} [\rho_s (1 - \varepsilon) v_z] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_s (1 - \varepsilon) v_r] = 0 \quad (2.2)$$

nas quais u_z e v_z são os componentes axiais dos vetores velocidades das fases gasosa e particulada, respectivamente; ρ e ρ_s são as massas específicas do gás e do sólido, ε é a fração volumétrica do gás, u_r e v_r são os componentes radiais dos vetores velocidades das fases gasosa e particulada.

— **Equações de Momentum na direção axial:**

— **Fase Gasosa :**

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho \varepsilon u_z^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \varepsilon u_z u_r) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - F_{Dz} - F_{Gg} \quad (2.3)$$

— **Fase Particulada:**

$$\frac{\partial}{\partial z} [\rho_s (1 - \varepsilon) v_z^2] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_s (1 - \varepsilon) v_z v_r] = \frac{\mu_s}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (1 - \varepsilon) \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] + F_{Dz} - F_{Gs} \quad (2.4)$$

nas quais μ_g é a viscosidade do gás, μ_s é a “viscosidade” da fase particulada, F_{Dz} é a força de arraste na direção axial, F_{Gg} e F_{Gs} são as forças gravitacionais das fases gasosa e particulada, respectivamente.

— Equações de Momentum na direção radial :

— Fase Gasosa:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho \varepsilon u_z u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \varepsilon u_r^2) = - \frac{\partial P}{\partial z} - F_{Dr} \quad (2.5)$$

— Fase Particulada:

$$\frac{\partial}{\partial z} [\rho_s (1 - \varepsilon) v_z v_r] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_s (1 - \varepsilon) v_r^2] = F_{Dr} \quad (2.6)$$

na qual F_{Dr} é a força de arraste na direção radial.

— Equações Constitutivas:

— Equações de estado:

— Fase Gasosa :

$$\rho = \frac{M_g}{R T} P \quad (2.7)$$

— Fase Particulada :

$$\rho_s = \rho_{s0} = \text{const} \quad (2.8)$$

na qual M_g é a massa molar do gás; R , a constante universal dos gases ideais; T , a temperatura absoluta do gás; P , a pressão absoluta do gás e ρ_{s0} a massa específica do sólido na entrada.

— Forças da Gravidade:

— Fase Gasosa:

$$F_{Gg} = \rho \varepsilon g \quad (2.9)$$

$$\text{— Fase Particulada: } F_{G_s} = \rho_{so} (1 - \varepsilon) g \quad (2.10)$$

— Forças de Arraste :

A suposição básica feita por Adewumi & Arastoopour (1986) é que a forma funcional das expressões da força de arraste é a mesma tanto para a direção axial quanto para a direção radial.

— Direção Axial:

$$F_{Dz} = \frac{3}{4} \frac{C_{Dz} (1 - \varepsilon) (u_z - v_z) |u_z - v_z| \rho}{d_p \varepsilon^{2,67}} \quad (2.11)$$

— Direção Radial :

$$F_{Dr} = \frac{3}{4} \frac{C_{Dr} (1 - \varepsilon) (u_r - v_r) |u_r - v_r| \rho}{d_p \varepsilon^{2,67}} \quad (2.12)$$

em que os coeficientes de arraste nas direções axial e radial são dados, respectivamente, pelas equações a seguir:

$$C_{Dz} = \begin{cases} \frac{24}{Re_z} (1,0 + 0,15 Re_z^{0,687}) & ; Re_z < 1000 \\ 0,44 & ; Re_z \geq 1000 \end{cases} \quad (2.13)$$

$$C_{Dr} = \begin{cases} \frac{24}{Re_r} (1,0 + 0,15 Re_r^{0,687}) & ; Re_r < 1000 \\ 0,44 & ; Re_r \geq 1000 \end{cases} \quad (2.14)$$

nas quais
$$\text{Re}_z = \frac{\rho |u_z - v_z| d_p}{\mu} \quad \text{e} \quad \text{Re}_r = \frac{\rho |u_r - v_r| d_p}{\mu} \quad (2.15)$$

— **Condições de Contorno**

— **Condição de Contorno relativa à coordenada axial:**

Especificam-se a seguir as condições de entrada no tubo. Em se tratando de um problema de valor inicial especifica-se, então, em $z = 0$ os valores de u_z , v_z , ϵ e \mathbf{P} , baseando-se nas condições da alimentação e na carga dos sólidos. Supõe-se distribuição parabólica para as velocidades radiais na entrada do tubo. Esses perfis são tais que fornecem o valor zero na parede e máximo no eixo do tubo.

— **Condições de Contorno relativas à coordenada radial:**

— Em $r = 0$ (eixo do tubo) supõe-se simetria, tendo-se portanto o seguinte:

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial v_z}{\partial r} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = 0$$

— Em $r = R$ (parede do tubo):

$$u_r = 0 \quad ; \quad v_r = 0$$

$$u_z = 0 \quad \text{ou um número muito pequeno}$$

Para resolver o sistema de equações diferenciais parciais quase lineares, Adewumi & Arastoopour (1986) utilizaram o método numérico das linhas, que consiste em transformar um conjunto de equações diferenciais parciais e as

associadas condições de contorno num sistema acoplado de equações diferenciais ordinárias. O estudo paramétrico foi conduzido num sistema similar ao experimental de Reddy (1967). O valor da “viscosidade” de sólidos utilizado no modelo foi calculado baseado nos dados experimentais de Arastoopour, Wang & Weil (1982) e de Arastoopour & Cutchin III (1985). O sistema de variáveis preditas e sua distribuição sob diferentes condições de operação concordam com o comportamento observado do sistema reportado na literatura. Os perfis de velocidade de sólidos preditos a partir desse modelo concordam razoavelmente bem com os dados experimentais.

2.4. Sobre a Força de Interação Partícula - Partícula

Para se levar em conta a resistência cisalhante e a transferência de calor num sistema multifásico, deve-se conhecer as propriedades de transporte de interações entre as fases. No caso mais simples de uma suspensão de partículas esféricas idênticas num gás, interações entre as duas fases dão origem, por exemplo, às viscosidades devidas às interações fluido-fluido, fluido-partícula e partícula-partícula.

A viscosidade é a propriedade que o fluido possui para resistir à taxa de deformação provocada pela ação de forças cisalhantes, ou ainda, é a medida da resistência do fluido à taxa de deformação.

A partir da teoria cinética dos gases, utilizando o modelo da esfera rígida, pode-se mostrar (Welty, Wicks & Wilson, 1984) que:

$$\mu = \frac{2}{3\pi^{3/2}} \frac{\sqrt{mKT}}{d^2} \quad (2.16)$$

sendo d o diâmetro de colisão, k a constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-16}$ ergs/K) e T a temperatura absoluta.

A equação (2.16) indica que a viscosidade de um gás é independente da pressão. Evidências experimentais indicam que a baixas temperaturas, a viscosidade varia mais rapidamente do que $T^{0.5}$. A falha está no modelo utilizado, o da esfera rígida.

Pode-se obter expressões para os coeficientes de transporte em termos do potencial de energia de interação entre um par de moléculas do gás. Esse potencial de energia ϕ está relacionado à força de interação F pela relação $F = -d\phi / dr$, em que r é a distância entre as moléculas. Um dos potenciais utilizados é o potencial de Lennard-Jones, dado por:

$$\rho(r) = 4 \xi \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (2.17)$$

na qual σ é um diâmetro característico da molécula (diâmetro de colisão) e ξ é a energia característica de interação entre as moléculas (o máximo de energia de atração entre um par de moléculas).

A viscosidade, à temperatura T , de um gás monoatômico puro de massa molar M pode ser escrito em função dos parâmetros σ e ξ como (Bird, Stewart & Lightfoot, 1960):

$$\mu = 2,6693 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{M T}}{\sigma^2 \Omega_{\mu}} \quad (2.18)$$

em que μ está em $g/(cm \cdot s)$, T em Kelvin, σ em Angstrom e Ω_{μ} é uma fraca função da temperatura adimensional ($K T / \xi$).

Essa teoria foi estendida para incluir misturas multicomponentes de gás por Curtiss & Hirschfelder (1949). Entretanto, a fórmula semiempírica de Wilke (1950) é adequada:

$$\mu_{\text{mis}} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i \mu_i}{x_j \phi_{ij}} \quad (2.19)$$

na qual:

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (2.20)$$

na qual n é o número de espécies químicas na misturas; x_i e x_j são as frações molares das espécies i e j ; μ_i e μ_j são as viscosidades das espécies i e j , à temperatura e pressão do sistema e M_i e M_j são as correspondentes massas molares.

O caso mais simples é o de uma suspensão diluída, que no sentido dinâmico, é definida quando o efeito da interação partícula-partícula é desprezível em relação à interação fluido-partícula. Nesse caso, a tensão de cisalhamento e o fluxo de calor não são afetados pela presença das partículas, sendo provenientes apenas das interações fluido-partícula, desde que o efeito da interação partícula-partícula seja desprezível.

A resistência ao cisalhamento da nuvem de partículas resulta da resistência à difusão do momentum através do transporte material de partículas que possuem um dado momentum por unidade de volume, e através da difusividade da partícula na mistura (Soo, 1969).

Soo (1969) exemplificou com a seguinte expressão para a tensão de cisalhamento em função do gradiente, na direção y , do componente na direção z do momentum:

$$\tau_{zy} = D_{\text{pm}} \frac{\partial}{\partial y} (\rho_s v) \cong D_{\text{pm}} \rho_s \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.21)$$

em que D_{pm} é a difusividade da partícula na mistura.

Para suspensões diluídas, $D_{pm} \sim D_{pf}$, a difusividade da partícula no fluido. As viscosidades dos componentes na mistura são :

$$\mu_{fm} = \bar{\mu} \quad ; \quad \mu_{pm} = \mu_{pf} \cong D_{pf} \rho_s$$

sendo μ_{fm} a viscosidade do fluido na mistura, $\bar{\mu}$ a viscosidade do material, μ_{pm} a viscosidade da partícula na mistura e μ_{pf} a viscosidade da partícula no fluido.

As suspensões diluídas são caracterizadas, portanto, por interações fracas e grande movimento relativo entre as fases. Essa característica simplifica as formulações e facilita a solução rigorosa de problemas. O caminho livre médio é significativo quando a fração volumétrica de partículas é menor que 10% (Soo, 1989). Acima disso, movimentos relativos são produzidos a partir da disponibilidade de espaços vazios na suspensão e fortes interações partículas e fluido têm que ser consideradas.

Na situação em que o movimento da partícula não é desacelerado devido ao movimento do gás, Einstein (1906) mostrou que a viscosidade μ_m de um fluido incompressível contendo esferas sólidas é dado por:

$$\mu_m = \mu_f (1 + 2,5 \alpha) \quad (2.22)$$

para pequenos α , sendo α a fração do volume total ocupado pelas partículas e μ_f a viscosidade do fluido puro.

Alguma simplificação é possível para um sistema muito denso quando a fração em volume das partículas for alta, entre 40 e 74%, dependendo da distribuição de tamanho das partículas. Nessas altas densidades, fortes interações são acompanhadas por movimentos relativos fracos. Entre os dois extremos de

concentração, a situação torna-se complicada e os movimentos tendem a ser instáveis.

Quando a suspensão for densa tal que a concentração esteja próxima à do leito fixo, a viscosidade aparente ou resistência ao cisalhamento da mistura será alta enquanto que a difusividade das partículas será baixa devido ao pouco espaço disponível para movimento randômico. A turbulência do fluido pode então ser sufocada. Como resultado, pode ocorrer uma forma de escoamento laminar e essencialmente não-newtoniano (Brodkey, 1967). Nesse caso, as interações tendem a camuflar o efeito da presença do fluido (Savage, 1983).

O movimento da fase particulada é influenciada pela força de arraste exercida pelo gás. A viscosidade devida à interação partícula-partícula (μ_s) pode ser representada de forma simplificada como (Soo, 1989):

$$\mu_s \approx C_\mu x_p^2 a^2 \bar{\rho}_p \left[\frac{\partial v}{\partial r} \right] \quad (2.23)$$

sendo C_μ uma constante da ordem da unidade para partículas esféricas com colisões elásticas; x_p , a concentração volumétrica de partículas; a , o raio da partícula; v , a velocidade da partícula e r a coordenada radial do tubo.

C_μ pode, em geral, ser tratado como coeficiente empírico para levar em conta a não esfericidade, distribuição de tamanho, colisões inelásticas e atrito deslizante. Essa relação só é válida para partículas isométricas e quando o efeito da colisão sobrepujar o atrito devido ao movimento relativo, isto é, as partículas não podem ser muito pequenas.

Gidaspow (1986) procedeu a uma revisão da modelagem hidrodinâmica da fluidização de leitos borbulhantes e mostrou que os modelos de fluidos invíscidos eram capazes de prever uma boa parte do comportamento dos leitos borbulhantes pois o mecanismo predominante da dissipação de energia é o arraste exercido pelo fluido sobre as partículas. Todavia, modelos de fluidos invíscidos podem não prever corretamente taxas de erosão ao redor de tubos imersos em

leitos fluidizados. Para modelar corretamente tal comportamento, adicionaram-se ao modelo tensões granulares que envolviam viscosidade de sólidos. Essa viscosidade aparece em razão da colisão aleatória entre as partículas.

Gidaspow, Tsuo & Ding (1990) evidenciaram que enquanto que no caso de leitos borbulhantes a viscosidade de sólidos desempenhava o papel de uma correção, a modelagem de um leito fluidizado circulante sem essa viscosidade não era possível, visto que dados experimentais obtidos no Illinois Institute of Technology e no Institute of Gas Technology, ambos em Chicago, mostraram que a dissipação viscosa dos sólidos nos leitos fluidizados circulantes era responsável por 50 a 80% da queda de pressão. Mediante esses resultados experimentais, Gidaspow, Tsuo & Ding (1990) computaram a viscosidade de sólidos no modelo a fim de prever distribuições radiais e velocidades de sólidos. A teoria cinética, fundamentada nas teorias de escoamento granular desenvolvidas por Savage (1983, 1988) e Jenkins & Savage (1983), foi utilizada para desenvolver termos da equação de momentum, tais como a pressão dinâmica de sólidos e a viscosidade de sólidos, relacionadas à temperatura granular T , por meio das equações:

$$P_s = \varepsilon_s \rho_s \left[1 + 2 \left(1 + e^* \right) \varepsilon_s g_o \right] T \quad (2.24)$$

$$\mu_s = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_p g_o \left(1 + e^* \right) \left(\frac{T_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.25)$$

sendo e^* o coeficiente de restituição e g_o uma função distribuição radial relacionada à fração volumétrica de sólidos através da equação a seguir, proposta por Ding & Gidaspow (1990):

$$g_o = \frac{3}{5} \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s\max}} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (2.26)$$

Para o projeto de sistemas de transporte pneumático vertical de sólidos, a literatura oferece algumas correlações empíricas e modelos hidrodinâmicos. As correlações são limitadas aos dados experimentais e os modelos são geralmente limitados às estreitas distribuições de tamanho de partícula. O projeto do transporte de sólidos com longa distribuição de tamanho de partícula requer que se leve em conta tanto a segregação de partículas quanto seu efeito na queda de pressão e nos limites de “choking”.

O modelo hidrodinâmico de tais sistemas pode considerar os sólidos como o componente de várias fases. Se se supõe que os sólidos consistem de um número finito de fases sólidas, os modelos hidrodinâmicos que consideram duas ou três fases podem ser estendidos a sistemas mais complexos. Além disso, é evidente que a interação entre partículas deva ser considerada nesses modelos.

No trabalho apresentado por Arastoopour, Lin & Weil (1982), os autores desenvolveram um modelo hidrodinâmico para transporte pneumático de sólidos para considerar os efeitos devidos à distribuição de tamanho de partícula. Esse modelo é descrito por equações multifásicas, unidimensionais, isotérmicas, em regime permanente e os autores ainda supõem que não há transferências de calor e de massa entre as fases, que o atrito partícula-parede seja desprezível pois as fases sólidas estão diluídas e observa-se que a fração volumétrica gasosa foi utilizada nas expressões da força de arraste exercida pelo gás sobre cada uma das fases particuladas.

Como mostrado por Arastoopour & Gidaspow (1979a), no escoamento gás-sólido em fase densa, a existência de aglomerados pode ser considerada como resultado do amontoamento (“trapping”) de partículas de diferentes tamanhos, colisão de partículas com as paredes e entre elas e interação entre as camadas limites das partículas individuais. Os aglomerados podem também ocorrer se as partículas são pegajosas. Para levar em conta os aglomerados, definiu-se um diâmetro efetivo médio para as partículas individuais:

$$d_{ci} = \frac{d_i}{e^*} \quad (2.27)$$

na qual d_{ei} é o diâmetro efetivo da partícula i , d_i , o diâmetro da partícula i e o parâmetro e^* está relacionado ao coeficiente de restituição.

As equações da continuidade e de momentum da mistura podem ser escritas como (Ishi, 1975, Banerjee & Chan, 1980):

$$\text{Continuidade Fase Gasosa: } \frac{d}{dx} (\varepsilon_g \rho_g V_g) = 0 \quad (2.28)$$

$$\text{Continuidade Fase Sólida } i: \frac{d}{dx} (\varepsilon_i \rho_i V_i) = 0 \quad ; \quad i = 1, \dots, n \quad (2.29)$$

Momentum da Mistura:

$$\varepsilon_g \rho_g V_g \frac{dV_g}{dx} + \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \rho_i V_i \frac{dV_i}{dx} + \frac{dP}{dx} = - \left[\varepsilon_g \rho_g + \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \rho_i \right] g - f_w \quad (2.30)$$

Supõe-se gás ideal e sólidos incompressíveis.

Para se determinar a velocidade do gás V_g , as velocidades dos sólidos V_i , a pressão do sistema P e as frações volumétricas ε_g e ε_i , necessitam-se de $(2n + 2)$ equações, além da equação a seguir:

$$\varepsilon_n = 1 - \varepsilon_g - \sum_{i=1}^{n-1} \varepsilon_i \quad (2.31)$$

A partir das equações da continuidade e de momentum da mistura, tem-se $(n+2)$ equações. As n equações remanescentes são as equações de momentum para a fase sólida, que têm sido propostas de diferentes formas. Arastoopour, Lin & Weil (1982) utilizaram o modelo unidimensional da velocidade relativa proposto por Gidaspow (1976), utilizando os métodos de desequilíbrio termodinâmico.

Relação constitutiva para a mistura:

$$-\frac{1}{2} \frac{d}{dx} (V_g - V_i)^2 = \frac{f_i}{\rho_i} - g - \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^n I_{ij} \quad ; \quad j \neq i \quad (2.32)$$

Resumindo, o procedimento para a dedução da relação constitutiva para a mistura consiste em supor a existência de uma função da entropia, a qual, além de ser uma função da energia interna, do volume, do número de moles, é também uma função da velocidade relativa. A entropia é preferencialmente função da velocidade relativa do que das velocidades individuais do gás e do sólido. Depois de se supor a existência da mencionada função da entropia ou de seu inverso, uma função da energia, efetuou-se o balanço de energia. Então, desenvolveu-se uma expressão para produção de entropia mediante as manipulações usuais da matemática em fenômenos de transporte.

Lin & Weil (1982) utilizaram o modelo unidimensional da velocidade relativa proposto por Gidaspow (1976).

Nas equações anteriores f_w é o atrito gás-parede; similarmente a Arastoopour & Gidaspow (1979a), utilizou-se a equação de Fanning para o atrito gás-parede.

A força de arraste f_i , exercida pelo gás por unidade de volume da partícula i pode ser escrito como (Richardson & Zaki, 1954):

$$f_i = \frac{3}{4} C_{Di} \frac{\rho_g (V_g - V_i)}{d_{ei}} |V_g - V_i| \varepsilon_g^{-2,65} \quad (2.33)$$

Essa expressão foi utilizada por Wen & Galli (1971) e Yang (1977), sendo válida para partículas esféricas. O coeficiente de arraste C_{Di} pode ser relacionado ao número de Reynolds (Rowe & Henwood, 1961):

$$C_{Di} = \begin{cases} \frac{24}{Re_i} (1 + 0,15 Re_i^{0,687}) & ; Re_i < 1000 \\ 0,44 & ; Re_i \geq 1000 \end{cases} \quad (2.34)$$

na qual:
$$Re_i = \frac{\rho_g \varepsilon_g d_{ei} (V_g - V_i)}{\mu_g} \quad (2.35)$$

A interação partícula-partícula I_{ij} , que resulta de colisões entre partículas de diferentes velocidades, originou-se da conservação de momentum linear e a consideração que a velocidade relativa depois da colisão é igual à velocidade relativa antes da colisão vezes o coeficiente de restituição (Nakamura & Capes, 1976; Lin, 1980):

$$\left(\begin{array}{c} \text{Coeficiente de} \\ \text{Restituição} \end{array} \right) = \frac{\text{(Velocidade relativa depois da colisão)}}{\text{(Velocidade relativa antes da colisão)}}$$

Para misturas de partículas de vários tamanhos, a transferência de momentum entre as partículas i e j , pode ser escrita como:

$$I_{ij} = \frac{3}{4} \alpha (1 + e^*) \frac{\rho_i \rho_j \varepsilon_j (R_i + R_j)^2}{(\rho_i R_i^3 + \rho_j R_j^3)} (V_i - V_j)^2 \quad (2.36)$$

em que e^* é o coeficiente de restituição. As colisões entre as partículas são **plásticas** quando $e^* = 0$ e as colisões são **elásticas** quando $e^* = 1$. O valor de α leva em conta colisões “non-head” e dispersão múltipla e pode ser função do tamanho e da massa específica da partícula.

As equações (2.28) a (2.32) formam um conjunto de $(2n + 3)$ equações diferenciais não lineares de primeira ordem. Os autores utilizaram o método de

Runge-Kutta para obter os resultados numéricos para o conjunto de equações diferenciais como um problema de valor inicial. A fim de serem capazes de comparar os resultados calculados a partir dos modelos propostos com dados experimentais, os autores utilizaram o mesmo sistema de transporte pneumático de partículas com larga distribuição de tamanho, com diâmetros variando de 0,0671 a 1,4478 mm. O tubo de transporte tinha 7,36 cm de diâmetro e 15,2 m de altura. Os experimentos foram realizados com nitrogênio e carvão mineral (lignita) com massa específica de 1260 kg/m^3 . No experimento de Knowlton & Bachovchin (1976) mediram-se a velocidade superficial do gás U_g , a vazão mássica de sólidos W_s , a pressão na entrada e a queda de pressão em diferentes seções do tubo. Para comparar os valores calculados com os experimentais, são necessários os valores iniciais (na alimentação) da fração volumétrica do gás, de α e do coeficiente de restituição. Como não se dispunha de valores para esses parâmetros, selecionaram-se valores razoáveis para cada parâmetro. Os valores calculados não são sensíveis aos valores de α ; no entanto, foi atribuído o valor $\alpha = 1$ para todos os cálculos. O efeito de diferentes valores do coeficiente de restituição foi determinado à pressão inicial de $4,824 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$, à fração volumétrica gasosa inicial de 0,9 e à velocidade superficial de gás de 15,24 m/s.

As partículas grandes são aceleradas não apenas pelo gás mas também pelas partículas pequenas graças à transferência de momentum causada por colisões entre as partículas. Os pequenos valores do coeficiente de restituição, como fisicamente esperado, resultam em maiores diâmetros efetivos de partículas, velocidades pequenas de sólidos e então altos valores para a queda de pressão. Para um baixo valor do coeficiente de restituição, a zona de aceleração é maior, pois as velocidades das partículas são baixas por causa dos maiores diâmetros efetivos das partículas.

Para quaisquer valores das velocidades superficiais do gás, as partículas pequenas têm velocidades maiores que as velocidades das partículas grandes graças às forças de arraste mais efetivas. À proporção que a velocidade

superficial do gás aumenta, a partícula continua a acelerar em virtude das altas velocidades relativas entre o gás e as fases sólidas; por conseguinte, as velocidades dos sólidos são maiores que aquelas a menores velocidades do gás.

De acordo com Nakamura & Capes (1976), a segregação ao longo do tubo pode ser expressa pela razão entre as concentrações em volume do sólido (x_i / X_i):

$$\bar{X}_i = \frac{x_i}{X_i} = (1 - \varepsilon_{g1}) \left[\varepsilon_{i1} + \sum_{j=1}^{n-1} \varepsilon_{j1} \left(\frac{\bar{V}_i}{\bar{V}_j} \right) \right] ; \quad j \neq i \quad (2.37)$$

Essa expressão indica que a segregação é determinada pela razão entre as velocidades de sólidos. Para baixas velocidades superficiais do gás, as partículas pequenas têm significativamente acelerações maiores que as partículas grandes. Para altas velocidades iniciais do gás, a força de arraste exercida pelo gás nas partículas pequenas e nas grandes é suficiente para acelerar todas as partículas; por conseguinte, a razão entre as velocidades das partículas é da ordem da unidade. Consequentemente, a segregação de partículas é mais acentuada para baixas velocidades iniciais do gás do que para altas velocidades iniciais do gás. A segregação máxima ocorre no começo da zona de aceleração quando a interação entre as partículas não é significativa comparada com outras forças e quando as partículas pequenas estão mais aceleradas em razão da maior força de arraste.

Portanto, o modelo apresentado por Arastoopour, Lin & Weil (1982) para transporte pneumático vertical de sólidos é importante pois considera os efeitos devidos à distribuição de tamanho de partícula e inclui termos que consideram a interação entre as partículas. A aplicabilidade do modelo foi mostrada comparando-se as quedas de pressão calculada e experimental (dados retirados da literatura) com pressões largamente diferentes.

O estudo realizado pelos autores indica a importância do modelo, porém a necessidade de se obter melhores estimativas das forças de interação entre as

partículas e da fração volumétrica de sólidos para relacionar segregação e queda de pressão aos parâmetros de operação do escoamento, tais como a vazão, distribuição de tamanho e pressão. Uma força de interação apropriada aperfeiçoará os modelos de escoamento multifásico para sistemas gás-sólidos.

Nessa mesma linha de pesquisa, Arastoopour, Wang & Weil (1982) projetaram e construíram um equipamento para medir propriedades de transporte de sólidos, necessárias à análise da interação partícula-partícula. Além disso, os autores desenvolveram um modelo hidrodinâmico para transformar os dados experimentais numa expressão que considere as interações entre partículas. As variáveis operacionais de interesse para o sistema de transporte pneumático são a velocidade do gás de transporte e a vazão de sólidos. As propriedades de interesse do material são a massa específica do sólido e a distribuição de tamanho das partículas. As quantidades medidas no experimento foram a queda de pressão e velocidade da partícula do tipo D, de acordo com a classificação de Geldart (1973). Como gás de transporte foi utilizado ar à temperatura ambiente. Em seus experimentos, os pesquisadores, a fim de estudarem a interação partícula-partícula, utilizaram areia lavada e seca como partícula fina e vidro, cerâmica e aço inoxidável (com três diferentes diâmetros) como partículas do tipo D (Geldart, 1973), com diâmetros variando de 0,476 a 0,794 cm e massas específicas de 2640 a 7641 kg/m³, enquanto o diâmetro médio das partículas finas era de 0,03 cm, com massa específica de 2640 kg/m³ e a velocidade relativa na faixa de 7 a 16 m/s.

Para investigar uma possível expressão para a força de arraste partícula-partícula baseada em seus dados experimentais, Arastoopour, Wang & Weil (1982), efetuaram o seguinte balanço de momentum unidimensional para uma partícula do tipo D (Geldart, 1973):

$$\rho_p V_p \frac{dV_p}{dx} = \rho_p g - F_{Dg} - F_{Ds} \quad (2.38)$$

em que V_p e ρ_p são a velocidade e a massa específica das partículas do tipo D (Geldart, 1973); F_{Dg} é a força de arraste exercida pelo gás sobre as partículas do tipo D (Geldart, 1973), por unidade de volume da partícula do tipo D (Geldart, 1973); F_{Ds} é a força de interação partícula-partícula, exercida pelas partículas finas, por unidade de volume da partícula do tipo D (Geldart, 1973).

A força de arraste exercida pelo gás de transporte numa unidade de volume da partícula esférica do tipo D (Geldart, 1973) foi suposta, pelos autores, ser independente da carga de sólidos e foi escrita como:

$$F_{Dg} = \frac{3}{4} C_{Dp} \frac{\rho_g}{d_p} (V_p - V_g)^2 \quad (2.39)$$

O coeficiente de arraste C_{Dp} pode ser relacionado ao número de Reynolds (Rowe & Henwood, 1961):

$$C_{Dp} = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) & ; \quad Re_p < 1000 \\ 0,44 & ; \quad Re_p \geq 1000 \end{cases} \quad (2.40)$$

sendo
$$Re_p = \frac{\rho_g d_p |V_p - V_g|}{\mu_g} \quad (2.41)$$

Os autores consideraram que a força de arraste, aparentemente exercida sobre as partículas finas F_{Ds} por unidade de volume da partícula do tipo D (Geldart, 1973), possuía a forma:

$$F_{Ds} = \beta (V_p - \bar{V}_s)^2 \quad (2.42)$$

O coeficiente de interação partícula-partícula β pode ser função das massas específicas e dos diâmetros das partículas do tipo D (Geldart, 1973) e dos sólidos finos, da fração volumétrica de sólidos e da massa específica do gás. Pode ainda ser função da velocidade, assim como na expressão de F_{Dg} .

Para estimar a velocidade inicial das partículas do tipo D (Geldart, 1973), procedeu-se a um experimento sem sólidos finos, o qual pode ser descrito pela equação (2.38) com funções de arraste conhecidas (isto é, $F_{Ds} = 0$).

Para determinar os valores necessários de \bar{V}_s , na equação (2.42), modelos hidrodinâmicos desenvolvidos por Arastoopour & Gidaspow (1979c) e Arastoopour, Lin & Weil (1980) foram utilizados. Uma comparação com êxito da queda de pressão calculada com dados experimentais mostraram que o modelo era apropriado.

As velocidades calculadas do gás e dos sólidos finos e frações volumétricas foram utilizados na estimativa da força de arraste exercida nas partículas do tipo D (Geldart, 1973).

Os autores resolveram as equações (2.38) e (2.39) simultaneamente para determinar os valores de β , valendo-se dos valores experimentais para a velocidade média das partículas do tipo D (Geldart, 1973). Obtiveram-se valores de β para os cinco tipos de partículas do tipo D (Geldart, 1973), para diferentes vazões de sólidos e velocidades do gás. Na faixa experimental investigada pelos autores, a massa específica da partícula do tipo D (Geldart, 1973) não afeta β significativamente. Além disso, evidenciou-se que esse coeficiente aumenta linearmente com a concentração de sólidos finos. À proporção que a fração volumétrica de sólidos ϵ_s se aproxima de zero, indicando que não tem sólidos circulando no sistema, o coeficiente β se aproxima de zero, o que está de acordo com o esperado. O seu valor é inversamente proporcional ao diâmetro das partículas grosseiras.

Conforme a expressão teórica de Soo (1967), os autores consideraram a seguinte correlação para β :

$$\beta = \frac{C_f \rho_s \varepsilon_s}{d_p} \quad (2.43)$$

O método de regressão linear foi utilizado para determinar os valores numéricos na equação acima e averiguou-se que C_f era uma função do diâmetro da partícula:

$$C_f = \frac{0,7}{d_p^{0,146}} \quad (2.44)$$

em que d_p está em metros. Assim sendo, a expressão final para β , baseada nos dados experimentais de Arastoopour, Wang & Weil (1982), com desvio padrão de 1,256, foi:

$$\beta = 0,7 \frac{\rho_s \varepsilon_s}{d_p^{1,146}} \quad (2.45)$$

Desta forma, a expressão desenvolvida pelos autores, mediante seus dados experimentais, para a força de interação partícula-partícula foi a seguinte:

$$F_{Ds} = C_f \frac{\rho_s \varepsilon_s}{d_p} (V_p - \bar{V}_s)^2 \quad (2.46)$$

na qual C_f é dado pela equação (2.44).

Os autores ainda sugeriram que o sistema experimental deveria ser aperfeiçoado, com relação às medidas de fração de sólidos ou velocidade, a fim de minimizar a limitação e estender a faixa das condições de operação.

Posteriormente, Arastoopour & Cutchin III (1985) modificaram o aparato experimental de Arastoopour, Wang & Weil (1982) para escoamento concorrente de partículas numa linha de transporte pneumático vertical a fim de estudar a

interação partícula-partícula com baixa velocidade relativa, que variou de 0,3 a 4,6 m/s. No sistema experimental desenvolvido por Arastoopour & Cutchin III (1985), a interação partícula-partícula é uma combinação das forças de colisão e de arraste, em razão da baixa velocidade relativa, ao passo que no trabalho de Arastoopour, Wang & Weil (1982) a força de interação entre as partículas é similar à força de arraste, em razão da alta velocidade relativa.

Em seus experimentos, os autores fizeram uso de ar à temperatura ambiente como gás de transporte, de duas diferentes distribuições de tamanho de areia lavada e seca, com diâmetro médio de 0,044 cm e massa específica de 2640 kg/m³. Como partículas do tipo D (Geldart, 1973), utilizaram sete tipos diferentes de partículas, com diâmetros variando de 0,476 a 0,794 cm e massas específicas de 903 a 1337 kg/m³. Foram medidas as vazões dos sólidos finos e do gás de transporte, a pressão do sistema, a queda de pressão na linha de transporte e o tempo gasto pela partícula do tipo D (Geldart, 1973) numa seção de teste com 3,05m de comprimento. Para estimar a fração volumétrica de sólidos finos, os autores fizeram uso de um procedimento exato, fundamentado nas equações hidrodinâmicas para o gás e partículas sólidas, proposto por Arastoopour, Lin & Weil (1982). Tomando-se por base esses dados e as propriedades das partículas do tipo D (Geldart, 1973) e finas, os autores determinaram a velocidade do gás V_g , a velocidade dos sólidos finos V_s e a velocidade das partículas do tipo D (Geldart, 1973) V_p .

Os autores, mediante os resultados experimentais, observaram que um aumento na velocidade superficial do gás, para uma dada vazão de sólidos finos, aumenta a velocidade média das partículas do tipo D (Geldart, 1973). As forças que atuam na partícula do tipo D (Geldart, 1973) são aquelas devidas ao gás e aos sólidos finos, que tendem a arrastar a partícula para cima e a da gravidade, que tende a empurrar a partícula para baixo. Um aumento na velocidade superficial do gás aumenta a velocidade dos sólidos finos, aumentando desse modo as forças exercidas pelo gás e pelas partículas finas sobre a partícula do tipo D (Geldart,

1973), compelindo a partícula a se mover mais rápido. Para uma dada velocidade superficial, um aumento da vazão de sólidos finos aumenta a velocidade média das partículas do tipo D (Geldart, 1973). Quando a vazão mássica de sólidos finos é aumentada, a sua fração volumétrica es aumenta, ao passo que as velocidades do gás e dos sólidos finos permanecem praticamente constantes. Um aumento da fração volumétrica de sólidos finos, enquanto mantém a velocidade superficial do gás constante, aumenta o fluxo de massa, aumentando desse modo a probabilidade de colisão entre as partículas do tipo D (Geldart, 1973) e os sólidos finos. Por conseguinte, a interação entre as partículas aumenta, correspondendo a um aumento de transferência de momentum, resultando assim numa alta velocidade média das partículas do tipo D (Geldart, 1973) na seção de teste.

Os autores observaram ainda que um aumento no diâmetro da partícula do tipo D (Geldart, 1973) proporciona um decréscimo na velocidade dessa partícula. A mudança de diâmetro da partícula do tipo D (Geldart, 1973) tem dois efeitos principais nas forças que atuam nessa partícula. Em primeiro lugar, um aumento do diâmetro aumenta a massa da partícula, a qual é proporcional à razão entre os diâmetros elevada à terceira potência, o que aumenta a força gravitacional que age sobre a partícula do tipo D (Geldart, 1973), uma vez que essa força é proporcional à massa da partícula. Em segundo lugar, um aumento no diâmetro aumenta a área superficial da partícula proporcionalmente ao quadrado da razão entre os diâmetros, o que aumenta a probabilidade de colisão entre as partículas do tipo D (Geldart, 1973) e finas, aumentando por conseguinte a força de interação partícula-partícula. A combinação dessas duas forças competitivas resulta num decréscimo na velocidade média da partícula do tipo D (Geldart, 1973) para um aumento do diâmetro da partícula, em razão da predominância da força gravitacional. Relativa à massa específica da partícula do tipo D (Geldart, 1973), o efeito de sua variação é similar à variação de diâmetro, ou seja, o aumento da massa específica da partícula do tipo D (Geldart, 1973) provoca o

decréscimo da sua velocidade média em virtude do aumento da força gravitacional, que age em sentido oposto ao do movimento da partícula.

A fim de obterem uma expressão para a interação partícula-partícula, os autores, valendo-se dos resultados de Arastoopour, Wang & Weil (1982), efetivaram o seguinte balanço unidimensional de forças para uma partícula do tipo D (Geldart, 1973):

$$\rho_p V_p \frac{dV_p}{dx} = F_{Dg} + f_{ps} - \rho_p g \quad (2.47)$$

Admitiu-se que a força de arraste F_{Dg} exercida pelo gás de transporte por unidade de volume da partícula do tipo D (Geldart, 1973) fosse independente da alimentação dos sólidos finos uma vez que a mistura era diluída; assim, os autores escreveram-na na forma da equação (2.39), na qual o coeficiente de arraste C_{Dg} e o número de Reynolds são dados, respectivamente, pelas equações (2.40) e (2.41).

Considerou-se que a força de arraste f_{ps} exercida pelos sólidos finos numa unidade de volume da partícula do tipo D (Geldart, 1973) (força de interação partícula-partícula) possuía a seguinte forma (Soo, 1967; Arastoopour, Wang & Weil, 1982):

$$f_{ps} = C_b \frac{\rho_s \varepsilon_s}{d_p} (V_p - \overline{V_s})^2 \quad (2.48)$$

Os autores constataram, por intermédio dos dados experimentais, para uma certa vazão mássica de sólidos finos, que a velocidade relativa entre o gás e as partículas do tipo D (Geldart, 1973) permaneceu constante na faixa experimental da velocidade do gás, denotando que as partículas do tipo D (Geldart, 1973) tinham atingido sua velocidade terminal, o que constatava que essas partículas não mais estavam sendo aceleradas. Em assim sendo, o balanço de momentum numa unidade de volume da partícula do tipo D (Geldart, 1973) foi reduzido a:

$$\rho_p g = f_{pg} + f_{ps} \quad (2.49)$$

Dessa maneira:

$$f_{ps} = \rho_p g - \frac{3}{4} C_{pg} \frac{\rho_g}{d_p} \left(V_p - V_g \right)^2 \quad (2.50)$$

A força de interação partícula-partícula f_{ps} foi calculada, para cada corrida experimental, mediante a equação anterior por intermédio dos valores medidos das velocidades do gás e das partículas do tipo D (Geldart, 1973).

A fim de calcular o valor de C_b na equação (2.48), eram necessários os valores da velocidade dos sólidos finos \bar{V}_s e da sua concentração volumétrica ϵ_s na seção de teste, os quais foram determinados por meio do modelo hidrodinâmico desenvolvido por Arastoopour, Lin & Weil (1982). Assim, obtiveram-se valores de C_b para sete diferentes tipos de partículas do tipo D (Geldart, 1973) movendo-se concorrentemente numa mistura de gás e de sólidos finos, para diferentes vazões mássicas de sólidos finos e diferentes velocidades do gás.

Além do valor calculado de C_b , os autores propuseram uma correlação, com base em seus dados experimentais, tendo em vista a comparação com o valor anteriormente obtido mediante a resolução simultânea das equações (2.48) e (2.50).

Os autores verificaram que C_b é um número adimensional que podia ser função de ρ_s , \bar{d}_s , ρ_p , d_p , ϵ_s , ρ_g , μ_g e Re_{ps} , definido por:

$$Re_{ps} = \frac{\rho_s \epsilon_s d_p |\bar{V}_s - V_p|}{\mu_g} \quad (2.51)$$

No sistema experimental de Arastoupour & Cutchin III (1985), a pressão foi constante em todas as corridas experimentais; por conseguinte, não se determinou o efeito de ρ_g . Em virtude da diferença na distribuição de tamanho na classificação das areias não ter sido suficientemente grande, os autores não puderam avaliar o efeito de \bar{d}_s e, ainda, como as areias tinham a mesma massa específica, não poderiam determinar o efeito de ρ_s em C_b . Diante disso, propuseram:

$$C_b = K d_p^n \varepsilon_s^q \rho_p^r Re_{ps}^s$$

Mediante o uso de regressão linear, determinaram-se os valores numéricos dos parâmetros, tendo-se obtido finalmente a expressão:

$$C_b = e^{34,239} \frac{\rho_p^{1,34} d_p^{3,37} \varepsilon_s^{1,30}}{Re_{ps}^{2,15}} \quad (2.52)$$

na qual ρ_p e d_p devem ser expressos em kg/m^3 e em metros. O desvio padrão para a estimativa de $(\ln C_b)$ foi igual a 0,048. Os valores de C_b calculados com base nas equações (2.48) e (2.52) apresentaram um desvio médio na ordem de 10%.

2.5. Relações Fenomenológicas envolvendo Transferência de Calor

2.5.1. Coeficiente Convectivo de Transferência de Calor Gás-Partícula

No que se refere à transferência de calor por convecção, a solução analítica clássica, válida para uma esfera estacionária num meio infinito, é dada por:

$$\text{Nu} = 2 \quad \text{para} \quad \text{Re}_p = 0 \quad (2.53)$$

sendo $\text{Nu} = \frac{hd_p}{k}$, o número de Nusselt, e

$$\text{Re}_p = \frac{\rho(u-v)d_p}{\mu}, \text{ o número de Reynolds}$$

em que h é o coeficiente convectivo de transferência de calor; K , a condutividade térmica do gás e d_p o diâmetro da partícula. Ressalte-se que essa equação é válida para uma partícula esférica estacionária; no entanto, experimentalmente, pode-se verificar sua validade a baixos números de Reynolds ($\text{Re}_p < 1$).

Em se tratando de convecção forçada em torno de esferas, estudos verificaram a influência dos números de Reynolds e de Prandtl e propuseram-se correlações do tipo:

$$\text{Nu} = 2 + f(\text{Re}_p, \text{Pr}) \quad (2.54)$$

como se pode verificar mediante a Tabela 2.1.

Chukhanov (1970) procedeu a uma extensa revisão dos aspectos físicos relacionados aos mecanismos de transferência e aos efeitos da concentração de partículas na transferência de calor gás-sólidos. Com base em considerações sobre a formação da camada limite laminar, Chukhanov (1970) justificou correlações do tipo $\text{Nu} = A \cdot \text{Re}_p^{0,5}$, sendo A uma constante que depende do fluido e da forma da partícula. Em se tratando de escoamento turbulento, a formação da camada limite turbulenta leva à correlações do tipo: $\text{Nu} = A \cdot \text{Re}_p^{0,5} + B \cdot \text{Re}_p^{0,82}$. Em ambos os tipos de correlação, não se considera a influência da concentração de partículas. Valendo-se de dados experimentais, Chukhanov (1970) estimou que o valor limite da fração volumétrica de gás para

que houvesse influência da concentração de partículas seria $\varepsilon < 0,999$, correspondente, em relação à concentração volumétrica, a $\beta_v \left[= \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} \right] > 0,001$.

Tabela 2.1. Correlações para o coeficiente de transferência de calor gás-partícula na forma da equação (2.54)

Autor(es)	Correlação	Faixa de aplicação
Kramers (1946)	$Nu = 2 + 1,3 \cdot Pr^{0,15} + 0,66 \cdot Pr^{0,31} \cdot Re_p^{0,5} \quad (2.55)$	$8 < Nu < 40;$ $0,7 < Pr < 360$
Brauer & Mewes (1972)	$Nu = \frac{2 + z_k \cdot (Re_p \cdot Pr)^{1,7}}{1 + (Re_p \cdot Pr)^{1,2}} \quad (2.56)$ $z_k = \frac{0,66}{(1 + Pr)} + \frac{0,79 \cdot Pr}{Pr^{1,6} \cdot (2,4 + Pr)}$	$1 < Re_p < 100$
Ranz & Marshall(1972)(*)	$Nu = 2 + 0,60 \cdot Re_p^{0,5} \cdot Pr^{0,33} \quad (2.57)$	$2 < Re_p < 200$

(*) Retirado de Mujumdar (1981)

A correlação proposta por Debrand (1974) tem sido bastante utilizada na modelagem de secadores pneumáticos, posto que ela foi estabelecida tomando-se por base resultados experimentais obtidos num secador desse tipo. A correlação proposta por Santana & Torrezan (1989) foi desenvolvida no Laboratório de Sistemas Particulados da UNICAMP utilizando ar e esferas de vidro de vários diâmetros ao estudar a transferência de calor gás-sólido no transporte pneumático vertical.

Tabela 2.2. Correlações para o coeficiente de transferência de calor que consideram o efeito da concentração volumétrica de partículas

Autor(es)	Correlação	Faixa de Aplicação
Chukhanov (1971)	$\text{Nu} = 0,006 \cdot \text{Re}_p^{0,80} \cdot \beta_v^{-0,43}$ (2.58)	$\beta_v < 2,3 \cdot 10^{-3}$ e $\text{Re}_p < 480$
Debrand (1974)	$\text{Nu} = 0,035 \cdot \text{Re}_p^{1,15} \cdot \text{Pr}^{0,33}$ (2.59)	$\text{Re}_p < 350$
Bandrowski & Kaczmarzyk (1978)	$\text{Nu} = 0,00114 \cdot \beta_v^{-0,5984} \cdot \text{Re}_p^{0,8}$ (2.60)	$2,5 \cdot 10^{-4} < \beta_v < 5 \cdot 10^{-4}$ $180 < \text{Re}_p < 1800$
Santana & Torrezan (1989)	$\text{Nu} = 2 + \left\{ \left[0,4 \text{Re}_p^{0,5} \right]^{5/4} + \left[B(\beta_v) \cdot \text{Re}_p^{0,82} \right]^{5/4} \right\}^{4/5}$ (2.61) $B(\beta_v) = 0,308 - 74,625 \cdot \beta_v$	$2,3 \cdot 10^{-4} < \beta_v < 10^{-2}$ $20 < \text{Re}_p < 790$

2.5.2. Coeficiente Global de Transferência de Calor

O coeficiente global de transferência de calor entre o secador e a vizinhança envolve as seguintes resistências:

- convectiva entre o gás e a parede interna do tubo de secagem;
- condutiva através da parede do tubo de secagem;
- condutiva através do isolamento;
- convectiva entre o isolamento e o exterior.

Adicionando-se as resistências, obtém-se:

$$\frac{1}{h_p} = \frac{1}{h_i} + \frac{r_i}{k_t} \cdot \ln\left(\frac{r_m}{r_i}\right) + \frac{r_i}{k_{iso}} \cdot \ln\left(\frac{r_e}{r_m}\right) + \frac{r_i}{r_e} \cdot \left(\frac{1}{h_e}\right) \quad (2.62)$$

sendo h_p o coeficiente global de transferência de calor entre o secador e o exterior; h_i , o coeficiente de transferência de calor por convecção forçada; h_e , o coeficiente de transferência de calor por convecção livre; r_i , o raio interno do tubo de secagem; r_e , o raio externo do isolante que envolve o tubo de secagem; r_m , o raio externo do tubo de secagem; k_{iso} , a condutividade térmica do isolante e k_t a condutividade térmica do tubo.

Por intermédio da correlação de Dittus & Boelter (1930) para convecção forçada gás-parede do tubo, para escoamento turbulento, pode-se determinar o coeficiente de transferência de calor, por meio do número de Nusselt:

$$Nu_i = \frac{h_i \cdot D_i}{k} = 0,023 \cdot \left(\frac{\rho \cdot u \cdot D_i}{\mu}\right)^{0,8} \cdot Pr^{0,8} \quad (2.63)$$

Por intermédio da correlação de Schmidt & Beckman (1930) para convecção livre, pode-se obter o número de Nusselt local:

$$Nu_z = \frac{h_e \cdot z}{k} = 0,5302 \cdot \left[\frac{g \cdot z^3 \cdot (T_e - T_\infty) \cdot \rho^2}{4 \cdot \mu^2 \cdot T_\infty} \right]^{1/4} \quad (2.64)$$

Em termos do número de Grashof, a expressão supra adquire a seguinte forma:

$$Nu_z = 0,3749 \cdot (Gr_z)^{1/4} \quad (2.65)$$

sendo:
$$Gr_z = \frac{\rho^2 g z^3 (T_e - T_\infty)}{\mu^2 T_\infty} \quad (2.66)$$

2.6. Relações Fenomenológicas envolvendo Transferência de Massa

Como o processo de secagem ocorre na superfície do material úmido, o total de umidade removida do material é limitado pela migração do vapor d' água da superfície para a corrente gasosa. A transferência de massa cessará quando o ar ficar saturado pelo vapor d' água.

Das relações conhecidas da psicrometria, a umidade do ar no estado de saturação é dada por:

$$Y_s = 0,62198 \cdot \frac{P_{ws}}{(P - P_{ws})} \quad (2.67)$$

sendo **P** a pressão do ar e **P_{ws}** a pressão de saturação da água.

Como as propriedades psicrométricas são funções da pressão de saturação da água, existem vários métodos de predição dessa pressão. A correlação de Abrams, Massaldi & Prausnitz (1974), com as constantes obtidas por Tofik (1984), prediz os valores da pressão de saturação com desvio médio de 0,05%, com relação aos dados tabelados por Vargaftik (1975), na faixa de 60 a 374°C:

$$\ln P_{ws} = A + \frac{B}{T} + C \cdot \ln T + D \cdot T + E \cdot T^2 \quad (2.68)$$

sendo **A = 26,2521**; **B = - 6176,33**; **C = 0,33426**; **D = - 0,01753**; **E = 1,07088** . 10⁻⁵ ; **P_{ws}** está em mm Hg e a temperatura está em Kelvin.

Para temperatura da água entre 0 e 100°C, dispõe-se da correlação proposta por Wexler & Greenspan (1971):

$$\ln P_{ws} = 89,63121 - \frac{7511,52}{T} - 12,15079 \cdot \ln T + 0,02399897 \cdot T - 1,1654551 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 1,2810336 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 + 2,099845 \cdot 10^{-11} \cdot T^4 \quad (2.69)$$

Em virtude do fato de que na secagem pneumática em fase diluída se elimina a umidade superficial, a temperatura a ser utilizada nas correlações é a temperatura de bulbo úmido do ar.

O mecanismo de transferência de massa é convectivo e o coeficiente de transferência de massa partícula-gás pode ser calculado supondo-se que seja válida a analogia entre as transferências de calor e de massa de Chilton & Colburn (1934):

$$K_y = \frac{h}{c_{p_g}} \cdot \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{2/3} \quad (2.70)$$

na qual $Sc = \mu / (\rho \cdot D_{AB})$ é o número de Schmidt e $Pr = \mu c_{p_g} / K$ o número de Prandtl.

2.7. Sobre a Secagem Pneumática

2.7.1. Generalidades

O secador pneumático mostrado na Figura 2.1 é o tipo mais simples desse secador. A secagem ocorre concomitantemente ao transporte de partículas num tubo vertical, no qual o gás, em geral o ar, aquecido escoar a uma velocidade maior que aquela de queda livre das partículas úmidas. O material úmido é introduzido na parte inferior do tubo de secagem por intermédio de um sistema de alimentação. Se a alimentação estiver em condições adequadas para entrada no secador, não será necessário um tratamento preliminar; caso contrário, a alimentação pode requerer uma desagregação ou pode ser necessária a adição de

algum produto seco, antes de a alimentação entrar no secador. No secador pneumático, o tempo de residência das partículas no tubo de secagem é bastante curto, estando na faixa de 0,5 a 4,0 segundos, o que faz com que se utilizem altas temperaturas do gás na alimentação. Em consequência de o tempo de residência das partículas ser curto, a temperatura do sólido permanece relativamente baixa, o que torna o secador pneumático adequado para secagem de sólidos termosensíveis e para remoção da umidade superficial.

Durante a secagem dos materiais ocorrem simultaneamente transferências de calor e de massa no interior do sólido e na camada limite do agente de secagem. De uma maneira geral, no processo de secagem há influência tanto das condições externas quanto da estrutura interna do material a ser seco. Quando as condições externas são preponderantes, a resistência à transferência de massa na camada limite do gás é maior que a resistência à migração interna de umidade; nesse caso, a intensidade da secagem depende sobretudo das condições do gás e o processo de secagem é controlado pelos balanços de calor e de massa na superfície do sólido. Quando as condições internas preponderam no processo de secagem, a resistência à transferência de massa em todo o material é maior que a resistência à difusão na camada limite do gás. A secagem pneumática, em razão do curto tempo de residência das partículas, é controlada pelas condições externas, ou seja, pela taxa de transferência de calor do gás para as partículas. Neste trabalho considerar-se-á que haverá remoção da umidade superficial da partícula.

Na região de entrada do secador as partículas são uniformemente aceleradas; a velocidade relativa entre o gás e as partículas é máxima no ponto de alimentação do secador, diminuindo ao longo do tubo. Por conseguinte, os coeficientes de transferência de calor e de massa, os quais são proporcionais à velocidade relativa, decrescem ao longo do tubo. Simultaneamente, a diferença entre as temperaturas do gás e do sólido é máxima na entrada do secador e decresce ao longo do mesmo. Há, então, uma variação contínua dos coeficientes de transferência de calor e de massa, das velocidades e das temperaturas do gás e

das partículas, havendo uma relação de interdependência entre esses parâmetros, uma vez que os coeficientes de transferência variam com a temperatura do ar e com a velocidade relativa. Há que se lembrar também da variação das propriedades físicas do ar com a temperatura, o que se refletirá nas equações de balanço. Consequentemente, as interações que ocorrem entre as transferências de calor, massa e momentum são relativamente complexas.

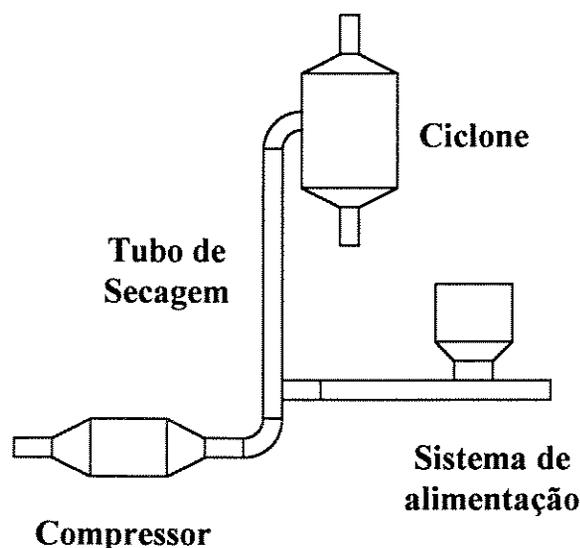


Figura 2.1. Esquema de um Secador Pneumático

2.7.2 Trabalhos da Literatura sobre Modelagem

Uma vez comentadas as generalidades acerca da secagem pneumática, há que se comentar as pesquisas realizadas nesse domínio.

Andrieu & Bressat (1982) propuseram um modelo matemático valendo-se das equações da dinâmica, das transferências de calor e de massa do escoamento gás-sólido. A equação da dinâmica do escoamento proveio de um balanço de forças que atuam numa partícula isolada, ao passo que as demais equações provieram dos balanços de massa e energia. Os autores consideraram que o movimento era linear e unidimensional em regime permanente, que o escoamento do ar era tipo pistão, que as partículas eram esféricas, que a temperatura do

sólido era uniforme e igual à temperatura de evaporação da água e que as áreas para as transferências de calor e de massa entre o ar e as partículas eram as mesmas. O modelo matemático proposto por Andrieu & Bressat (1982) consistia das equações relacionadas a seguir:

$$\frac{d(u-v)}{dz} = \frac{1}{v} \cdot \left[\frac{(\rho_s - \rho)}{\rho_s} \cdot g + \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho \cdot A_p \cdot C_D \cdot (u-v)^2}{m} \right] \quad (2.71)$$

$$\frac{dY}{dz} = \frac{K_y}{W_g} \cdot (Y_s - Y) \cdot a \cdot S \quad (2.72)$$

$$\frac{dX}{dz} = -\frac{W_g}{W_s} \cdot \frac{dY}{dz} \quad (2.73)$$

$$\frac{dT_g}{dz} = -\frac{\left[h \cdot a \cdot (T_g - T_s) + h_p \cdot a_t \cdot (T_g - T_\infty) - K_y \cdot a \cdot (Y_s - Y) \cdot c_{p_v} \cdot T_g \right] \cdot S}{W_g \cdot \bar{c}_{p_g}} \quad (2.74)$$

$$\frac{dT_s}{dz} = \frac{\left[h \cdot (T_g - T_s) - K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot (H_v + c_{p_v}) \right] \cdot a \cdot S}{W_s \cdot \bar{c}_{p_s}} \quad (2.75)$$

Os autores ainda fizeram a seguinte suposição:

$$u - v = v_t$$

Nessas equações, a é a área interfacial de evaporação e para obterem-na, os autores consideraram que a superfície de evaporação era igual à área externa total da partícula:

$$a = \frac{6}{d_p} \cdot \frac{W_s}{\rho_s} \cdot \frac{\rho}{W_g} \quad (2.76)$$

Os coeficientes de arraste utilizados pelos autores nas regiões de escoamento laminar, de transição (Perry & Chilton, 1973) e turbulento são dados, respectivamente, pelas equações que se seguem:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad ; \quad Re_p \leq 2 \quad (2.77)$$

$$C_D = \frac{18,5}{Re_p^{0,60}} \quad ; \quad 2 < Re_p < 500 \quad (2.78)$$

$$C_D = 0,44 \quad ; \quad Re_p \geq 500 \quad (2.79)$$

Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, os autores utilizaram a correlação de Ranz & Marshall (1972), retirada de Mujumdar (1981) (vide Tabela 2.1). Para o cálculo do coeficiente de transferência de massa, foi utilizada uma correlação similar (Masters, 1972), válida para as condições intermediárias e turbulentas de escoamento:

$$Sh = 2 + 0,60.Re_p^{0,50}.Sc^{0,33} \quad (2.80)$$

O sistema de equações foi resolvido numericamente mediante o método de Runge-Kutta com base nos valores iniciais, obtidos experimentalmente pelos autores num secador pneumático em escala piloto, constando de um tubo de 6 m de altura e 70 mm de diâmetro. Utilizaram-se esferas de PVC de 150 μ m de diâmetro médio e ar nos experimentos, tendo-se medido as vazões mássicas do ar e dos sólidos, a temperatura do ar e as umidades do ar e dos sólidos ao longo do secador. A temperatura dos sólidos foi medida na entrada e na saída do secador. Os autores concluíram que a modelagem dos secadores pneumáticos devem considerar os balanços de momentum, energia e massa entre o fluido e as

partículas; que as considerações de período de taxa de secagem constante e temperatura de sólidos uniforme se mostraram adequadas quando se compararam as temperaturas do ar e as umidades do ar e dos sólidos ao longo do secador e que para as partículas utilizadas pelos autores, os parâmetros do modelo — coeficientes de arraste, de transferência de calor e de massa - podem ser estimados a partir das correlações existentes na literatura.

Nebra (1985) propôs um modelo matemático e realizou a simulação da secagem pneumática de bagaço de cana efetuada num equipamento industrial. Nesse modelo, a autora considerou a distribuição de tamanho das partículas, além de outros parâmetros relevantes no funcionamento do sistema, tais como vazões do gás e do sólido e temperatura inicial do gás. A unidade de secagem analisada pela autora consistia no injetor, na coluna principal e no ciclone, para o qual foi apresentado um equacionamento matemático, permitindo assim a análise de seu funcionamento como um secador em relação à unidade total, visando à otimização do sistema industrial.

Faria (1986) efetuou a montagem experimental de um secador pneumático vertical em escala piloto, constituído por um tubo de secagem de 4 m de altura e 5,25 cm de diâmetro interno. Foram utilizadas partículas de areia com diâmetros médios na faixa de 0,46 a 0,55 mm e esferas de vidro com 0,24 mm de diâmetro médio e ar como gás de secagem. O autor obteve os perfis experimentais de umidade e temperatura do ar, além de ter medido a umidade dos sólidos na entrada e na saída do secador, tendo inclusive desenvolvido psicrômetros para medidas de umidade do ar à temperaturas superiores a 100°C. Faria (1986) utilizou, na modelagem do secador, as mesmas equações que Mujumdar (1981), apresentadas a seguir:

$$\frac{d(u-v)}{dz} = \frac{1}{v} \left[\frac{(\rho_s - \rho)}{\rho_s} g - \frac{3}{4} C_D \frac{\rho \cdot (u-v)^2}{\rho_s \cdot d_p} \right] \quad (2.81)$$

$$\frac{dY}{dz} = \frac{6 \rho W_s}{\rho_s d_p W_g^2} K_y (Y_s - Y) S \quad (2.82)$$

$$\frac{dX}{dz} = - \frac{W_g}{W_s} \frac{dY}{dz} \quad (2.83)$$

$$\frac{dT_g}{dz} = \left[\frac{h \cdot (T_g - T_s) - K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot c_{pv} \cdot T_s}{W_g \cdot \bar{c}_{pg}} \right] a \cdot S - \frac{(c_{pv} \cdot T_g + H_v)}{\bar{c}_{pg}} \cdot \frac{dY}{dz} \quad (2.84)$$

$$\frac{dT_s}{dz} = \left[\frac{h \cdot (T_g - T_s) - K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot (c_{pv} \cdot T_g + H_v)}{W_s \cdot \bar{c}_{ps}} \right] a \cdot S - \frac{c_{pl} \cdot T_s}{\bar{c}_{ps}} \frac{dX}{dz} \quad (2.85)$$

O autor ainda supôs:

$$u - v = v_t$$

nas quais \bar{c}_{pg} e \bar{c}_{ps} são os calores específicos médios do ar e do sólido úmidos, respectivamente, dados por:

$$\bar{c}_{pg} = c_{pg} + c_{pv} \cdot Y \quad (2.86)$$

$$\bar{c}_{ps} = c_{ps} + c_{pl} \cdot X \quad (2.87)$$

em que c_{pl} e c_{pv} são os calores específicos da água nos estados líquido e gasoso, respectivamente.

O autor obteve, para os perfis experimentais e calculados de umidades, uma boa concordância, o que não ocorreu com os perfis de temperatura do gás.

Rocha (1988) obteve dados no mesmo sistema experimental que o de Faria (1986), consistindo de um secador pneumático vertical, em escala piloto, com 4 m de altura, sendo o tubo de ferro galvanizado com 5,25 cm de diâmetro, e com isolamento térmico constituído por lã de vidro com 6,35 cm de espessura. Foram utilizadas partículas de alumina, areia e resina acrílica, com diâmetros médios que variaram de 0,188 mm a 0,400 mm; massas específicas de 1,35 a 4,00 g/cm³ e calores específicos de 800 a 1625 J/(kg · °C). Mediram-se as temperaturas e as umidades das partículas à entrada e à saída do secador; a pressão ao longo do secador; as vazões mássicas de gás e de sólidos e as temperaturas de bulbos úmido e seco, para que se pudesse calcular a umidade do ar. Tomando-se por base as equações de conservação de massa, energia e quantidade de movimento e utilizando relações da literatura para o coeficiente de transferência de calor gás-partícula, Rocha (1988) também realizou a modelagem da secagem pneumática vertical, com base nos modelos propostos por Arastoopour & Gidaspow (1979c) e Telles (1974) para descrever a dinâmica do escoamento gás-sólido, tendo concluído que ambos levaram a resultados semelhantes para os perfis longitudinais das velocidades do gás e do sólido e por conseguinte resultados semelhantes, da mesma maneira, para os perfis longitudinais das temperaturas e umidades do gás e do sólido. No entanto, foram verificados, pela autora, desvios nos perfis de pressão em virtude da inclusão, em apenas um dos modelos, do termo relativo ao atrito gás-parede. As correlações para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor gás-partícula, testados pela autora — Kramers (1946); Chukhanov (1971); Brauer & Mewes (1972); Debrand (1974); Bandrovski & Kaczmarzyk (1978); Ranz & Marshall, em Mujumdar (1981) — influenciaram fortemente os valores calculados das variáveis de processo.

CAPÍTULO 3

DESENVOLVIMENTO DO MODELO MATEMÁTICO APLICADO À SECAGEM PNEUMÁTICA VERTICAL

3.1. Introdução

Como evidenciado na Revisão Bibliográfica, têm sido desenvolvidas equações de escoamento multifásico com aplicação em sistemas gás-sólidos, a grande maioria sendo unidimensionais. No presente trabalho, pelo fato de que foram registradas variações radiais nas velocidades do gás e do sólido e ainda da concentração de sólidos, consideraram-se variações radiais nas variáveis dinâmicas do modelo, o que conduzirá às variações radiais das variáveis que envolvem as transferências de calor e de massa. No entanto, não consideramos os componentes radiais das velocidades posto que o escoamento ocorre na direção vertical, no sentido ascendente.

3.2. Modelo Dinâmico

Inicialmente considerar-se-á a modelagem dinâmica do transporte pneumático vertical, na qual se adota o modelo proposto por Adewumi & Arastoopour (1986) com as seguintes suposições:

- O tamanho das partículas é uniforme;
- As partículas possuem a mesma massa específica;
- Partículas sólidas de tamanho e massa específica uniformes são definidas como uma fase particulada, onde se pressupõe que cada fase forme o contínuo;
- O escoamento ocorre em regime permanente;

- O escoamento ocorre na direção axial, ou seja, não serão considerados os componentes radiais dos vetores velocidades do gás e do sólido;
- A fase sólida é incompressível;
- A fase gasosa segue a relação P-V-T para os gases ideais;

3.2.1. Equações da Continuidade

— Fase Gasosa:

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon u)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

— Fase Particulada:

$$\frac{\partial [\rho_s (1-\varepsilon) v]}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

nas quais ρ e ρ_s são as massas específicas do gás e do sólido, respectivamente; ε é a fração volumétrica do gás na mistura gás sólido; u e v são as velocidades, respectivamente, do gás e das partículas na direção axial e z é a coordenada na direção axial.

3.2.2 Equações do Momentum na Direção axial

— Fase Gasosa:

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon u^2)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon \frac{\partial u}{\partial r} \right) - F_D - F_{Gg} \quad (3.3)$$

— Fase Particulada:

$$\frac{\partial \left[\rho_s (1-\varepsilon) v^2 \right]}{\partial z} = \frac{\mu_s}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (1-\varepsilon) \frac{\partial v}{\partial r} \right] + F_D - F_{G_s} \quad (3.4)$$

em que P é a pressão; μ_g é a viscosidade do gás; F_D é a força de arraste exercida pelo gás sobre as partículas, F_{G_g} e F_{G_s} são as forças gravitacionais que agem no gás e no sólido, respectivamente; μ_s é a viscosidade de sólidos.

Pretende-se determinar os perfis das velocidades do gás e das partículas sólidas, a fração volumétrica do gás e a pressão no sistema. Ressalta-se ainda que se consideraram as variações radiais e destarte tem-se que os perfis das variáveis serão apresentados nas formas:

$$u = u (r, z)$$

$$v = v (r, z)$$

$$\varepsilon = \varepsilon (r, z)$$

$$P = P (r, z)$$

São ainda necessárias equações constitutivas para completar a modelagem dinâmica.

3.2.3. Equações Constitutivas:

— Relação P-V-T para fase gasosa:

$$\rho = \frac{P M_g}{R T_g} \quad (3.5)$$

— Relação P-V-T para fase particulada:

$$\rho_s = \rho_{s0} = \text{const} \quad (3.6)$$

— Forças Gravitacionais:

— Fase Gasosa: $F_{Gg} = \rho \varepsilon g \quad (3.7)$

— Fase Particulada: $F_{Gs} = \rho_s (1 - \varepsilon) g \quad (3.8)$

— Força de Arraste Gás-Partícula

$$F_D = \frac{3}{4} \cdot \frac{C_D \cdot \rho \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \varepsilon^{-2,67} \cdot (u - v)^2}{d_p} \quad (3.9)$$

na qual o coeficiente de arraste gás-partícula (Rowe & Henwood, 1961) é dado pela equação (2.40) e o número de Reynolds pela equação (2.41), na qual V_p corresponde a v – velocidade da partícula – e V_g corresponde a u – velocidade do gás.

— Relação para μ_s :

$$\mu_s = \frac{4}{5} \varepsilon_s \cdot \rho_s \cdot d_p \cdot g_0 \cdot (1 + e^*) \cdot \left(\frac{T_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

na qual ε_s é a fração volumétrica de sólidos e g_0 é a função distribuição radial, dadas por:

$$\varepsilon_s = 1 - \varepsilon$$

$$g_0 = \frac{3}{5} \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s\max}} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (3.11)$$

sendo $\varepsilon_{s\max}$ o valor máximo para a fração volumétrica de sólidos, que corresponde a $(1 - \varepsilon_{\min})$, em que ε_{\min} é o valor mínimo para a fração volumétrica de gás.

3.2.4. Condições de Contorno

— Em $z = 0$ (início do tubo), especificam-se as condições da alimentação, para as velocidades do fluido e do sólido e ainda para a porosidade e a pressão.

— Em $r = 0$ (eixo do tubo); supõe-se simetria:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial v}{\partial r} = 0$$

— Em $r=R$ (parede do tubo)

$$u = 0 \quad ; \quad v = 0 \quad e \quad \varepsilon \approx 1$$

3.3. Transferências de Calor e de Massa no escoamento Gás-Sólido

3.3.1 Introdução

Para se aplicar o estudo do transporte pneumático à transferência de calor e à secagem, necessitar-se-á, além das equações que descrevem a dinâmica do escoamento, de equações que descrevam as variações de temperaturas e umidades do gás e do sólido, equações essas obtidas mediante balanços de energia e de massa, além de relações fenomenológicas que envolvam as transferências de calor e de massa.

Visto que o tempo de residência das partículas no secador pneumático é bem pequeno e remove-se tão somente a umidade superficial da partícula e haja vista as diferenças entre as temperaturas do gás e das partículas, as transferências de calor e de massa ocorrem fundamentalmente por convecção entre o gás e as partículas. Portanto, é relevante obterem-se os coeficientes convectivos para as transferências de calor e de massa.

3.3.2. Variações das Umidades do Gás e do Sólido

Na Figura 3.1 está representado um elemento diferencial do secador pneumático para auxiliar na obtenção dos balanços de massa e energia. A massa de água evaporada do material passa para a corrente gasosa resultando no seguinte balanço de massa:

$$W_s dX + W_g dz = 0 \quad (3.12)$$

sendo, respectivamente, W_s e W_g as vazões mássicas de sólidos e de gás; X e Y as umidades do sólido e do gás em base úmida.

Com base na definição da taxa de secagem, que é o total da umidade removida do material na unidade de tempo e por unidade de área de secagem, obtém-se uma segunda equação:

$$w_D \cdot dA = -W_s \cdot dX \quad (3.13)$$

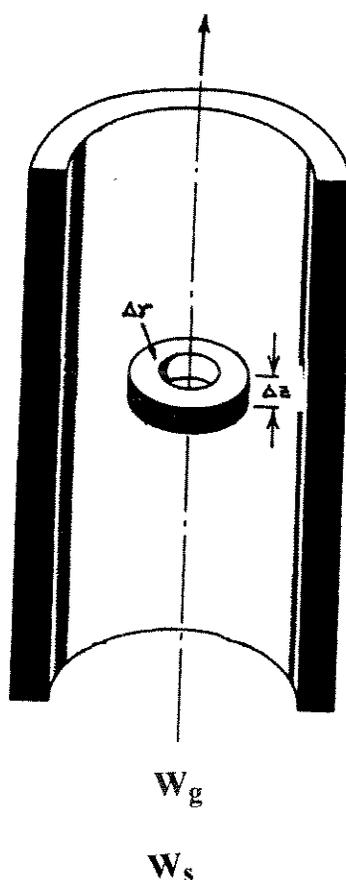


Figura 3.1 - Elemento diferencial de um secador pneumático

Antes da secagem, a superfície do material está completamente coberta por uma fina camada de líquido. A partir do contato da superfície com o ar quente, ocorre a evaporação do líquido. A resistência à transferência de calor na camada limite do gás é maior que a resistência à migração interna de umidade e por

consequente a intensidade de secagem depende sobretudo das condições do gás. Então, a taxa de evaporação pode ser expressa por um coeficiente de transferência de massa e pela diferença entre as umidades do ar na saturação e pontual:

$$w_D = K_y (Y_s - Y) \quad (3.14)$$

sendo K_y o coeficiente de transferência de massa convectivo. A umidade do gás Y_s corresponde às condições de saturação, à temperatura da camada de líquido e depende da temperatura. As relações fenomenológicas para o cálculo de K_y e Y_s foram apresentados no capítulo anterior.

Combinando as duas últimas equações, obtém-se:

$$W_s \cdot dX + K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot dA = 0 \quad (3.15)$$

Considerar-se-á que a superfície exposta à evaporação seja igual a área externa total da partícula, $dA = a S dz$, sendo a a área interfacial para evaporação:

$$a = \frac{6}{d_p} \left(\frac{Q_s}{Q_s + Q_g} \right)_{\text{na posicao } z} \quad (3.16)$$

Q_s e Q_g são respectivamente as vazões volumétricas de sólido e de gás, dadas por:

$$Q_s = v \cdot (1 - \epsilon) \cdot S \quad (3.17)$$

$$Q_g = u \cdot \epsilon \cdot S \quad (3.18)$$

Substituindo-se as duas últimas expressões na equação (3.16) e sabendo-se que a vazão de gás é muito maior que a vazão de sólidos tal que $(Q_s+Q_g) \approx Q_g$, determina-se a expressão final para o cálculo da área interfacial:

$$a = \frac{6}{d_p} \cdot \frac{v \cdot (1 - \epsilon)}{u \cdot \epsilon} \quad (3.19)$$

Assim sendo, a superfície exposta à evaporação é dada por:

$$dA = \frac{6v \cdot (1 - \epsilon)}{d_p \cdot u \cdot \epsilon} S \cdot dz \quad (3.20)$$

Dessa maneira, obtém-se as expressões para as variações axiais das umidades da partícula e do gás:

$$\frac{\partial X}{\partial z} = - \frac{6v \cdot (1 - \epsilon)}{d_p \cdot u \cdot \epsilon} \cdot \frac{K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot S}{W_s} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial z} = - \frac{W_s}{W_g} \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{6v \cdot (1 - \epsilon)}{d_p \cdot u \cdot \epsilon} \cdot \frac{K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot S}{W_g} \quad (3.22)$$

Convém ressaltar que devido ao fato de se considerarem as variações radiais nos perfis das velocidades do gás e do sólido, as demais variáveis sofrerão influência dessa variação. Assim é que as umidades do gás e do sólido serão funções, não apenas da posição axial, como também da posição radial:

$$X = X(r, z)$$

$$Y = Y(r, z)$$

3.3.3. Variação de Temperatura da Partícula

A quantidade de calor transferida do gás para a partícula é utilizada na variação de entalpia da partícula e na evaporação de umidade da partícula. Consequentemente:

$$dq = W_s \cdot di_s + w_D \cdot H_{vs} \cdot dA \quad (3.23)$$

sendo H_{vs} , a entalpia do vapor d'água, dada por:

$$H_{vs} = H_v + c_{pv} \cdot T_s \quad (3.24)$$

e a quantidade de calor transferida do gás para a partícula é dada por :

$$dq = h \cdot (T_g - T_s) \cdot dA \quad (3.25)$$

Substituindo as expressões para o calor transferido, a taxa de secagem, a entalpia do vapor d'água e para a área de evaporação na equação (3.23), obtém-se a variação axial da entalpia do sólido úmido:

$$\frac{\partial i_s}{\partial z} = \frac{6v \cdot (1 - \varepsilon) \cdot S}{W_s d_p \cdot u \cdot \varepsilon} \left[h(T_g - T_s) - K_y (Y_s - Y)(H_v + C_{pv} T_s) \right] \quad (3.26)$$

A entalpia do sólido úmido i_s é dada pela soma das entalpias do material seco i_{ss} e da umidade nele contida i_L :

$$i_s = i_{ss} + i_L \quad (3.27)$$

- Entalpia da umidade contida no material

$$i_L = (c_{AL} \cdot T_S - i_{SW})X \quad (3.28)$$

sendo que i_{sw} se refere às variações de entalpia em virtude de hidratação, solvatação ou adsorção, podendo ser negligenciada. Em consequência:

$$i_L = c_{AL} \cdot T_S \cdot X \quad (3.29)$$

- Entalpia do sólido seco

$$i_{ss} = c_s \cdot T_s \quad (3.30)$$

Nas equações precedentes c_{AL} e c_s são, respectivamente, os valores específicos à pressão constante da água (no estado líquido) e do sólido seco.

- Entalpia do sólido úmido

Mediante as entalpias do sólido seco e da umidade contida no sólido, determina-se a expressão para a entalpia do sólido úmido:

$$i_s = (c_s + c_{AL} \cdot X) \cdot T_s \quad (3.31)$$

Derivando-se a equação com relação a z , tem-se:

$$\frac{\partial i_s}{\partial z} = (c_s + c_{AL} \cdot X) \frac{\partial T_s}{\partial z} + c_{AL} \cdot T_s \frac{\partial X}{\partial z} \quad (3.32)$$

Igualando as expressões para a variação da entalpia do sólido, dadas pelas equações (3.26) e (3.32), e explicitando em relação à temperatura do sólido, obtém-se:

$$\frac{\partial T_S}{\partial z} = \frac{6v \cdot (1 - \varepsilon) S}{W_S d_p u \varepsilon} \left[\frac{h(T_g - T_S) - K_y (Y_s - Y)(H_v + c_{PV} T_S)}{(c_S + c_{AL} X)} \right] - \frac{c_{AL} T_S}{(c_S + c_{AL} X)} \cdot \frac{\partial X}{\partial z} \quad (3.33)$$

Essa equação representa a variação da temperatura do sólido ao longo do secador, podendo-se ainda substituir a variação da umidade da partícula, dada pela equação (3.21), e obter a expressão final para a variação axial da temperatura do sólido:

$$\frac{\partial T_S}{\partial z} = \frac{6v(1 - \varepsilon) S}{W_S d_p u \varepsilon} \left[\frac{h(T_g - T_S) - K_y (Y_s - Y)[H_v + (c_{PV} - c_{AL}) T_S]}{(c_S + c_{AL} X)} \right] \quad (3.34)$$

3.3.4. Variação da Temperatura do Gás

Mediante um balanço de energia no comprimento diferencial do secador, verifica-se que toda a energia recebida pela partícula é proveniente do gás de secagem. Portanto, a variação na temperatura do gás é devida à variação de entalpia correspondente à energia cedida para a fase sólida e à perda para o ambiente. O balanço global de energia é dado por:

$$W_g \cdot dH + W_s \cdot di_s + dq_\infty = 0 \quad (3.35)$$

sendo H a entalpia do ar úmido e q_∞ a quantidade de calor transferida do secador para o exterior.

Procedendo-se a um rearranjo na equação anterior:

$$dH = -\frac{W_S}{W_g} \left(di_S + \frac{dq_\infty}{W_S} \right) \quad (3.36)$$

Substituindo a entalpia do sólido úmido, dada pela equação (3.32), obtém-se:

$$dH = \frac{6v \cdot (1-\varepsilon) \cdot S}{W_g \cdot d_p \cdot u\varepsilon} \left[K_y (Y_S - Y) (H_v + C_{pv} T_s) \right] dz - \frac{dq_\infty}{W_g} \quad (3.37)$$

- Entalpia de um Gás Úmido

A combinação da Primeira Lei da Termodinâmica, da lei de Dalton para pressões parciais, da definição de entalpia, da relação P-V-T para gases ideais e do conceito de frações molares, associada com a consideração de que no caso de gases ideais a energia interna é função apenas da temperatura, resulta que a entalpia de uma mistura de gases ideais é igual a soma das entalpias de seus componentes. Dessa maneira, considerando que o ar úmido se comporte como uma mistura de gases ideais, constituída por ar seco e vapor d' água e desprezando-se o termo correspondente a calores de mistura, pode-se escrever:

$$H = H_a + Y \cdot H_{vp} \quad (3.38)$$

Escrevendo-se a entalpia em função dos calores específicos à pressão constante do gás seco c_{pg} e do vapor d' água c_{pv} , tem-se:

$$H = c_{pg} T_g + (c_{pv} T_g + H_v) Y \quad (3.39)$$

Diferenciando a expressão acima, tem-se:

$$dH = (c_{pg} + c_{pv} Y) dT_g + (c_{pv} T_g + H_v) dY \quad (3.40)$$

Igualando as expressões para a entalpia do ar úmido, dadas pelas equações (3.36) e (3.39) e explicitando a temperatura do gás, obtém-se:

$$\frac{\partial T_g}{\partial z} = \frac{6v(1-\varepsilon)S}{W_g d_p u \varepsilon} \left[\frac{K_y(Y_s - Y)(H_v + c_{pv}T_s) - h(T_g - T_s)}{(c_{pg} + c_{pv}Y)} \right] - \left(\frac{c_{pv}T_g + H_v}{c_{pg} + c_{pv}Y} \right) \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{1}{W_g(c_{pg} + c_{pv}Y)} \frac{dq_\infty}{dz} \quad (3.41)$$

- Fluxo de Calor para o Ambiente

Faz-se necessário, ainda, expressar o fluxo de calor para o ambiente em função da variação da temperatura do gás e incorporá-lo à equação que descreve a variação da temperatura do gás. Como anteriormente elucidado, as resistências envolvidas na troca de calor com o exterior são: a convectiva entre o gás e a parede do tubo, a condutiva da parede do tubo, a condutiva do isolamento e a convectiva do isolante para o exterior.

O coeficiente global de troca de calor com o exterior, h_p , é dado pelo inverso da soma das resistências.

Supondo-se que a temperatura externa ao tubo é uniforme e igual a T_∞ , pode-se escrever o fluxo de calor para o ambiente como:

$$dq_\infty = \frac{(T_e - T_\infty)}{\left(\frac{1}{h_p} \right)} 2\pi r_i dz \quad (3.42)$$

sendo T_e a temperatura na parede externa, constituída pela camada de isolante que reveste o tubo de secagem.

Por meio de um balanço de energia, pode-se ainda escrever:

$$\frac{dq_\infty}{dz} = W_g (c_{pg} + c_{pv}Y) \frac{dT_\infty}{dz} \quad (3.43)$$

Igualando as duas últimas equações, obtém-se:

$$\frac{dT_{e\infty}}{dz} = \frac{a_t \cdot S \cdot h_p \cdot (T_e - T_{\infty})}{W_g \cdot (c_{pg} + c_{pv} Y)} \quad (3.44)$$

na qual $a_t = 2 / r_i$ é a área de troca térmica entre o secador e as vizinhanças por unidade de volume do secador e $S = \pi r_i^2$, a área da seção transversal do tubo de secagem.

Reescrevendo-se a equação (3.42) em função de a_t e S , obtém-se:

$$\frac{dq_{\infty}}{dz} = a_t \cdot S \cdot h_p \cdot (T_e - T_{\infty}) \quad (3.45)$$

Substituindo a expressão do calor perdido para o ambiente na expressão da variação axial da temperatura do gás, o perfil axial da temperatura do gás fica na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_g}{\partial z} = & \frac{6v(1-\varepsilon)S}{W_g d_p u \varepsilon} \left[\frac{K_y (Y_s - Y)(H_v + c_{pv} T_s) - h(T_g - T_s)}{(c_{pg} + c_{pv} Y)} \right] - \left(\frac{c_{pv} T_g + H_v}{c_{pg} + c_{pv} Y} \right) \frac{\partial Y}{\partial z} \\ & - \frac{a_t \cdot S \cdot h_p (T_e - T_{\infty})}{W_g (c_{pg} + c_{pv} Y)} \end{aligned} \quad (3.46)$$

Pode-se ainda substituir a expressão da variação da umidade do gás, dada pela equação (3.22), no perfil de temperatura do gás, representado pela equação supra e assim obter a expressão final para a temperatura do gás:

$$\frac{\partial T_g}{\partial z} = - \frac{6v(1-\varepsilon)S}{W_g d_p u \varepsilon} \left[\frac{h + c_{pv} K_y (Y_s - Y)}{(c_{pg} + c_{pv} Y)} \right] \cdot (T_g - T_s) - \frac{a_t \cdot S \cdot h_p (T_e - T_{\infty})}{W_g (c_{pg} + c_{pv} Y)} \quad (3.47)$$

Fixe-se um pouco a atenção no termo relativo ao calor perdido para o ambiente:

$$\frac{dQ_{\infty}^*}{dz} = - \frac{a_t S h_p (T_e - T_{\infty})}{W_g (c_{pg} + c_{pv} Y_{\infty})} \quad (3.48)$$

sendo Y_{∞} a umidade do ar ambiente.

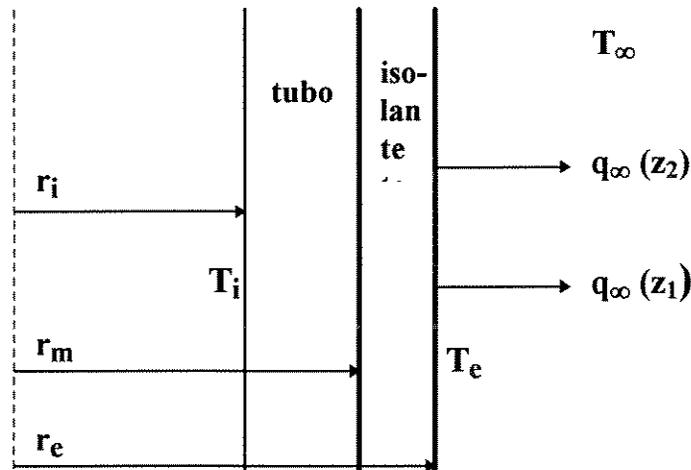


Figura 3.2. Esquema de um Comprimento Diferencial de um Secador Pneumático Vertical

O fluxo de calor para o ambiente é função da altura no secador; assim, considerar-se-ão as médias radiais das variáveis necessárias ao cálculo de dQ_{∞}^*/dz , tais como temperatura, pressão, umidade e velocidade da fase gasosa. As propriedades envolvidas no cálculo de Q_{∞}^* serão calculadas à temperatura de película local (Bird, Stewart & Lightfoot, 1960), ou seja:

$$T_{f\infty} = \frac{T_e(z) + T_{\infty}}{2} \quad (3.49)$$

em que $T_{f\infty}$ é a temperatura de película correspondente ao cálculo de Q_{∞}^* e $T_e(z)$ é a temperatura na camada externa do isolante, a qual é função somente da altura no secador. Por conseguinte, os calores específicos à pressão constante do ar seco, c_{pg} , e do vapor d'água, c_{pv} , serão calculados à temperatura de película, $T_{f\infty}$, como também os coeficientes a seguir:

— **Coefficiente de Transferência de Calor por Convecção Livre entre a camada externa do isolante e o ambiente:** calculado mediante a correlação de Schmidt & Beckman (1930), conforme a equação (2.64):

$$(h_e)_{f\infty} = 0,3749 \frac{K_{f\infty}}{z} (Gr_z)_{f\infty}^{1/4} \quad (3.50)$$

em que o índice $f\infty$ indica que a propriedade é calculada à temperatura $T_{f\infty}$. O número de Grashof é dado por:

$$(Gr_z)_{f\infty} = \frac{g z^3 (T_e - T_{\infty})}{\nu_{f\infty}^2 \cdot T_{f\infty}} \quad (3.51)$$

— **Coefficiente de Transferência de Calor por Convecção Forçada gás – parede do tubo:** calculado mediante a correlação de Dittus & Boelter (1930), conforme a equação (2.63):

$$(h_i)_{f\infty} = 0,023 \frac{K_{mr}}{D_i} \left(\frac{\rho_{f\infty} U_{mr} \cdot D_i}{\mu_{f\infty}} \right)^{0,8} \cdot \left(\frac{\mu c_p}{K} \right)_{f\infty}^{0,3} \quad (3.52)$$

em que U_{mr} é a velocidade média radial do gás e K_{mr} é a condutividade térmica do ar, calculada à temperatura média radial do gás, T_{gmr} .

— **Coefficiente global de Transferência de Calor:** calculado mediante a equação (2.62):

$$\frac{1}{(h_p)_{\infty}} = \frac{1}{(h_i)_{\infty}} + \frac{r_i}{K_t} \ln\left(\frac{r_m}{r_i}\right) + \frac{r_i}{K_{iso}} \ln\left(\frac{r_e}{r_m}\right) + \frac{r_i}{r_e} \left(\frac{1}{h_e}\right)_{\infty} \quad (3.53)$$

— **Cálculo da temperatura na parede externa da camada de isolante que reveste o tubo de secagem (T_e).**

Para se calcular o número de Grashof, por meio da equação (3.51), necessário por sua vez ao cálculo do coeficiente de transferência de calor por convecção livre, de acordo com a equação (3.50), mister se faz o cálculo da temperatura na parede externa da camada de isolante que reveste o tubo de secagem, T_e , como se pode visualizar na Figura 3.2.

Para o seu cálculo, admite-se que o fluxo de calor através da parede interna do tubo (convecção forçada gás-parede), passando pela camada de isolante (condução) ao ambiente (convecção livre) é constante, ou seja:

$$\frac{q}{2\pi} = h_i r_i z (T_{gmr} - T_i) = \frac{K_{iso} \cdot L}{\ln(r_e / r_i)} (T_i - T_e) = h_e \cdot r_e z (T_e - T_{\infty}) \quad (3.54)$$

Como o fluxo de calor ocorre na direção radial, sendo função da direção axial, considerou-se a temperatura média radial do gás, T_{gmr} , no termo relativo à convecção forçada.

Igualando os dois primeiros termos da equação (3.54); em seguida, o primeiro e o terceiro termos, obtém-se um sistema de equações, que após algumas manipulações, chega-se a:

$$T_i = T_{gmr} - 32,6 \frac{K_{f\infty} \cdot r_e}{K_{mr} \cdot Re_{fmr}^{0,8} \cdot Pr_{f\infty}^{0,3}} \left[\frac{g(T_e - T_\infty)^5}{z \nu_{f\infty}^2 \cdot T_{f\infty}} \right]^{1/4} \quad (3.55)$$

sendo: $Re_{fmr} = \frac{\rho_{f\infty} \cdot U_{mr} \cdot D_i}{\mu_{f\infty}}$

$$Pr_{f\infty} = \frac{\mu_{f\infty} \cdot c_{p_{f\infty}}}{K_{f\infty}}$$

$$F(T_e) = \frac{T_e - T_{gmr}}{(1 + \alpha)} + \frac{32,6 K_{f\infty} r_e}{K_{mr} Re_{fmr}^{0,8} Pr_{f\infty}^{0,3}} \left[\frac{\rho_{f\infty}^2 g (T_e - T_\infty)^5}{z \mu_{f\infty}^2 T_{f\infty}} \right]^{1/4} = 0 \quad (3.56)$$

sendo: $\alpha = 0,0115 \frac{K_{mr} \cdot Re_{mr}^{0,8} \cdot Pr_{f\infty}^{0,3} \cdot z \cdot \ln(r_e / r_i)}{K_{iso} \cdot L}$ (3.57)

A equação (3.56) é resolvida numericamente mediante o método de Newton – Raphson, com o fito de se calcular a temperatura da camada externa do isolante. T_e . Após o cálculo de T_e , valendo-se da equação (3.55), pode-se calcular a temperatura do gás na parede interna do tubo de secagem, T_i .

Vale ressaltar que a umidade do gás, na equação (3.48), é a umidade ambiente, cujo valor médio considerado foi de 0,60.

- **Temperatura de bulbo úmido (T_{bu})**

A relação entre os coeficientes de transferência de calor e de massa, denominada de taxa psicométrica, no caso de evaporação de água, é igual ao calor específico do ar úmido:

$$\frac{h}{K_y} = C_H \quad (3.58)$$

Escrevendo-se o fluxo de calor gás-partícula, obtém-se a equação da temperatura de bulbo úmido:

$$\frac{Y_s - Y}{T_g - T_{bu}} = \frac{h}{K_y} \cdot \frac{1}{\Delta H} = \frac{C_H}{\Delta H} \quad (3.59)$$

Valendo-se dessa equação, explicita-se T_{bu} :

$$T_{bu} = T_g - \left(\frac{\Delta H}{C_H} \right) (Y_s - Y) \quad (3.60)$$

O calor específico do ar úmido é dado por:

$$C_H = (C_{p_g})_{fu} + (C_{p_v})_u Y \quad (3.61)$$

em que os índices u e fu indicam, respectivamente, que as propriedades são calculadas às temperaturas de bulbo úmido, T_{bu} e de película, T_{fu} , esta última dada por:

$$T_{fu} = \frac{T_g + T_{bu}}{2} \quad (3.62)$$

A umidade do ar Y , é calculada à temperatura de bulbo seco, T_g .

As correlações necessárias ao cálculo de T_{bu} estão relacionadas a seguir.

— **Calor específico do ar seco**, calculado à temperatura de película, T_{fu} : utilizou-se a expressão abaixo, obtida mediante regressão polinomial dos dados fornecidos por Luikov (1966), na qual a temperatura está em Kelvin e o calor específico em Joule/(kg-Kelvin):

$$(C_{pg})_{fu} = 977,42 + 0,112454 T_{fu} + 1,90346 \cdot 10^{-5} T_{fu}^2 \quad (3.63)$$

— **Calor específico do vapor d'água**, calculado à temperatura de bulbo úmido, T_{bu} : utilizou-se a expressão de Reid, Prausnitz & Poling (1987), em que a temperatura está em Kelvin e o calor específico em Joule/(kg-Kelvin):

$$(c_{pv})_u = 1791,1111 + 0,1068888 T_{bu} + 5,86111 \times 10^{-4} T_{bu}^2 - 1,99777 \times 10^{-7} T_{bu}^3 \quad (3.64)$$

— **Entalpia de vaporização da água**, calculada à temperatura de bulbo úmido, T_{bu} , mediante a expressão de Watson (1943), em que a temperatura está em Kelvin e a entalpia em Joule/kg:

$$\Delta H_u = 3,1140169 \cdot 10^6 \left[1 - \left(\frac{T_{bu}}{647,3} \right) \right]^{0,38} \quad (3.65)$$

— **Umidade do ar na saturação**, calculada à temperatura de bulbo úmido, valendo-se das relações da psicrometria, equação já apresentada:

$$Y_s = 0,62198 \cdot \frac{(P_{ws})_u}{P - (P_{ws})_u} \quad (2.67)$$

em que $(P_{WS})_u$ é a pressão de saturação da água calculada à temperatura de bulbo úmido, mediante a expressão de Abrams, Massaldi & Prausnitz (1974), com as constantes obtidas por Tofik (1984), na qual a temperatura está em Kelvin e a pressão em Pascal (N/m^2):

$$(P_{WS})_u = 133,32237 \cdot \exp \left[26,2561 - \frac{6176,33}{T_{bu}} + 0,33426 \ln T_{bu} - 0,01753 T_{bu} + 1,07088 \cdot 10^{-5} T_{bu}^2 \right] \quad (3.66)$$

A equação (3.60) pode ser escrita na forma apresentada a seguir e a função implícita é resolvida numericamente por meio do método de Newton–Raphson.

$$F(T_{bu}) = T_{bu} - T_g + \frac{\Delta H_u (Y_s - Y)}{[(Cp_g)_{fu} + (Cp_v)_u Y]} = 0 \quad (3.67)$$

Em se conhecendo a pressão na fase gasosa, a temperatura do bulbo seco do ar e sua umidade, pode-se obter todas as propriedades psicométricas do ar, posto que a regra das fases de Gibbs fornece três graus de liberdade ao se considerar o ar úmido como sistema. Por conseguinte, no presente trabalho baseou-se na umidade do ar na alimentação calculada por meio de dados obtidos experimentalmente, para se calcular temperatura de bulbo úmido. Em geral, as propriedades consideradas são as temperaturas dos bulbos seco e úmido e a pressão do ar; mediante esses dados, se obtém a umidade do ar. De qualquer maneira, a temperatura de bulbo úmido se faz necessária ao cálculo de várias propriedades, tais como da pressão de saturação da água, conforme equações (2.68) e (2.69), necessária ao cálculo da umidade do ar saturado, conforme equação (2.67); da entalpia de vaporização da água, necessária ao cálculo da temperatura da partícula, em conformidade com a equação (3.34); do calor

específico do vapor d'água, necessário ao cálculo das temperaturas da partícula e do gás, conforme equações (3.34) e (3.47), respectivamente. Na Tabela 3.1 se apresentam as equações pertinentes ao modelo proposto neste trabalho.

3.4. Solução Numérica do Modelo do Transporte Pneumático Vertical em Fase Diluída com Aplicações em Transferência de Calor e Secagem

3.4.1. Introdução

Apresentaram-se as equações correspondentes aos balanços de momentum, energia e massa as quais compõem o modelo da secagem pneumática vertical, juntamente com as de condições de contorno relativas às coordenadas axial e radial. A fim de se obter a solução numérica do modelo, escolheu-se o método das diferenças finitas, tendo-se utilizado diferenças “forward” para a coordenada axial e diferenças centrais para a coordenada radial.

Neste item apresentar-se-ão as equações na forma discretizada.

3.4.2. Discretização das Equações

3.4.2.1. Equações da Continuidade

a) Fase Gasosa:

$$(\rho \varepsilon u)_{i, j+1} = (\rho \varepsilon u)_{i, j} \quad (3.68)$$

b) Fase Particulada:

$$[\rho_s (1 - \varepsilon) v]_{i, j+1} = [\rho_s (1 - \varepsilon) v]_{i, j} \quad (3.69)$$

nas quais os subscritos i e j se referem, respectivamente, às coordenadas radial e axial.

Tabela 3.1 – Equações do Modelo Bidimensional para a Secagem Pneumática Vertical em Fase Diluída

Dinâmica do Modelo	a) Continuidade	– Fase gasosa	$\frac{\partial(\rho \cdot \varepsilon \cdot u)}{\partial z} = 0$
		– Fase particulada	$\frac{\partial[\rho_s(1 - \varepsilon)]}{\partial z} = 0$
	b) Momentum	– Fase gasosa	$\frac{\partial(\rho \cdot \varepsilon \cdot u^2)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon \cdot \frac{\partial u}{\partial r} \right) - F_D - F_{Gg}$
		– Fase particulada	$\frac{\partial[\rho_s \cdot (1 - \varepsilon) \cdot v^2]}{\partial z} = \frac{\mu_s}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \frac{\partial v}{\partial r} \right] + F_D - F_{Gs}$
Transferência de Massa		– Fase particulada	$\frac{\partial X}{\partial z} = -\frac{6v \cdot (1 - \varepsilon)}{d_p \cdot u \cdot \varepsilon} \cdot \frac{K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot S}{W_s}$
		– Fase gasosa	$\frac{\partial Y}{\partial z} = -\frac{W_s}{W_g} \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{6v \cdot (1 - \varepsilon)}{d_p \cdot u \cdot \varepsilon} \cdot \frac{K_y \cdot (Y_s - Y) \cdot S}{W_g}$
Transferência de Calor		– Fase particulada	$\frac{\partial T_s}{\partial z} = \frac{6v(1 - \varepsilon)S}{W_s d_p u \varepsilon} \left[\frac{h(T_g - T_s) - K_y(Y_s - Y) [H_v + (c_{pv} - c_{al})T_s]}{(c_s + c_{al} X)} \right]$
		– Fase gasosa	$\frac{\partial T_g}{\partial z} = \frac{6v(1 - \varepsilon)S}{W_g d_p u \varepsilon} \left[\frac{h + c_{pv} K_y (Y_s - Y)}{(c_{pg} + c_{pv} Y)} \right] (T_g - T_s) - \frac{a_t \cdot S \cdot h_p (T_e - T_\infty)}{W_g (c_{pg} + c_{pv} Y)}$

3.4.2.2. Equações do Movimento

Verifica-se, valendo-se das equações (3.3) e (3.4), equações do movimento para as fases gasosa e particulada, respectivamente, que o ponto correspondente a $r = 0$ é um ponto de descontinuidade. Assim, aplicou-se a regra de L' Hospital em ambas as equações para o ponto singular, $r = 0$, tendo-se obtido por conseguinte duas equações discretizadas, uma para $r = 0$ e outra para $r > 0$, tanto com relação à equação do movimento para a fase gasosa quanto para a fase particulada.

a) Fase gasosa:

— Em $r = 0$, a equação diferencial parcial, dada pela equação (3.3) toma a forma:

$$\frac{\partial(P + \rho \varepsilon u^2)}{\partial z} = 2 \mu_g \varepsilon \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - F_D - F_{Gg} \quad (3.70)$$

que, discretizada, em $r = 0$, que equivale a $i = 1$, é:

$$\begin{aligned} (P + \rho \varepsilon u^2)_{1,j+1} &= (P + \rho \varepsilon u^2)_{1,j} - \Delta z (F_D + F_{Gg})_{1,j} \\ &+ 4 \mu_g \varepsilon_{1,j} \frac{\Delta z}{\Delta r^2} (u_{2,j} - u_{1,j}) \end{aligned} \quad (3.71)$$

para $r = 0$ e $z \geq 0$

— Para $r > 0$, equivalente a $i > 1$, a equação (3.3) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{\partial(P + \rho \varepsilon u^2)}{\partial z} = \mu_g \left[\left(\frac{\varepsilon}{r} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) \frac{\partial u}{\partial r} \right] - F_D - F_{Gg} \quad (3.72)$$

para $r > 0$ e $z \geq 0$

a qual, discretizada, toma a forma:

$$\begin{aligned}
 (P + \rho \varepsilon u^2)_{i,j+1} &= (P + \rho \varepsilon u^2)_{i,j} - \Delta z (F_D + F_{Gg})_{i,j} \\
 &+ \mu_g \Delta z \left[\left(\frac{\varepsilon_{i,j}}{(i-1)\Delta r} + \frac{\varepsilon_{i+1,j} - \varepsilon_{i-1,j}}{2\Delta r} \right) \cdot \left(\frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta r} \right) \right. \\
 &\left. + \varepsilon_{i,j} \left(\frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{\Delta r^2} \right) \right] \quad (3.73)
 \end{aligned}$$

para $i > 1$ e $j \geq 1$

b) Fase Particulada:

— Em $r = 0$, a equação diferencial parcial, após se aplicar a regra de L' Hôpital, toma a forma:

$$\frac{\partial}{\partial z} [\rho_s (1-\varepsilon) v^2] = 2 \mu_s (1-\varepsilon) \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + F_D - F_{Gg} \quad (3.74)$$

para $r = 0$; $\forall z$

a qual, após a discretização, em $r = 0$ ($i = 1$) fica na forma:

$$\begin{aligned}
 \left[\rho_s (1-\varepsilon) v^2 \right]_{1,j+1} &= \left[\rho_s (1-\varepsilon) v^2 \right]_{1,j} + \Delta z (F_D - F_{Gs})_{1,j} \\
 &+ 4 \mu_s (1-\varepsilon_{1,j}) \frac{\Delta z}{\Delta r^2} (v_{2,j} - v_{1,j}) \quad (3.75)
 \end{aligned}$$

para $i = 1$, $\forall j \geq 1$

— Para $r > 0$, a equação (3.4) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_s (1-\varepsilon) v^2 \right] = \mu_s \left\{ \left[\left(\frac{1-\varepsilon}{r} \right) - \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] \frac{\partial v}{\partial r} + (1-\varepsilon) \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right\} + F_D - F_{Gg} \quad ; r > 0 \quad (3.76)$$

a qual, discretizada, fica na forma:

$$\begin{aligned} [\rho_s (1-\varepsilon) v^2]_{i,j+1} &= [\rho_s (1-\varepsilon) v^2]_{i,j} + \Delta z (F_D - F_{Gg})_{i,j} \\ &+ \mu_s \Delta z \left\{ \left[\frac{1-\varepsilon_{i,j}}{(i-1)\Delta r} - \left(\frac{\varepsilon_{i+1,j} - \varepsilon_{i-1,j}}{2\Delta r} \right) \right] \left(\frac{v_{i+1,j} - v_{i-1,j}}{2\Delta r} \right) \right. \\ &\left. + (1-\varepsilon_{i,j}) \left(\frac{v_{i-1,j} - 2v_{i,j} + v_{i+1,j}}{\Delta r^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.77)$$

3.4.2.3. Sistema de Equações Constituído pela Dinâmica do Escoamento

As equações que constituem a dinâmica do escoamento, ou seja, equações da continuidade e do movimento, para as fases gasosa e particulada, foram reescritas nas formas:

$$(\rho \varepsilon u)_{i,j+1} = CF_{G_{i,j}} \quad (3.78)$$

$$[\rho_s (1-\varepsilon) v]_{i,j+1} = CF_{P_{i,j}} \quad (3.79)$$

$$(P + \rho \varepsilon u^2)_{i,j+1} = \text{EMGAS}_{i,j} \quad (3.80)$$

$$[\rho_s (1-\varepsilon) v^2]_{i,j+1} = \text{EMSOL}_{i,j} \quad (3.81)$$

nas quais $\text{CFG}_{i,j}$ e $\text{CFP}_{i,j}$ representam, respectivamente, o lado direito das equações (3.68) e (3.69); $\text{EMGAS}_{i,j}$, o lado direito da equação (3.71) ou (3.73) para, respectivamente, $i = 1$ e $i > 1$; $\text{EMSOL}_{i,j}$, o lado direito da equação (3.75) ou (3.77).

Por conseguinte, as variáveis dinâmicas serão determinadas mediante o rearranjo das equações supra:

$$v_{i,j+1} = \left(\frac{\text{EMSOL}}{\text{CFP}} \right)_{i,j} \quad (3.82)$$

$$\varepsilon_{i,j+1} = 1 - \frac{\text{CFP}_{i,j}}{(\rho_s v)_{i,j+1}} \quad (3.83)$$

$$u_{i,j+1} = \frac{\text{CFG}_{i,j}}{(\rho \varepsilon)_{i,j+1}} \quad (3.84)$$

$$P_{i,j+1} = \text{EMGAS}_{i,j} - (\rho \varepsilon u^2)_{i,j+1} \quad (3.85)$$

3.4.2.4. Transferência de Massa

a) Fase Particulada:

$$X_{i,j+1} = X_{i,j} - \frac{6 v_{i,j} (1 - \varepsilon_{i,j}) S \Delta z}{W_s d_p u_{i,j} \varepsilon_{i,j}} K_{y_{i,j}} (Y_s - Y)_{i,j} \quad (3.86)$$

b) Fase Gasosa:

$$Y_{i,j+1} = Y_{i,j} - \frac{6v_{i,j}(1-\varepsilon_{i,j}) S \Delta z}{W_s d_p u_{i,j} \varepsilon_{i,j}} K_{y_{i,j}} (Y_s - Y)_{i,j} \quad (3.87)$$

3.4.2.5. Transferência de Calor

a) Fase Particulada:

$$Ts_{i,j+1} = Ts_{i,j} + \frac{6v_{i,j}(1-\varepsilon_{i,j}) S \Delta z}{W_s d_p u_{i,j} \varepsilon_{i,j}} \quad (3.88)$$

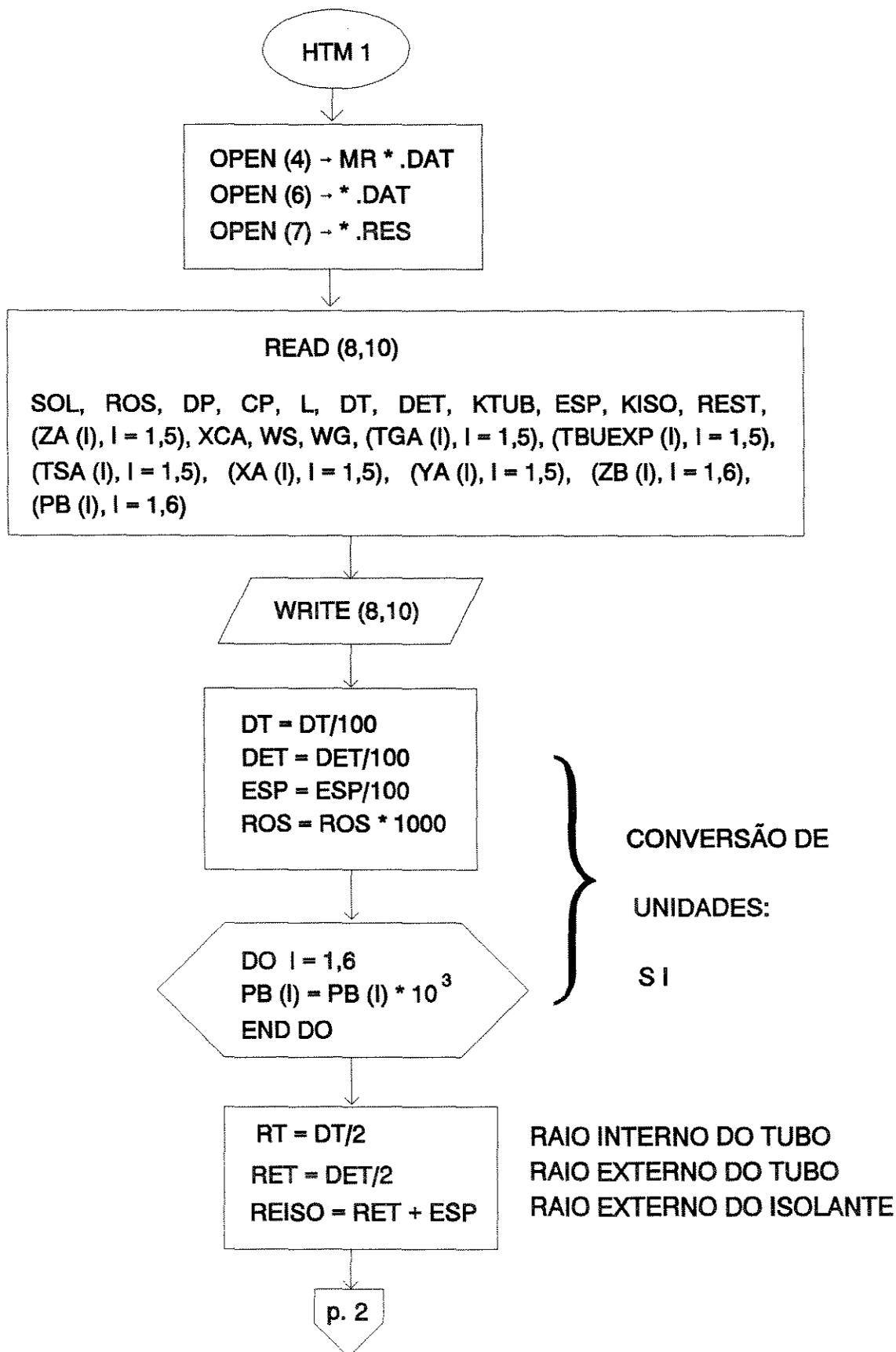
$$* \left[\frac{h_{i,j}(T_g - T_s)_{i,j} - K_{y_{i,j}}(Y_s - Y)_{i,j}[H_v + (c_{p_v} - c_{a_L})T_s]_{i,j}}{(c_s + c_{a_L} X)_{i,j}} \right]$$

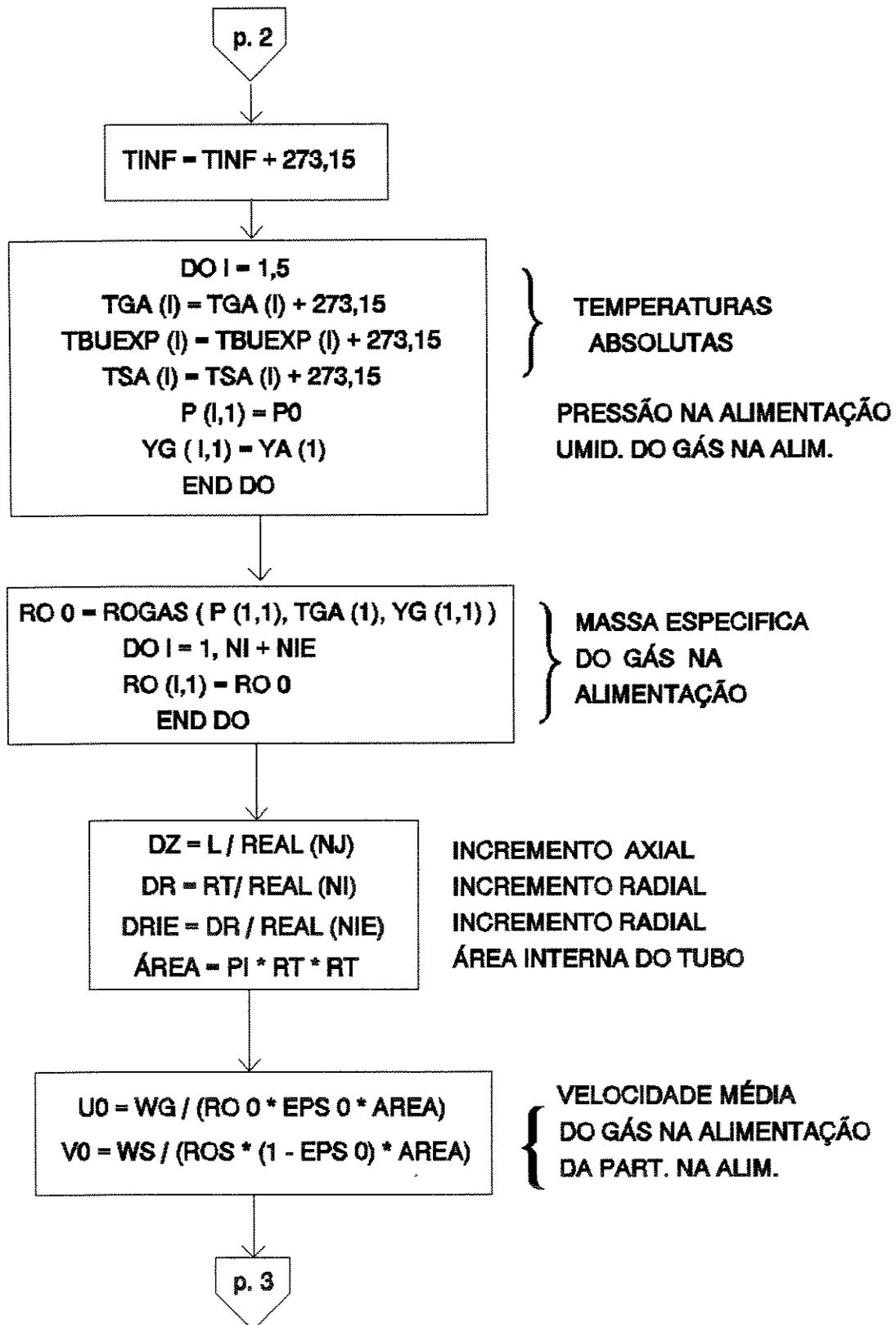
b) Fase Gasosa

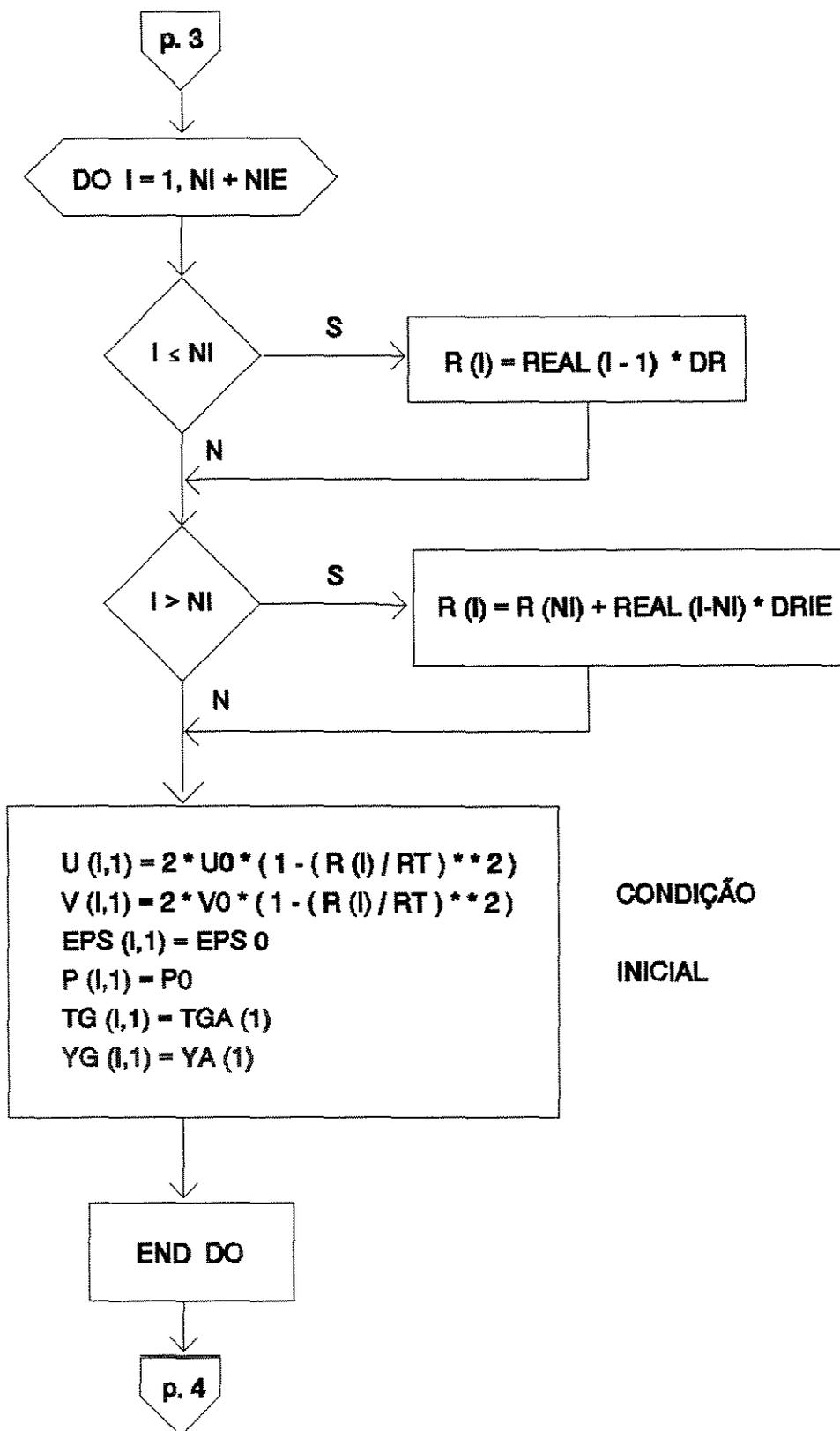
$$T_{g_{i,j+1}} = T_{g_{i,j}} - \frac{6v_{i,j}(1-\varepsilon_{i,j}) S \Delta z}{W_g d_p u_{i,j} \varepsilon_{i,j}} (T_{g_{i,j}} - T_{s_{i,j}}) \quad (3.89)$$

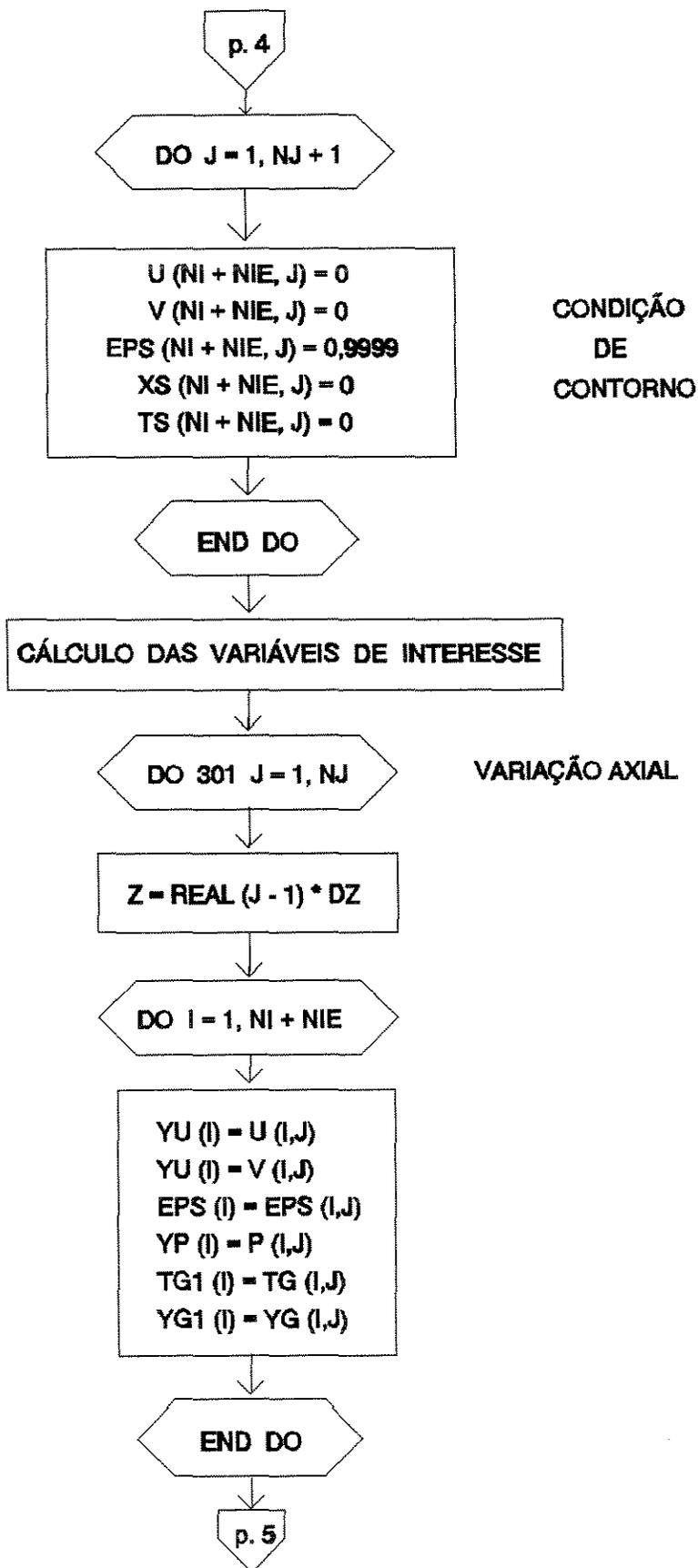
$$* \left[\frac{h + c_{p_v} K_y (Y_s - Y)}{(c_{p_g} + c_{p_v} Y)} \right]_{i,j} - \frac{a_t S h_p (T_e - T_\infty)}{W_g (c_{p_g} + c_{p_v} Y)}$$

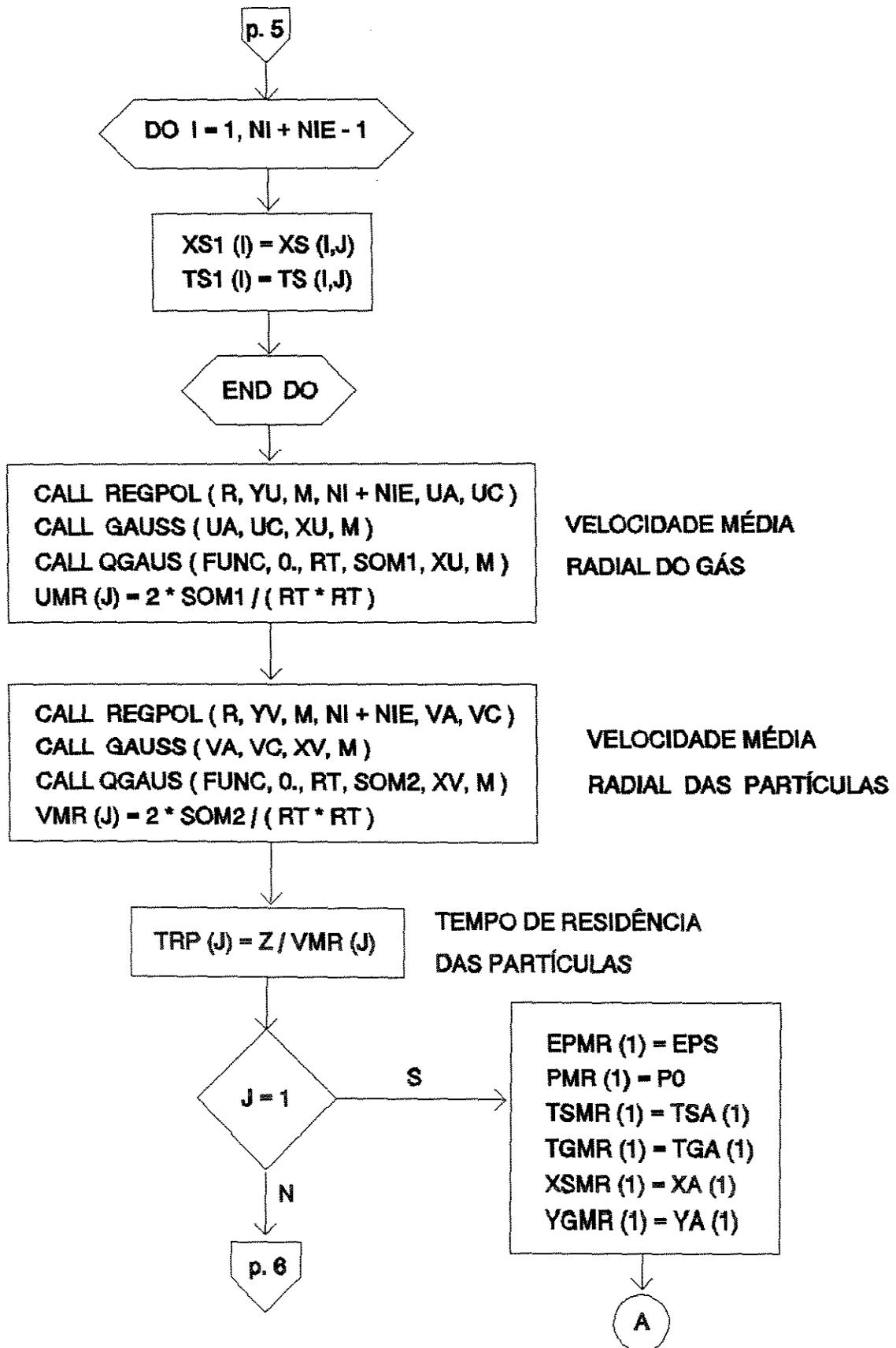
A seguir, apresenta-se o fluxograma concernente ao programa computacional desenvolvido neste trabalho a fim de se obter a solução numérica do sistema de equações apresentado.

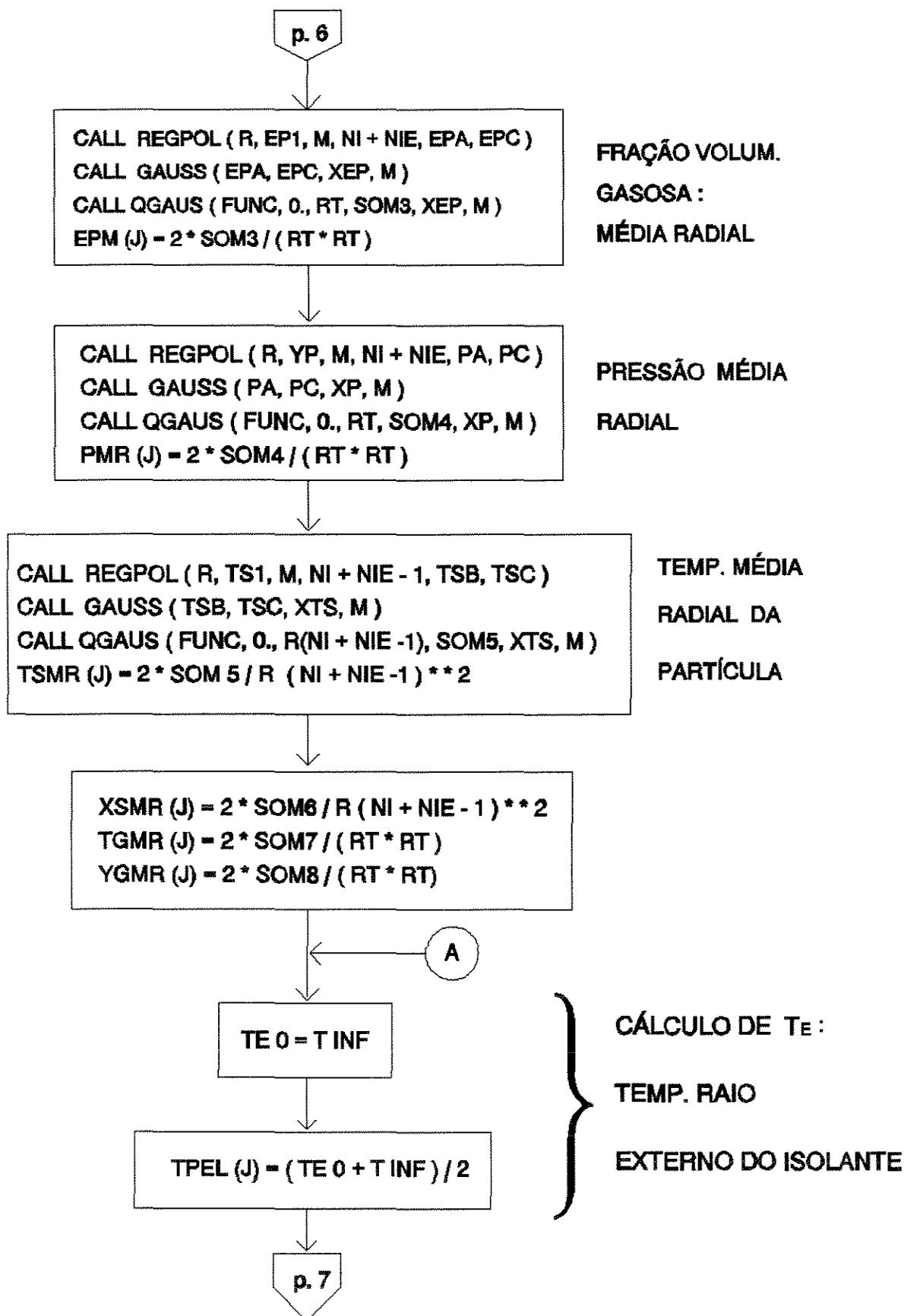


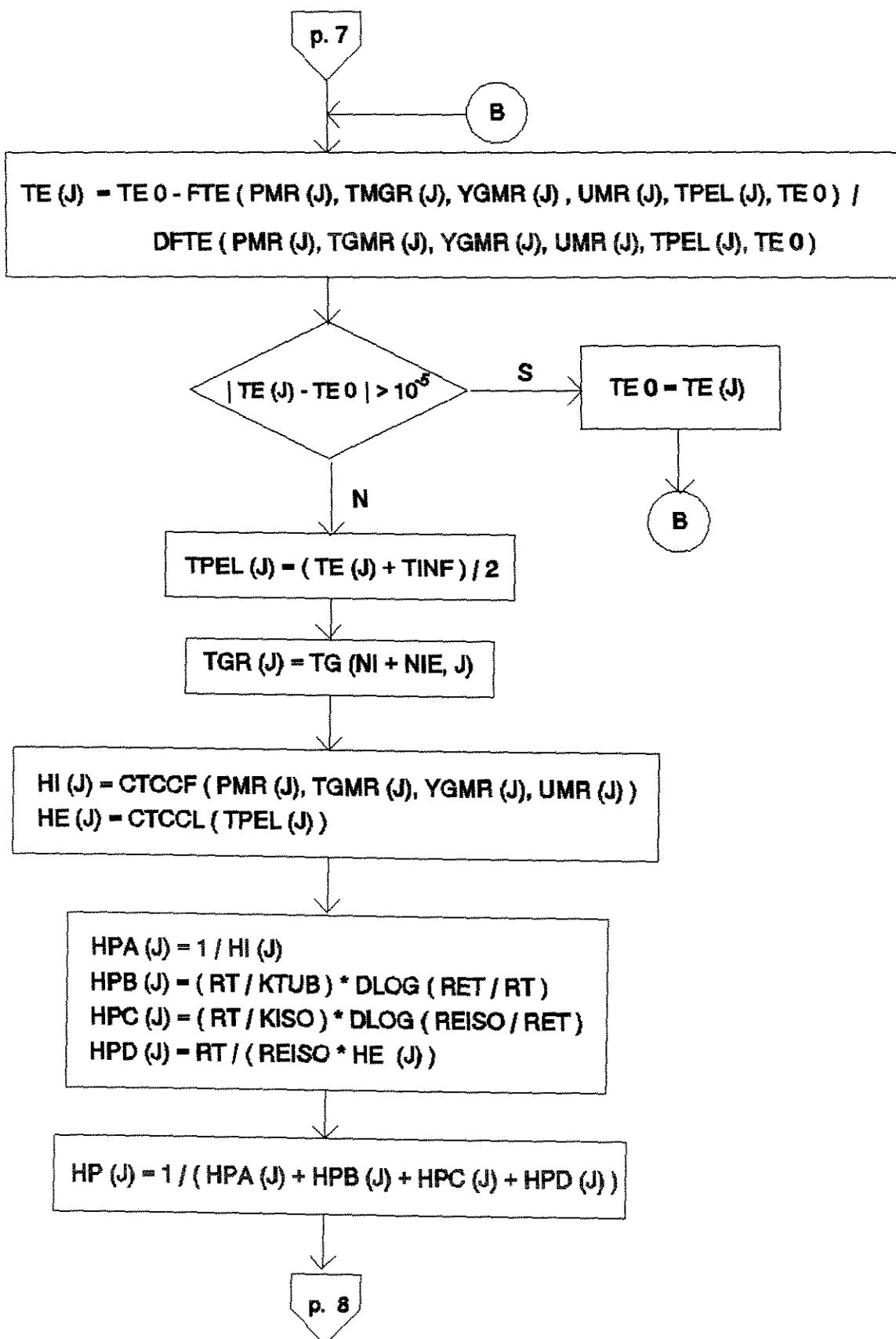


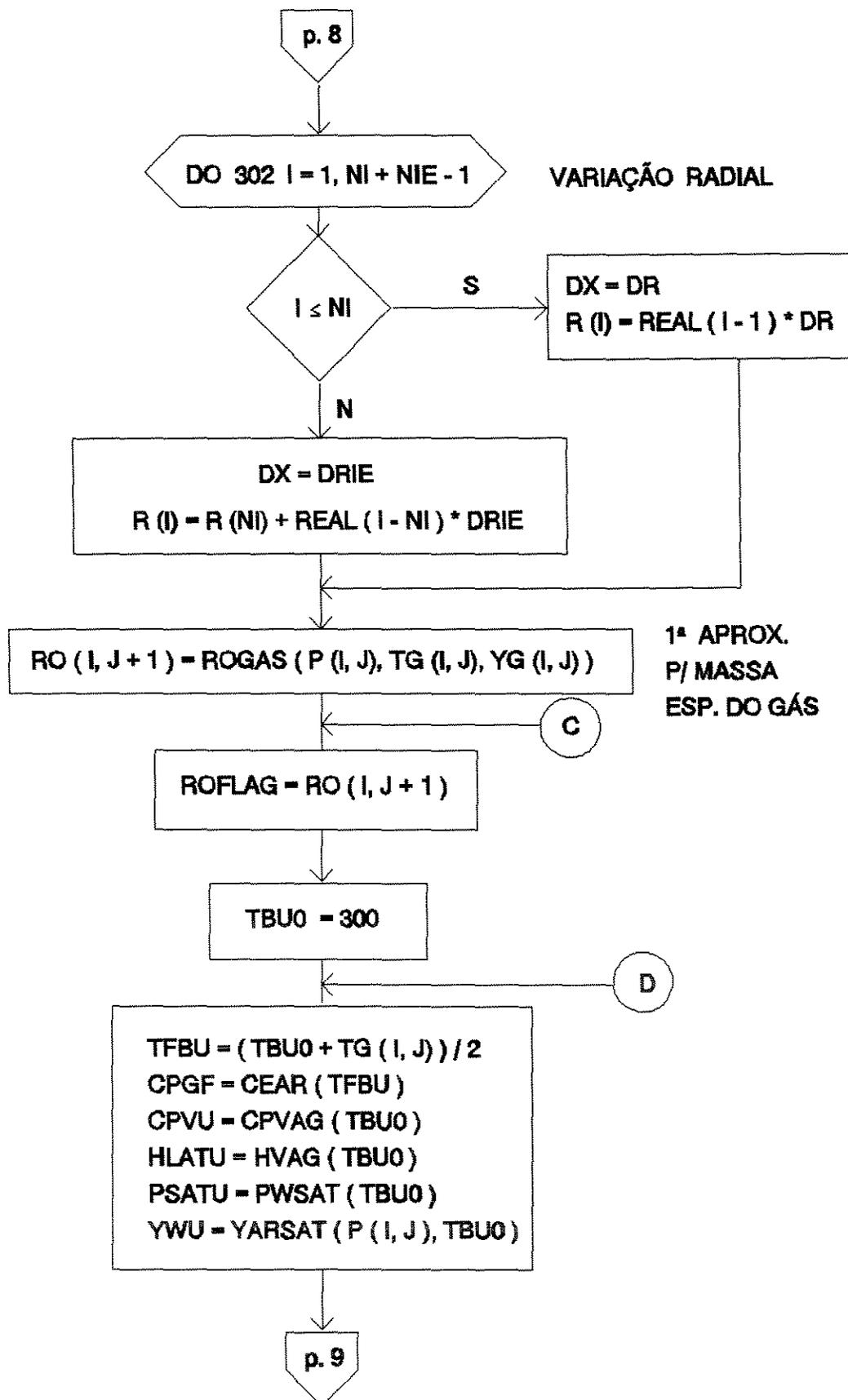


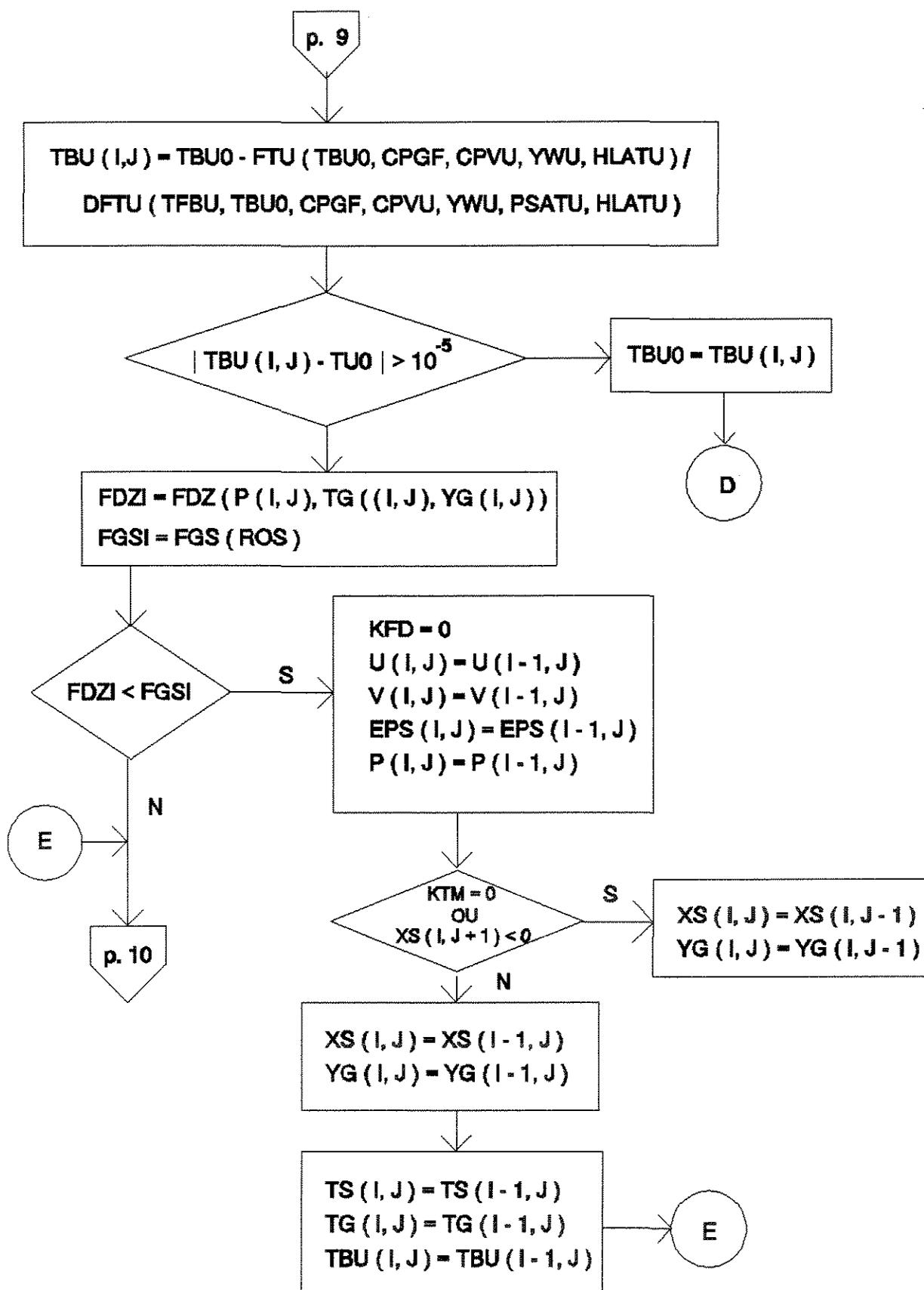


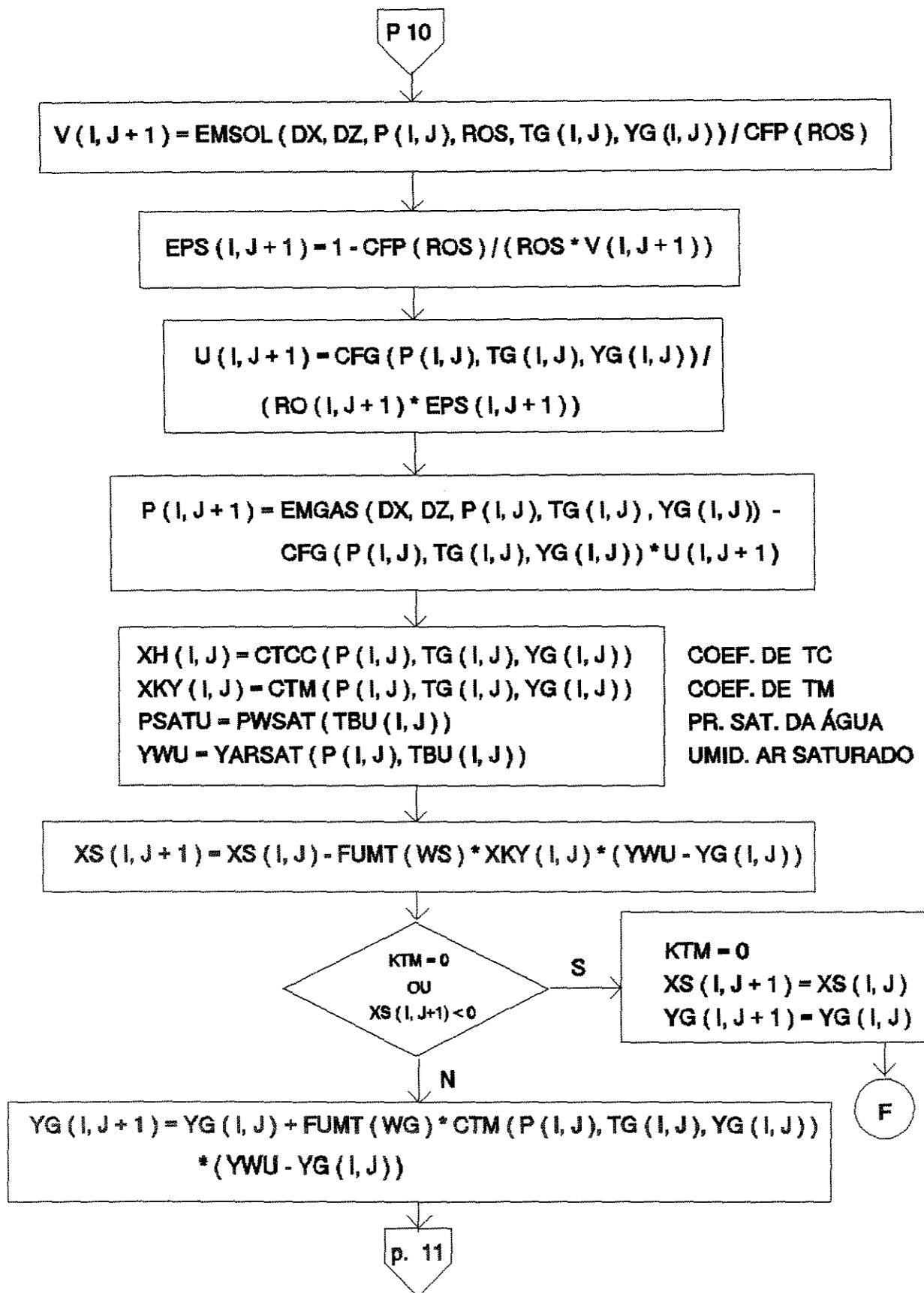


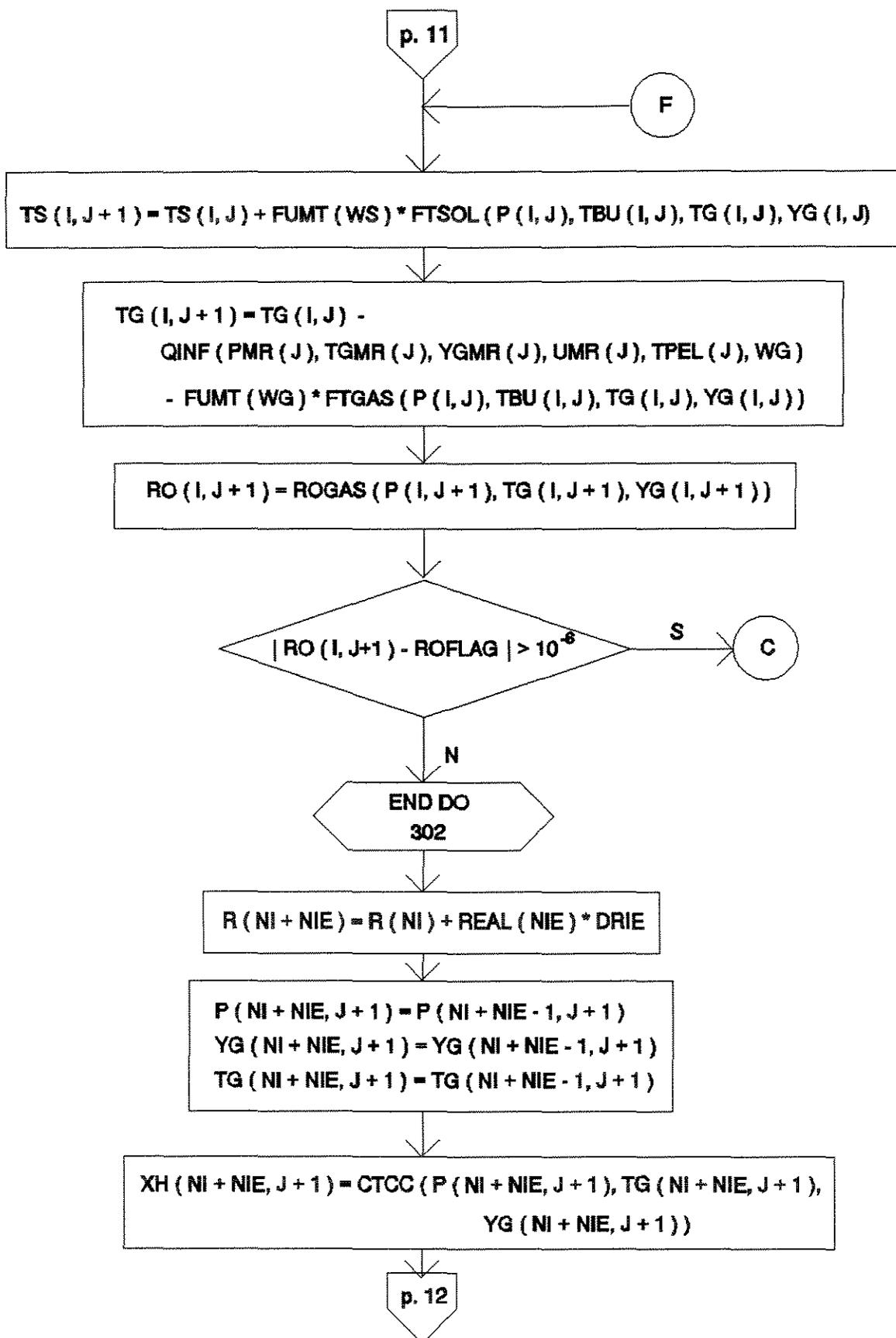


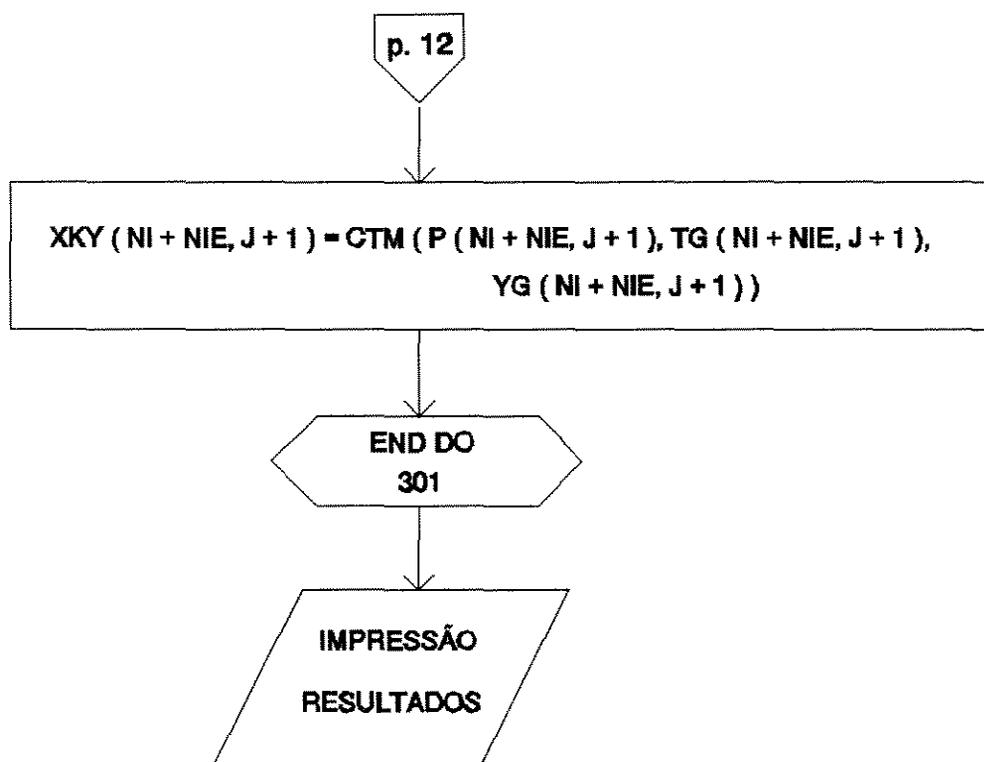












CAPÍTULO 4

RESULTADOS OBTIDOS E DISCUSSÃO

4.1. Resultados e Análise da Fluidodinâmica

4.1.1. Introdução

Nessa seção apresentar-se-ão os resultados concernentes à fluidodinâmica do transporte pneumático vertical, tais como variações axiais e radiais das velocidades do gás e das partículas, como também os perfis de pressão e da fração volumétrica gasosa.

O modelo proposto foi resolvido numericamente utilizando-se, para tal, o método das diferenças finitas, como já explicado anteriormente.

As corridas experimentais, as quais serão reportadas ao longo do texto, referem-se aos dados obtidos por Rocha (1988) num secador pneumático vertical, escala piloto, de 4 m de altura e 2 in de diâmetro nominal. Rocha (1988) utilizou partículas de alumina, areia e resina acrílica, cujas características se encontram na Tabela 4.1-1; como fase gasosa, a autora utilizou ar. Escolheram-se, a título de ilustração de resultados, as corridas de números 10, 16 e 25, relativas, respectivamente, à alumina, areia tipo 1 e resina acrílica conforme se pode atestar mediante a referida tabela.

**Tabela 4.1-1 Característica dos materiais
utilizados por Rocha (1988)**

Sólido utilizado	Corrida número	Massa específica ρ_s (g/cm ³)	Calor específico c_s [J/(kg-°C)]	Diâmetro médio d_p (mm)
Alumina	01 a 15	4,000	836,0	0,400
Areia 1	16 a 21	2,622	799,7	0,380
Areia 2	22, 23, 27	2,656	799,7	0,188
Resina Acrílica	24, 25, 26	1,350	1625,0	0,346

4.1.2. Perfis Axiais das Velocidades

Para haver o transporte pneumático vertical é necessário que a velocidade da fase gasosa seja maior que a de queda livre das partículas; a força motriz do transporte pneumático é justamente a velocidade relativa, ou seja, a diferença entre as velocidades do gás e das partículas. No entanto, a velocidade relativa, como será discutido a posteriori, não pode ser muito alta, pois nesse caso o tempo de residência das partículas no tubo de secagem seria bastante pequeno, não havendo a transferência de massa desejável, ou seja, as partículas teriam uma umidade final maior que a desejada.

A velocidade do gás diminui ao passo que a das partículas aumenta à medida que as fases percorrem o tubo de secagem na direção vertical e sentido ascendente, posto que o momentum é transferido da fase gasosa para a fase particulada. Não obstante, a variação axial da velocidade do gás é baixa, enquanto a das partículas é alta; por exemplo, para a corrida 10 da Alumina em $r = 0,0$ m, a velocidade do gás diminui cerca de 3,0% e a das partículas aumenta cerca de 5230%; em $r=0,021$ m, a velocidade do gás diminui 2,0% e a das partículas aumenta 5420%.

A Figura 4.1-1 apresenta as variações axiais das velocidades do gás e das partículas para algumas posições radiais. Verifica-se, com base nessa figura, a suave variação axial na velocidade do gás e a pronunciada variação na velocidade das partículas para um dado valor da coordenada radial. Verifica-se ainda que à medida que se aproxima da parede do tubo, ou seja, à medida que se aumenta a coordenada radial, as velocidades das fases diminuem, fato esse melhor verificado mediante as Figuras 4.1-2 e 4.1-3, relativas, respectivamente, às velocidades do gás e das partículas. Verifica-se também que a fase particulada atinge um dado valor de sua velocidade em posições axiais maiores, à medida que se afasta do centro do tubo; por exemplo, para a alumina, corrida 10, a velocidade das partículas atinge 20,0 m/s nos pontos: $r_1 = 0,0$ m e $z_1 = 0,58$ m; $r_2 = 0,0105$ m e $z_2 = 0,8$ m; $r_3 = 0,01575$ m e $z_3 = 1,6$ m; em $r_4 = 0,0210$ m, as partículas não atingem essa velocidade, como se pode comprovar mediante a Figura 4.1-3.

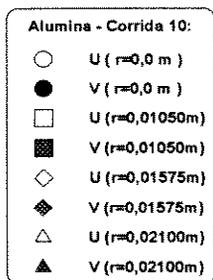
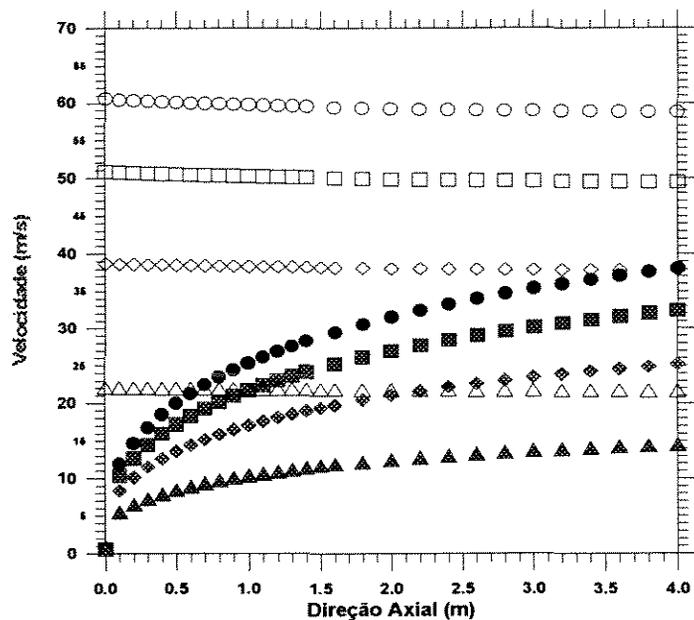


Figura 4.1-1. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial para a Alumina, corrida 10 (Rocha, 1988)

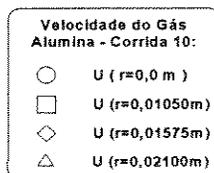
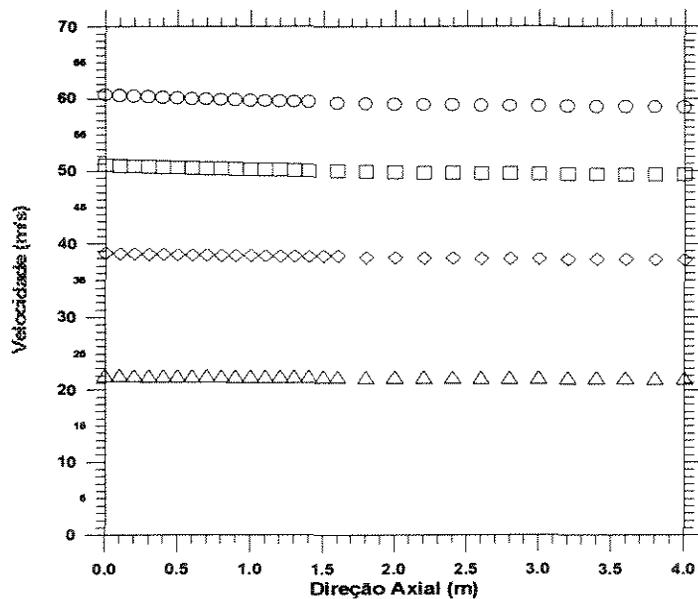


Figura 4.1-2. Velocidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

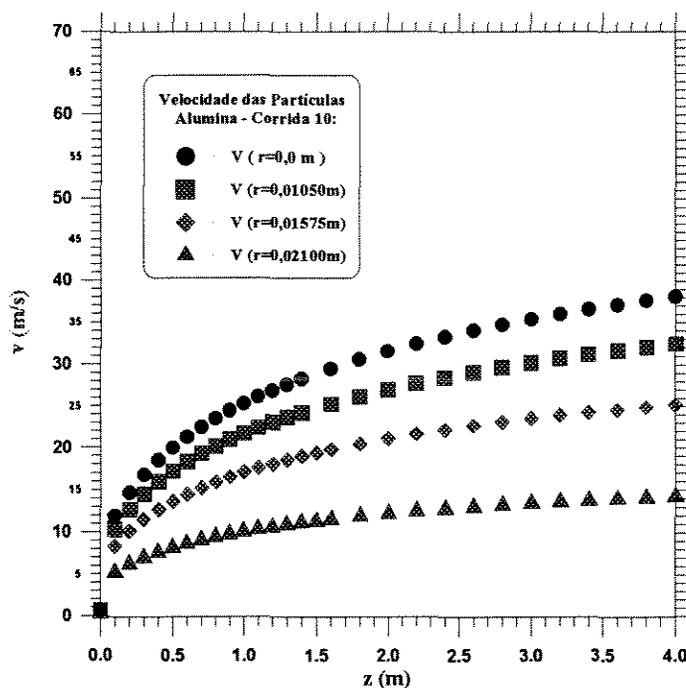


Figura 4.1-3. Velocidade das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

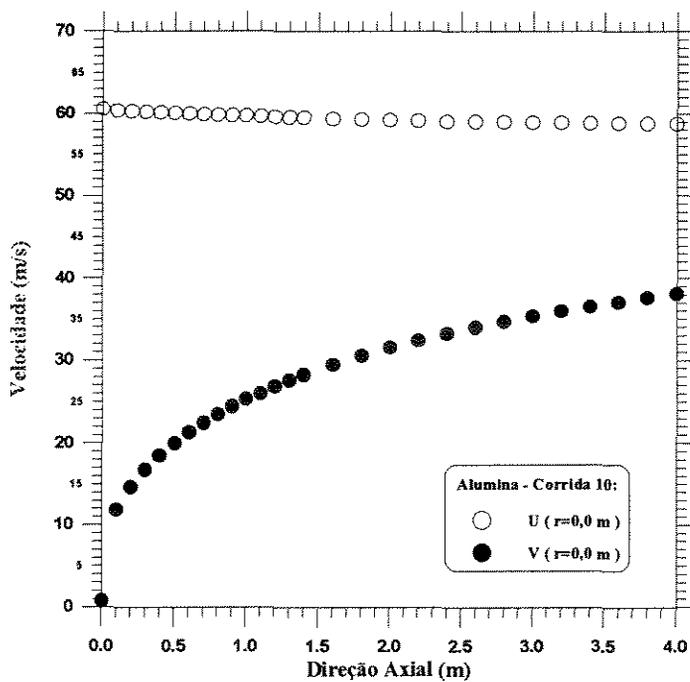


Figura 4.1-4. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para a direção radial $r = 0,0 \text{ m}$. Alumina, corrida 10 (Rocha, 1988)

Na Figura 4.1-4 se apresentam as variações axiais das velocidades das fases em $r_0 = 0,0\text{m}$ (centro do tubo), enquanto a Figura 4.1-5 apresenta essas variações em $r_3 = 0,0210\text{m}$. Comprova-se, com base nessas figuras, que a velocidade relativa é maior no centro do tubo, para um dado z ; por exemplo, para a corrida 10 da Alumina em $z = 2,0\text{m}$: $(u-v)_0 = 27,7 \text{ m/s}$ em $r_0=0,0\text{m}$ e $(u-v)_3 = 9,3 \text{ m/s}$ em $r_3 = 0,0210\text{m}$. Por outro lado, a velocidade relativa diminui no sentido axial: em $r_0 = 0,0\text{m}$: $(u-v)_0 = 59,8 \text{ m/s}$ em $z_0 = 0,0 \text{ m}$ e $(u-v)_f = 20,7 \text{ m/s}$ em $z_f = 4,0 \text{ m}$ (saída do tubo de secagem); em $r = 0,0210 \text{ m}$, tem-se: $(u-v)_0 = 21,5 \text{ m/s}$ na alimentação e $(u-v)_f = 7,2 \text{ m/s}$ na saída do tubo de secagem.

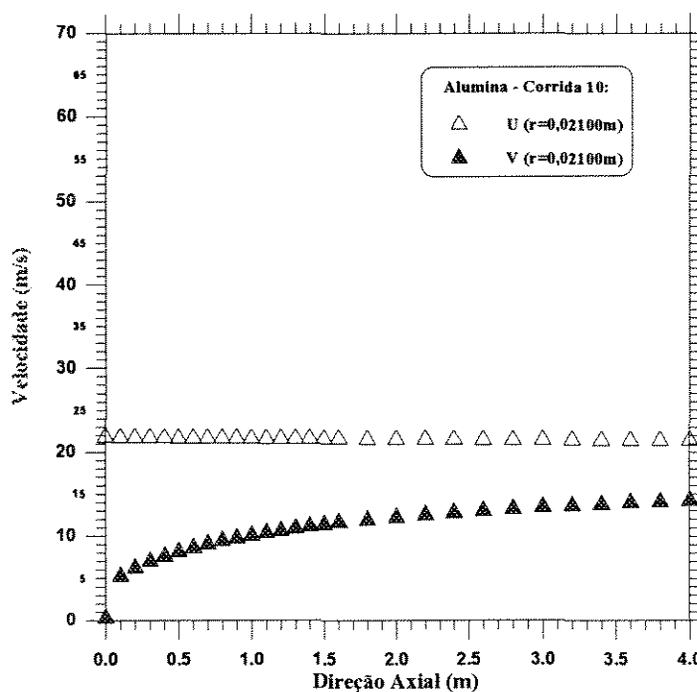


Figura 4.1-5. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para a direção radial $r = 0,0210\text{m}$. Alumina, corrida 10 (Rocha, 1988)

A Figura 4.1-6 exhibe as variações axiais das velocidades médias radiais. Visto que, no modelo proposto, se consideram perfis radiais e axiais, para uma determinada altura (posição axial) no secador, calculou-se, para cada característica de escoamento, a média com relação à posição radial mediante

regressão polinomial. A média radial de uma característica poderá, a posteriori, ser comparada ao valor dessa mesma característica obtida mediante modelo unidimensional. Verifica-se nessa figura a tendência esperada dos perfis unidimensionais das velocidades.

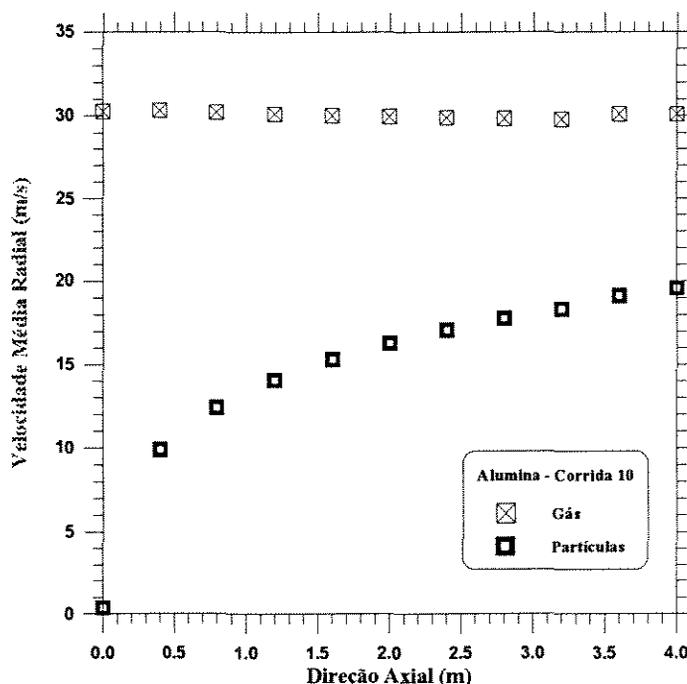


Figura 4.1-6. Velocidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da direção Axial. Alumina - Corrida 10

As Figuras 4.1-7 a 4.1-12 apresentam perfis similares para a corrida 16 da Areia 1 e as Figuras 4.1-13 a 4.1-18 se referem à corrida 25 da Resina Acrílica.

4.1.3. Perfis Radiais das Velocidades

Admitiu-se, para o fluido, a condição de não deslizamento: o fluido adere à parede do tubo, sendo sua velocidade nula nesse ponto. Na alimentação, consideraram-se os perfis radiais do fluido e das partículas similares a de um fluido escoando sozinho no tubo. Assim, as velocidades tanto do gás quanto das partículas, são máximas no centro do tubo de secagem e nulas na parede. Há que

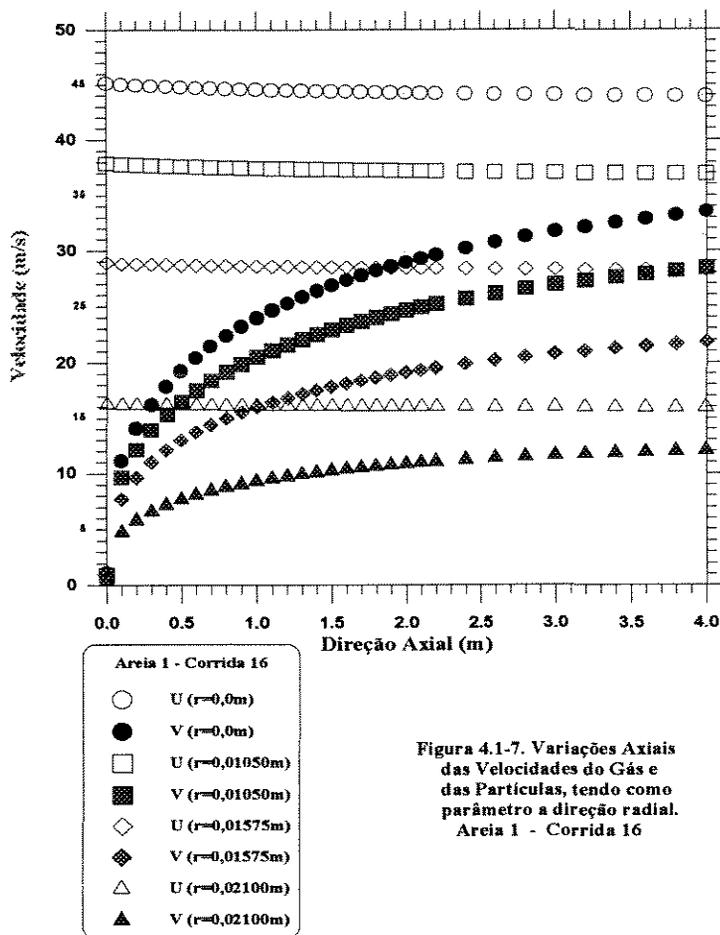


Figura 4.1-7. Variações Axiais das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a direção radial. Areia 1 - Corrida 16

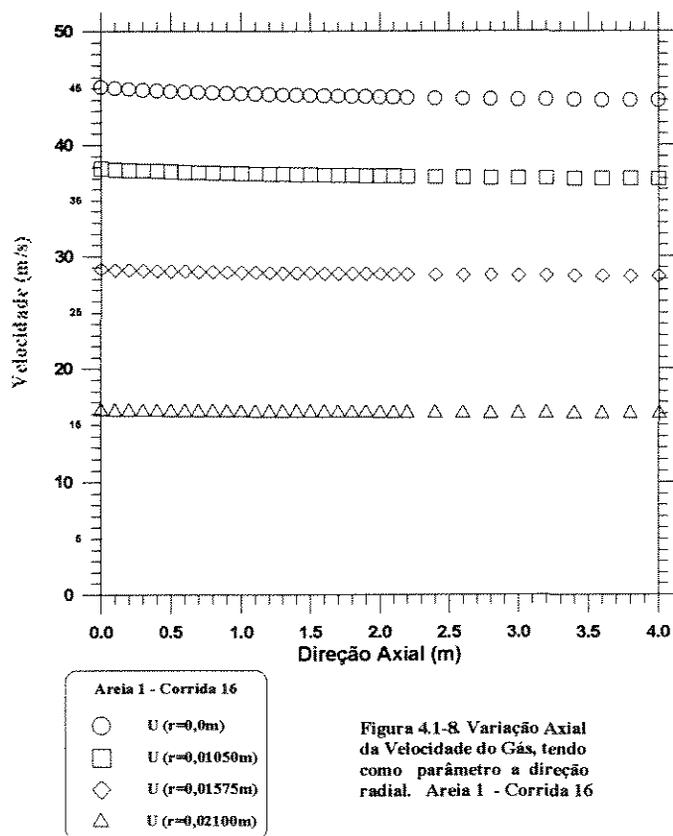


Figura 4.1-8. Variação Axial da Velocidade do Gás, tendo como parâmetro a direção radial. Areia 1 - Corrida 16

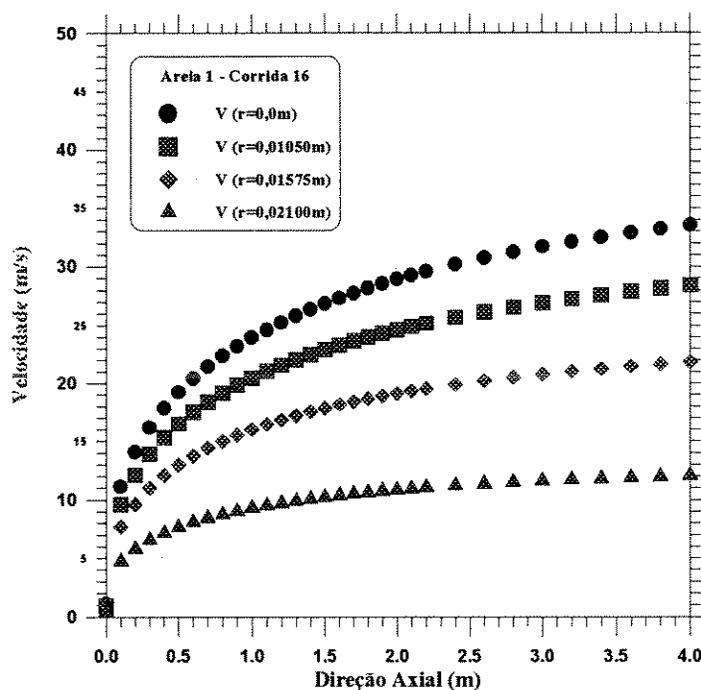


Figura 4.1-9. Variação Axial da Velocidade das Partículas, tendo como parâmetro a direção radial. Areia 1 - Corrida 16

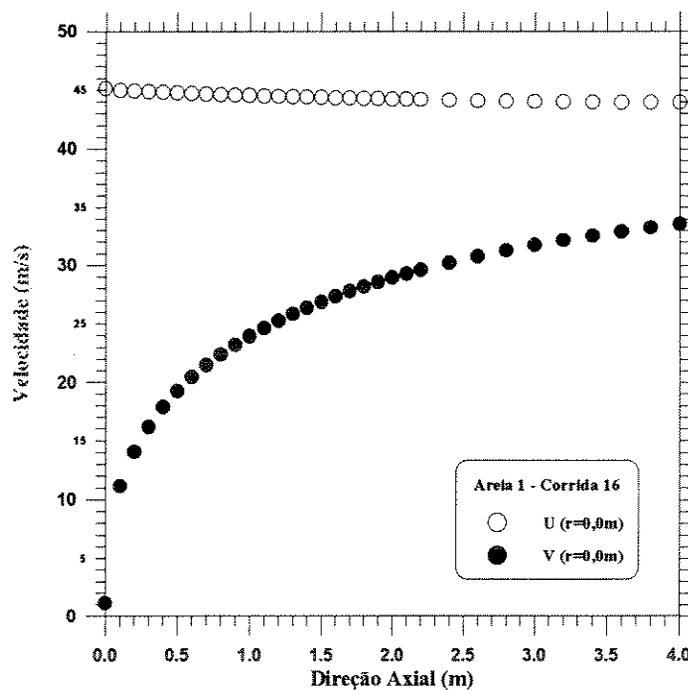


Figura 4.1-10. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para $r = 0,0m$. Areia 1 - Corrida 16

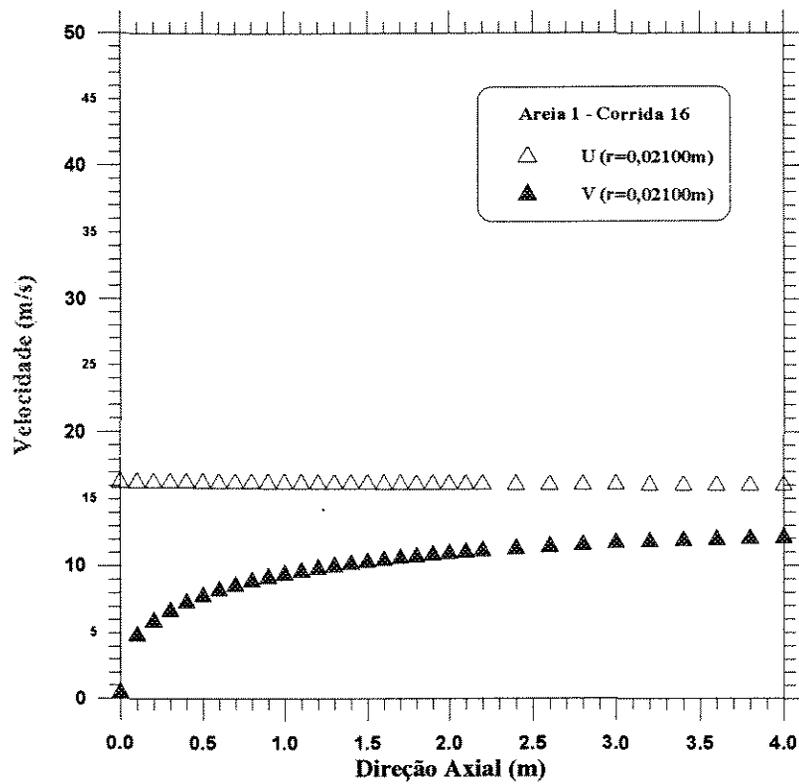


Figura 4.1-11. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para $r = 0,021$ m. Areia 1 - Corrida 16

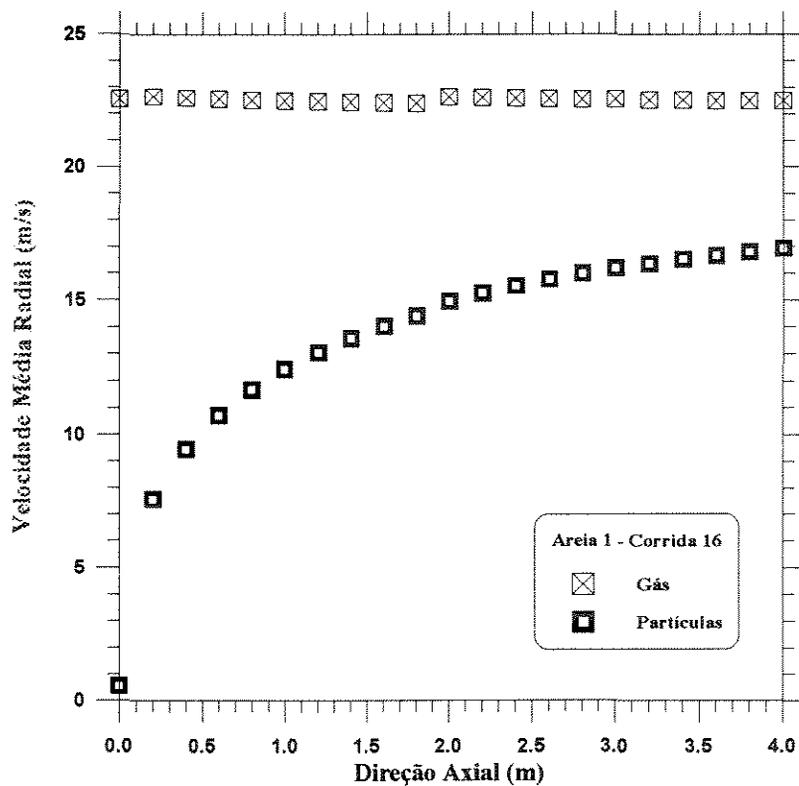


Figura 4.1-12. Velocidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da direção Axial. Areia 1 - Corrida 16

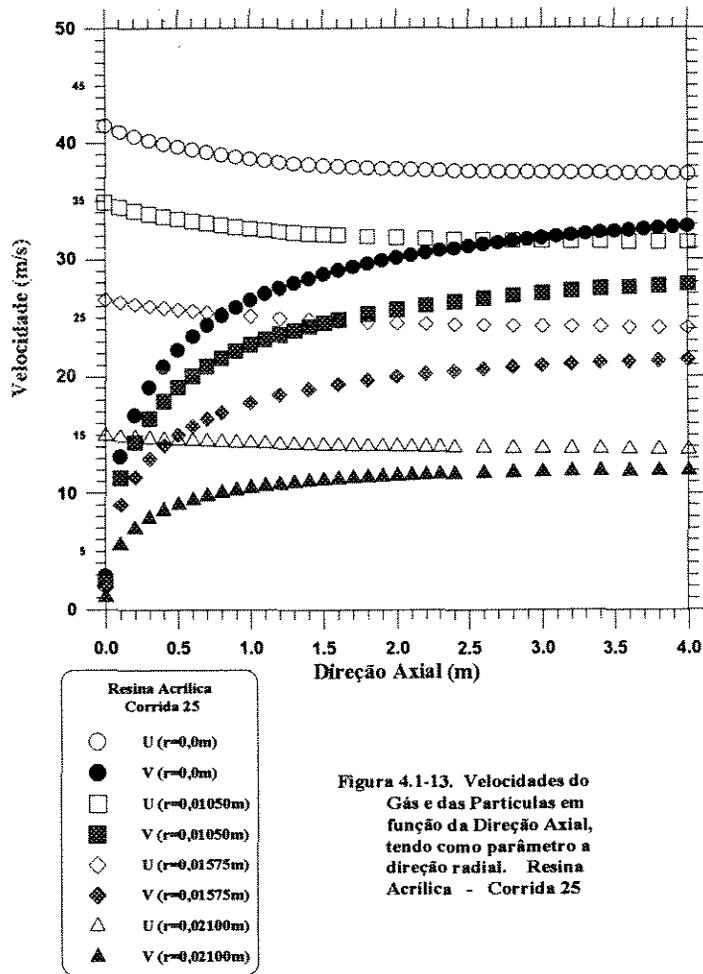


Figura 4.1-13. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a direção radial. Resina Acrilica - Corrida 25

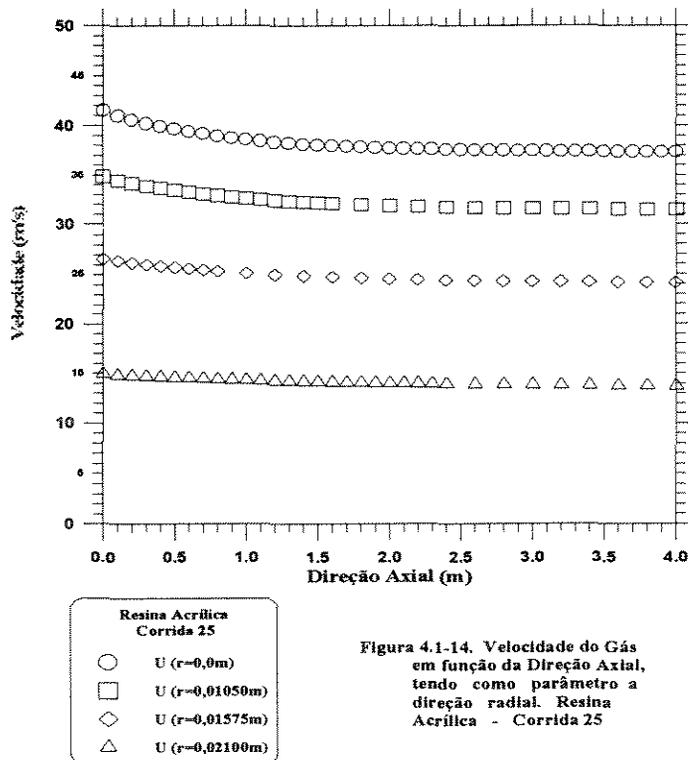


Figura 4.1-14. Velocidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a direção radial. Resina Acrilica - Corrida 25

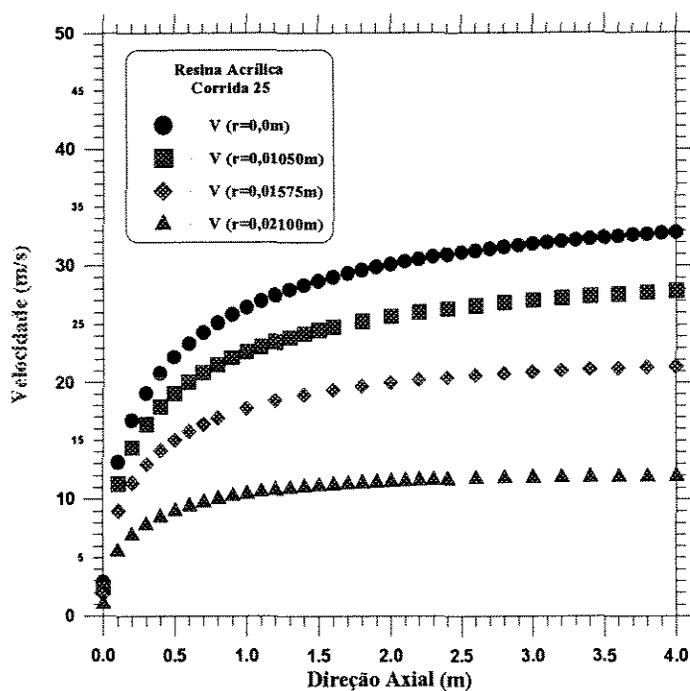


Figura 4.1-15. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a direção radial. Resina Acrílica - Corrida 25

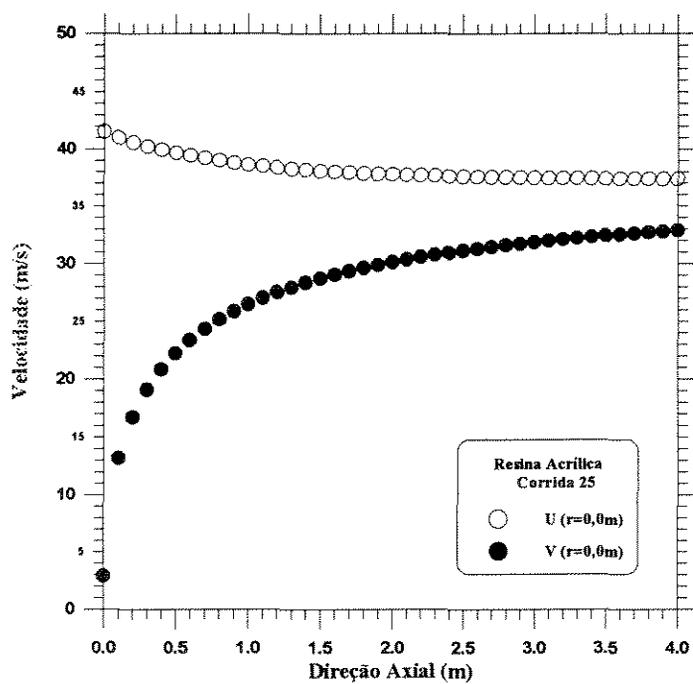


Figura 4.1-16. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para $r = 0,0m$. Resina Acrílica - Corrida 25

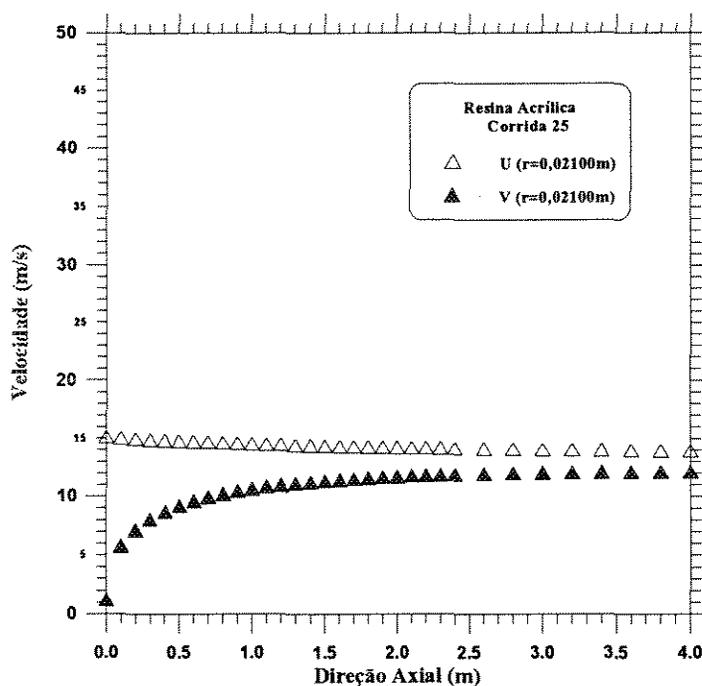


Figura 4.1-17. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para $r = 0,02100$ m. Resina Acrílica - Corrida 25

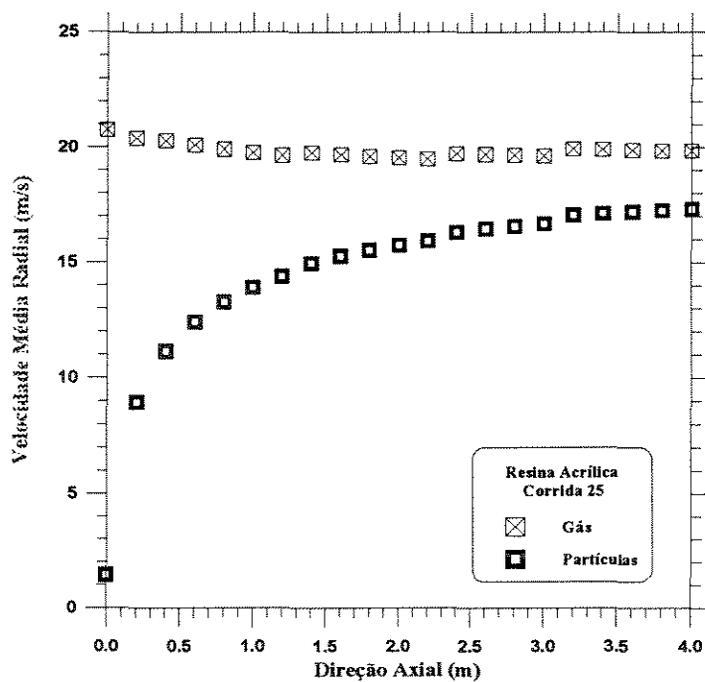


Figura 4.1-18. Velocidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Resina Acrílica - Corrida 25

se ressaltar que a velocidade das partículas é nula na parede, não por se ter considerado que elas aderem à parede, mas por se ter considerado no modelo proposto que não há partículas na parede; consequentemente, a fração volumétrica gasosa em $r = R$ é próxima da unidade e em termos numéricos, essa condição é traduzida em $v = 0$ nesse ponto.

Na Figura 4.1-19, concernente à corrida 10 da Alumina, se exibem os perfis radiais das velocidades do gás e das partículas, tendo como parâmetro a posição axial. Atesta-se que as velocidades das fases diminuem do centro à parede do tubo, para uma mesma posição axial. Fixando-se a possível posição radial, a velocidade das partículas aumenta com a posição axial, enquanto o gás diminui, como se pode melhor verificar mediante a Figura 4.1-20 e como já comentado no item precedente.

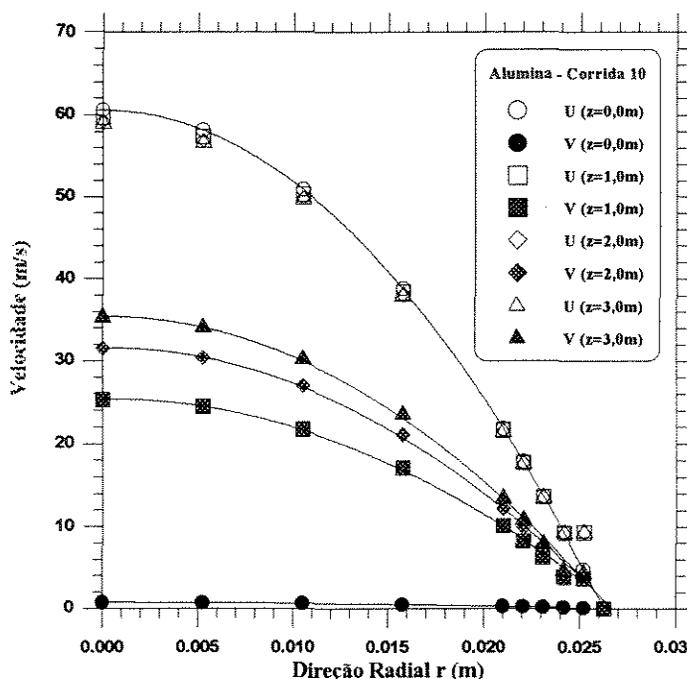


Figura 4.1-19. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina - Corrida 10.

As Figuras 4.1-21 e 4.1-22 exibem os perfis radiais das velocidades para $z_0 = 0,0$ m e $z_3 = 3,0$ m, respectivamente, para a corrida 10 da Alumina. As velocidades relativas no centro do tubo são: $(u-v)_0 = 59,8$ m/s na alimentação e

$(u-v)_3 = 23,6$ m/s em $z_3 = 3,0$ m, evidenciando que a velocidade relativa diminui à medida que as fases percorrem o tubo.

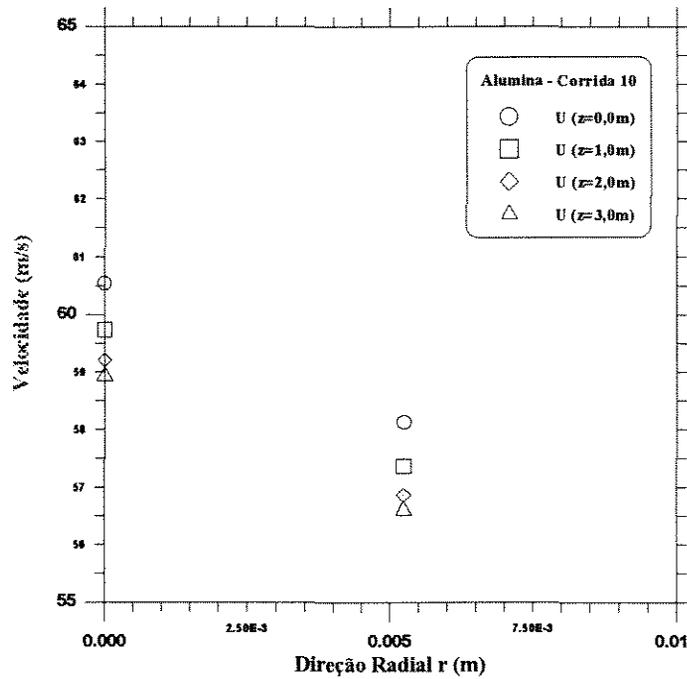


Figura 4.1-20. Variação Radial da Velocidade do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina - Corrida 10.

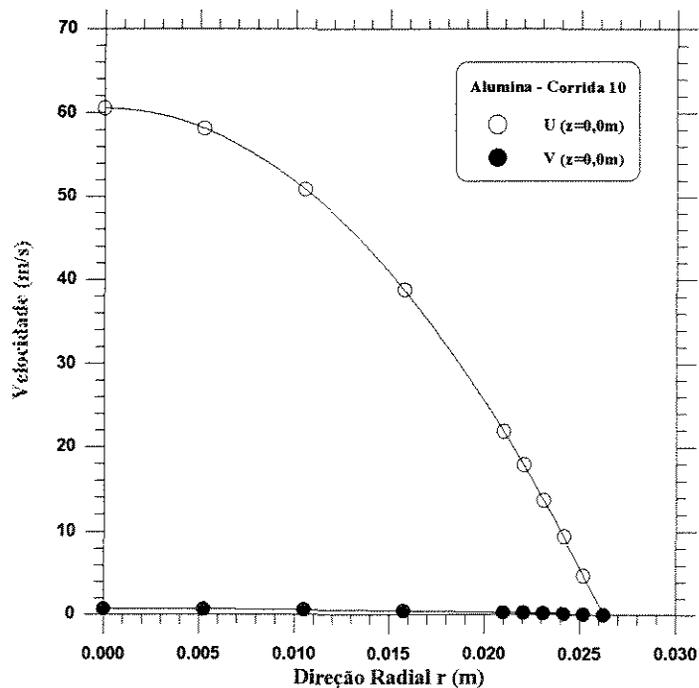


Figura 4.1-21. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Radial, para a direção axial $z = 0,0$ m. Alumina - Corrida 10

A fase particulada atinge um determinado valor em posições radiais maiores à medida que se afasta da alimentação; por exemplo, para a corrida 10 da

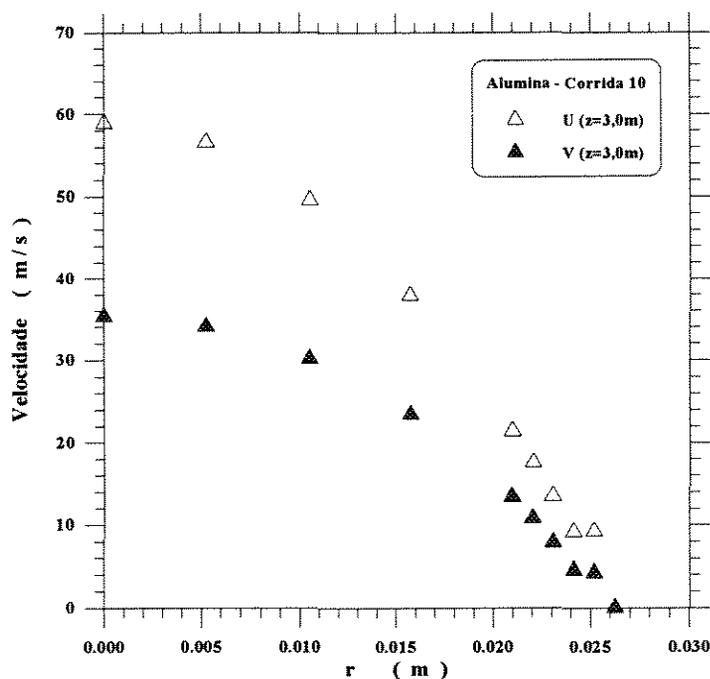


Figura 4.1-22. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, em $z = 3,0$ m. Alumina - Corrida 10.

Alumina, a velocidade das partículas atinge 20,0 m/s nos pontos: $z_1=1,0$ m e $r_1=0,0125$ m; $z_2 = 2,0$ m e $r_2 = 0,0162$ m; $z_3 = 3,0$ m e $r_3 = 0,0175$ m, conforme a Figura 4.1-19. Na alimentação as partículas não atingem essa velocidade.

As Figuras 4.1-23 a 4.1-26 apresentam perfis similares para a corrida 16 da Areia 1 e as Figuras 4.1-27 a 4.1-30 se referem à corrida 25 da Resina Acrílica.

4.1-4 Comparação entre os Modelos Unidimensional e Bidimensional

Paixão e Rocha (1993) apresentaram a comparação entre os resultados obtidos mediante simulações dos modelos unidimensional e bidimensional para o transporte pneumático vertical, comparação essa realizada com base nos perfis das velocidades do gás e das partículas.

Para o modelo unidimensional, Rocha (1988) supôs escoamento pistão, tendo portanto a autora obtido um único valor das velocidades do gás e das partículas para cada altura do tudo de transporte.

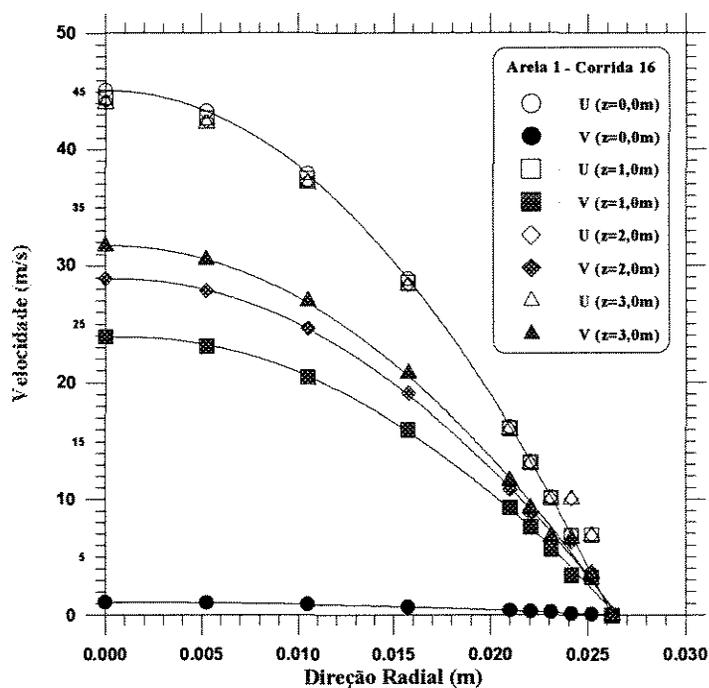


Figura 4.1-23. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial
Areia 1 - Corrida 16

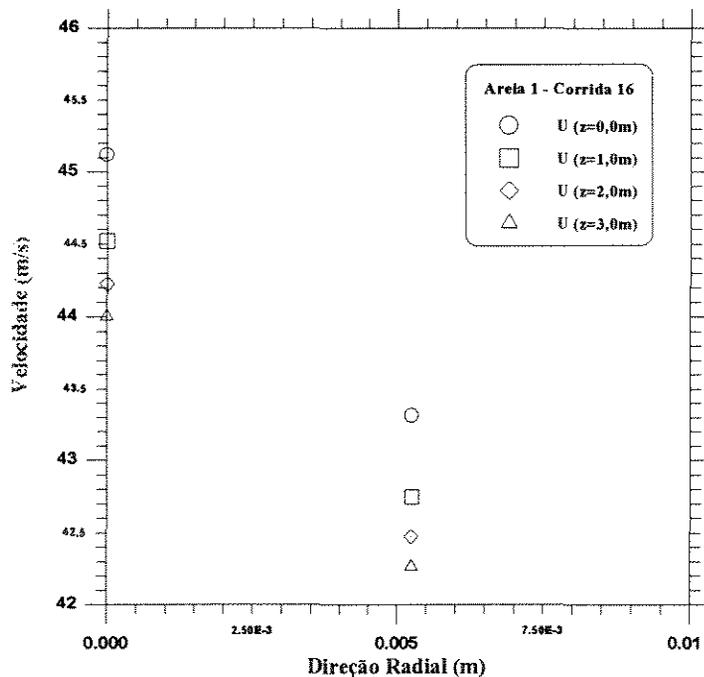


Figura 4.1-24. Variação Radial da Velocidade do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Areia 1 - Corrida 16

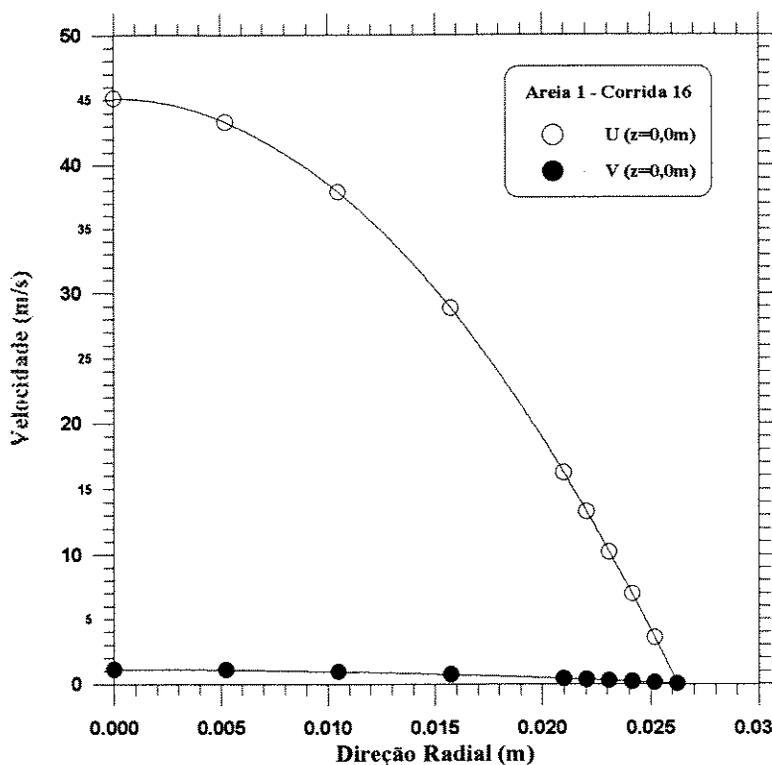


Figura 4.1-25. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, para $z = 0,0$ m.
Areia 1 - Corrida 16

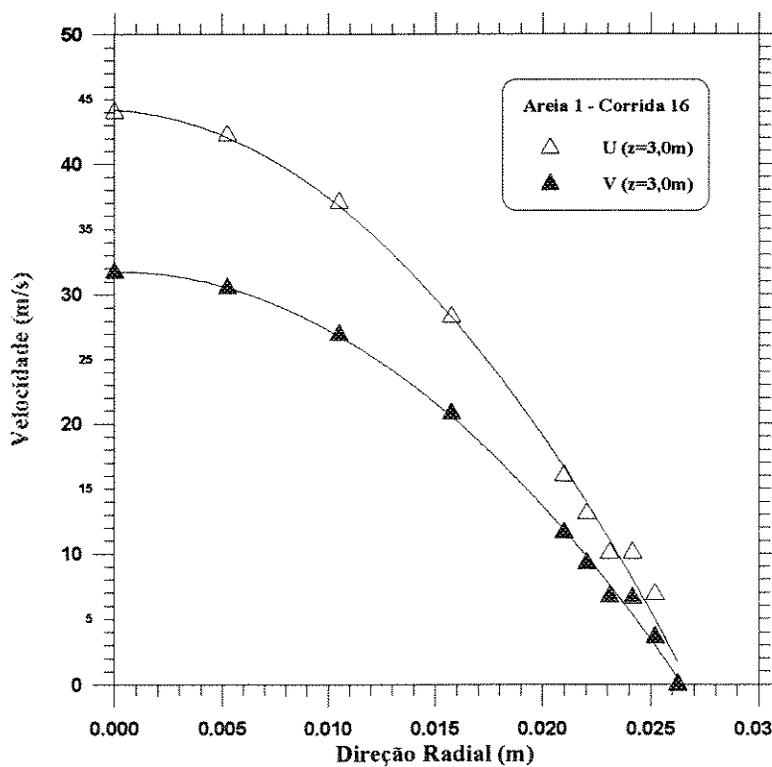
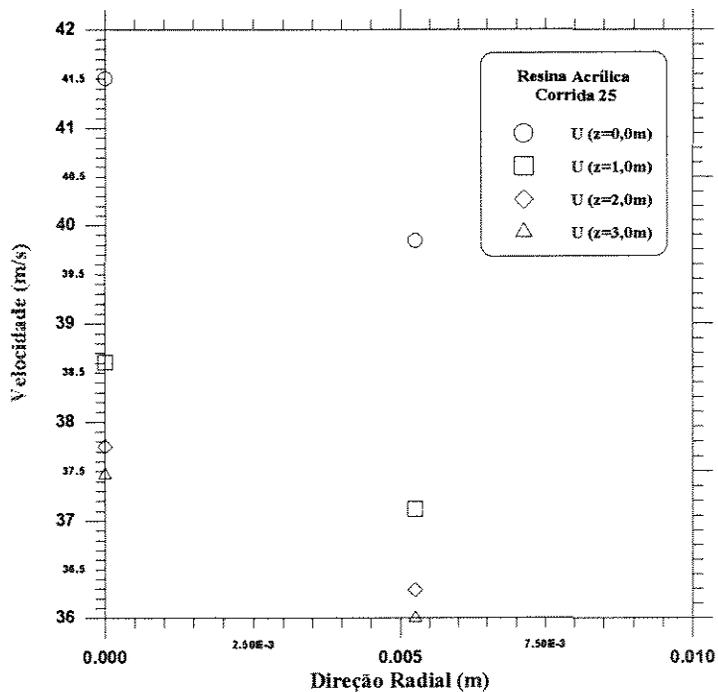
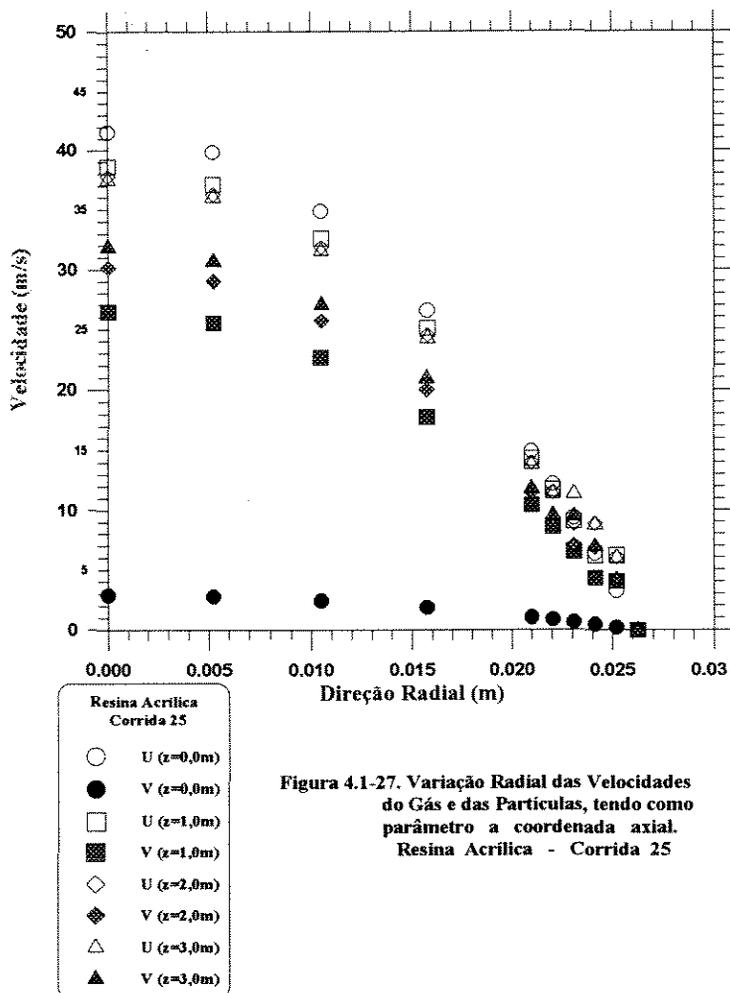


Figura 4.1-26. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, para $z = 3,0$ m.
Areia 1 - Corrida 16



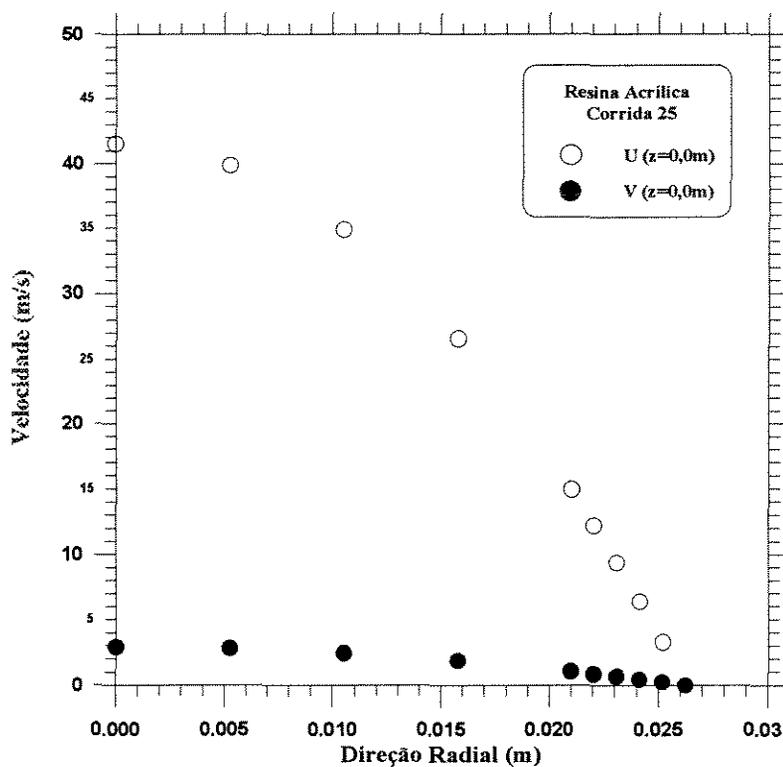


Figura 4.1-29. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas em $z = 0,0$ m.
Resina Acrilica - Corrida 25

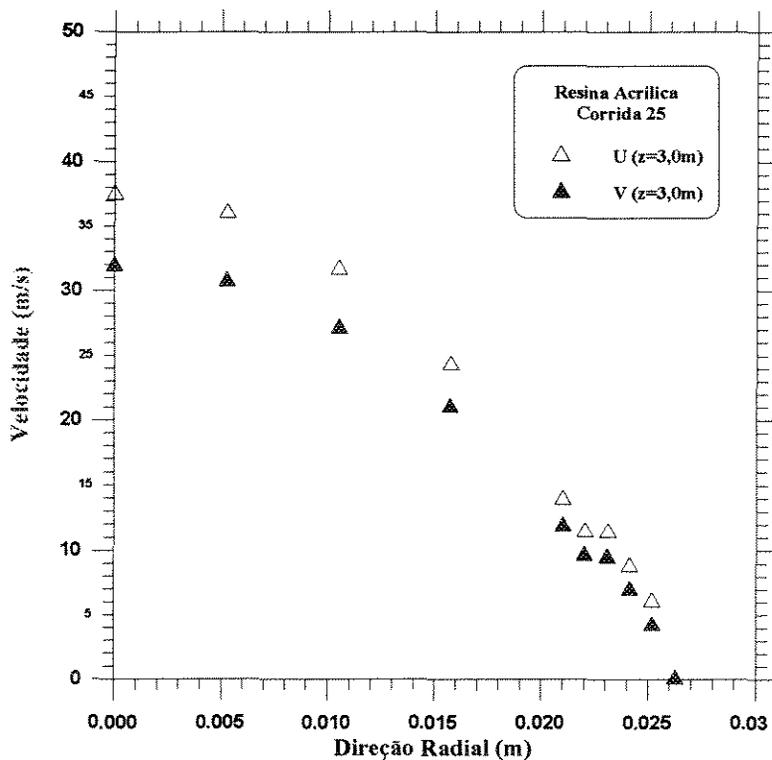


Figura 4.1-30. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas em $z = 3,0$ m.
Resina Acrilica - Corrida 25

Em se tratando do modelo bidimensional, as autoras obtiveram perfis radiais das velocidades do gás e das partículas para cada altura do tubo de transporte, como apresentado nos itens precedentes. A fim de se proceder à comparação entre os dois modelos, foi necessário o cálculo das velocidades médias radiais, tanto do gás quanto das partículas, em cada altura do tubo de transporte valendo-se de regressão polinomial. As corridas experimentais se reportam aos dados obtidos por Rocha (1988) para partícula de alumina, areia e resina acrílica, conforme ilustra a Tabela 4.1-1. A Tabela 4.1-2 mostra os valores das características para todas as corridas realizadas por Rocha (1988); no entanto, a comparação foi realizada para 12 dentre essas corridas.

Nas Tabelas 4.1-3 a 4.1-5 são mostrados exemplos das comparações efetuadas entre os modelos citados; as tabelas apresentam os valores das velocidades do gás e das partículas para os modelos bidimensional, U_{bid} e V_{bid} , e unidimensional, U_{uni} e V_{uni} , respectivamente, além de apresentar os desvios relativos às velocidades do gás, DU_{ub} , e das partículas, DV_{ub} , calculadas de acordo com as equações abaixo, para cada altura no tubo de transporte:

$$DU_{ub} = \frac{|U_{bid} - U_{uni}|}{U_{uni}} \cdot 100\% \quad (4-1)$$

$$DV_{ub} = \frac{|V_{bid} - V_{uni}|}{V_{uni}} \cdot 100\% \quad (4-2)$$

As referidas tabelas ainda apresentam alguns dados estatísticos com relação às colunas dos desvios relativos: soma, média, desvio padrão e valores mínimo e máximo.

Vale ressaltar que as velocidades do gás e das partículas calculadas mediante o modelo bidimensional são as médias radiais, para cada altura no tubo, das respectivas velocidades, calculadas valendo-se de regressão polinomial.

**Tabela 4.1-2. Características das Corridas Experimentais
Realizadas por Rocha (1988)**

Sólido utilizado	Corrida número	$W_g \times 10^2$ (kg/s)	$W_s \times 10^3$ (kg/s)	T_{g0} (°C)	T_{s0} (°C)	$X_0 \times 10^2$ (kg/kg)	$Y_{g0} \times 10^2$ (kg/kg)
Alumina	01	3,933	6,73	124,3	19,0	1,69	9,03
	02	3,944	11,60	121,1	31,7	2,84	7,91
	03	3,598	12,94	118,6	29,1	1,28	7,74
	04	4,019	8,61	108,0	32,0	1,40	6,82
	05	3,962	8,68	104,8	25,8	2,00	7,04
	06	3,370	10,26	143,9	25,7	2,42	13,00
	07	3,754	8,96	133,8	27,9	2,58	9,85
	08	2,393	14,73	140,4	19,4	1,39	12,77
	09	2,912	10,88	119,5	21,2	1,90	9,66
	10	3,991	4,64	187,7	29,1	3,90	11,49
	11	3,582	8,02	188,6	31,7	1,84	25,66
	12	3,740	10,35	114,2	30,0	3,00	6,48
	13	4,048	9,77	136,4	28,2	2,71	8,09
	14	3,962	11,45	108,8	27,4	3,55	6,21
	15	3,844	7,71	136,1	24,7	5,78	7,03
Areia 1	16	3,947	4,74	109,4	39,9	4,68	4,69
	17	3,889	2,42	114,5	40,1	3,45	5,20
	18	4,034	10,04	105,7	21,5	1,03	3,50
	19	4,034	14,67	154,7	21,5	1,03	3,50
	20	3,800	9,48	142,6	25,8	1,60	7,18
	21	4,062	5,93	181,0	46,3	2,60	8,75
Areia 2	22	4,000	6,66	105,5	28,7	2,65	3,57
	23	2,970	1,59	189,8	43,3	3,40	8,75
	27	3,121	5,02	128,1	25,8	2,08	5,39
Resina	24	3,630	3,47	122,2	22,9	7,47	5,64
Acrilica	25	2,931	6,32	183,3	20,2	6,20	7,24
	26	3,500	6,22	132,2	15,9	3,04	5,63

Tabela 4.1-3. Velocidades do gás e das partículas calculadas mediante os modelos unidimensional e bidimensional. Sólido: Alumina – Corrida 1

Z (m)	Modelo Bidimensional		Modelo Unidimensional		Desvios Relativos		Estatística		
	U_{bid} (m/s)	V_{bid} (m/s)	U_{uni} (m/s)	V_{uni} (m/s)	DU_{ub} (%)	DV_{ub} (%)		DU_{ub}	DV_{ub}
0,0	24,871	0,518	25,08	0,39	0,83	32,82	NºPontos	10	10
0,4	24,875	8,318	25,03	7,02	0,62	15,93	Soma	11,860	163,51
0,8	24,764	10,325	25,03	9,03	1,06	14,34	Média	1,186	16,351
1,2	24,663	11,735	25,03	10,31	1,47	13,82	D.Padrão	0,3512	5,8245
1,6	24,584	12,763	25,03	11,25	1,78	13,45	Mínimo	0,62	13,45
2,0	24,805	13,770	25,03	11,98	0,90	14,94	Máximo	1,78	32,82
2,4	24,756	14,428	25,03	12,57	1,09	14,78			
2,8	24,717	14,971	25,03	13,48	1,37	14,63			
3,2	24,686	15,430	25,03	13,48	1,37	14,47			
3,6	24,660	15,823	25,03	13,84	1,48	14,33			

Tabela 4.1-4. Velocidades do gás e das partículas calculadas mediante os modelos unidimensional e bidimensional. Sólido: Areia 1 – Corrida 16

Z (m)	Modelo Bidimensional		Modelo Unidimensional		Desvios Relativos		Estatística		
	U_{bid} (m/s)	V_{bid} (m/s)	U_{uni} (m/s)	V_{uni} (m/s)	DU_{ub} (%)	DV_{ub} (%)		DU_{ub}	DV_{ub}
0,0	22,560	0,557	22,53	0,42	0,13	32,16	NºPontos	10	10
0,4	22,590	9,451	22,49	4,19	0,44	125,56	Soma	2,4898	284,57
0,8	22,514	11,674	22,49	7,51	0,11	55,45	Média	0,2490	28,457
1,2	22,455	13,045	22,49	10,36	0,16	25,92	D.Padrão	0,1855	37,836
1,6	22,406	14,007	22,49	12,76	0,37	9,77	Mínimo	0,0089	1,4810
2,0	22,621	14,938	22,49	14,72	0,58	1,48	Máximo	0,5825	125,56
2,4	22,576	15,513	22,49	16,26	0,38	4,59			
2,8	22,538	15,974	22,49	17,40	0,21	8,20			
3,2	22,510	16,351	22,49	18,19	0,09	10,11			
3,6	22,488	16,666	22,49	18,70	0,01	10,88			

A Tabela 4.1-6 apresenta os desvios médios relativos calculados mediante as equações abaixo, referentes, respectivamente, às velocidades do gás, DUB e das partículas, DVB:

$$DUB = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{|U_{bid_i} - U_{uni_i}|}{U_{uni_i}} \cdot 100\% = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} DU_{ub_i} \quad (4-3)$$

$$DVB = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{|V_{bid_i} - V_{uni_i}|}{V_{uni_i}} \cdot 100\% = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} DV_{ub_i} \quad (4-4)$$

nas quais o índice i se refere a cada altura no tubo de transporte.

As Figuras 4.1-31 e 4.1-32 complementam a comparação entre os modelos mostrando, a primeira figura, a velocidade do gás para o modelo bidimensional em função da velocidade do gás para o modelo unidimensional, enquanto a figura seguinte é similar com relação à velocidade das partículas. As Figuras 4.1-33, 4.1-34 e 4.1-35 apresentam as velocidades das duas fases, para ambos os modelos, em função da altura no secador para, respectivamente, as corridas 1 da Alumina, 19 da Areia 1 e 22 da Areia 2.

Tabela 4.1-5. Velocidades do gás e das partículas calculadas mediante os modelos unidimensional e bidimensional. Sólido: Resina Acrílica – Corrida 24

Z (m)	Modelo Bidimensional		Modelo Unidimensional		Desvios Relativos		Estatística		
	U _{bid} (m/s)	V _{bid} (m/s)	U _{uni} (m/s)	V _{uni} (m/s)	DU _{ub} (%)	DV _{ub} (%)		DU _{ub}	DV _{ub}
0,0	21,747	0,792	21,74	0,59	0,03	34,24	NºPontos	10	10
0,4	21,504	12,034	21,70	8,23	0,90	46,22	Soma	7,8004	156,512
0,8	21,524	14,398	21,69	13,81	0,77	4,26	Média	0,78004	15,6512
1,2	21,425	15,650	21,69	17,44	1,22	10,26	D.Padrão	0,55280	13,6161
1,6	21,348	16,458	21,69	19,27	1,58	14,59	Mínimo	0,00462	4,25778
2,0	21,517	17,243	21,69	19,80	0,80	12,91	Máximo	0,57677	46,2212
2,4	21,457	17,657	21,69	19,89	1,07	11,23			
2,8	21,412	17,969	21,69	19,90	1,28	9,70			
3,2	21,687	18,499	21,69	19,90	0,005	7,04			
3,6	21,659	18,695	21,69	19,90	0,14	6,06			

Tabela 4.1-6. Desvios Médios Relativos para os modelos unidimensional e bidimensional

Corrida número	DMR (%)		Corrida número	DMR (%)	
	DUB	DVB		DUB	DVB
01	1,19	16,35	13	0,88	16,07
02	1,88	62,06	15	0,74	16,92
05	1,24	6,33	16	0,25	28,46
06	2,10	19,63	19	2,67	11,31
08	1,78	52,78	22	0,99	13,62
11	2,10	101,72	24	0,78	15,65

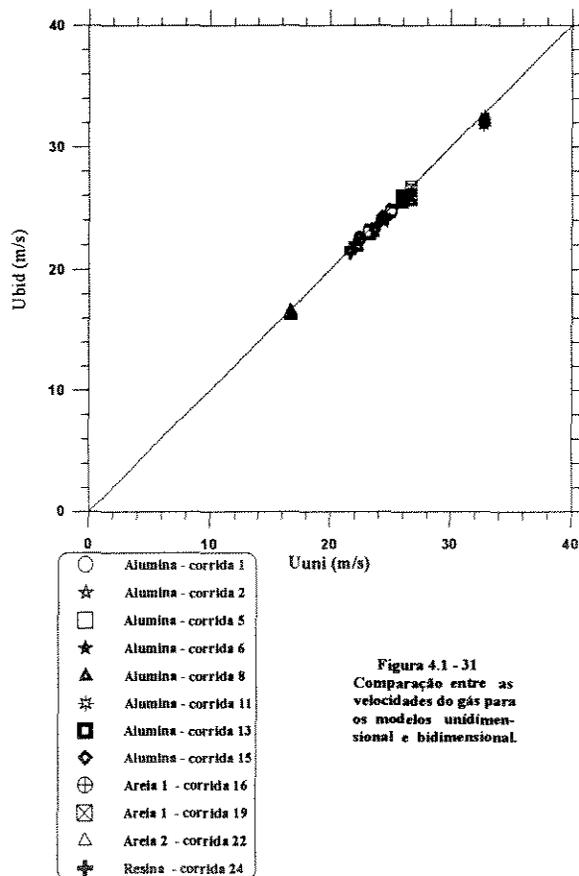


Figura 4.1 - 31
Comparação entre as
velocidades do gás para
os modelos unidimen-
sional e bidimensional.

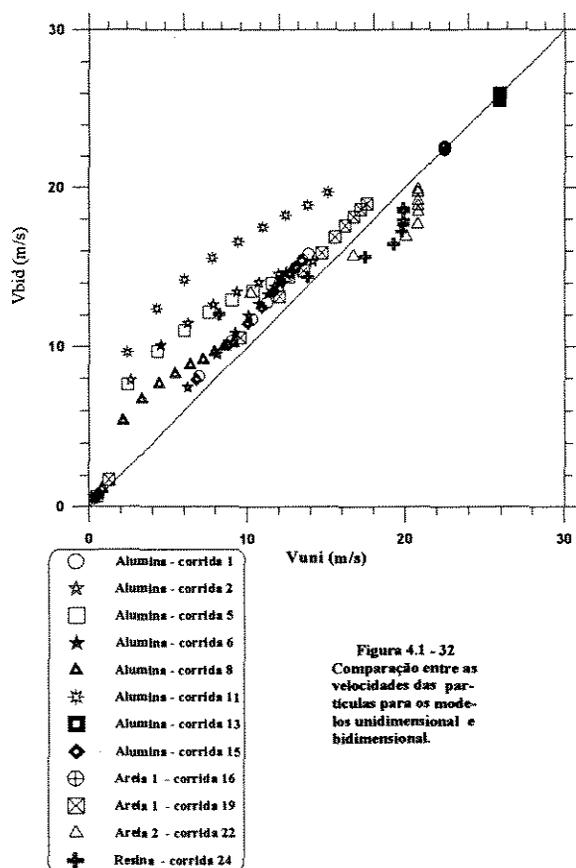


Figura 4.1 - 32
 Comparação entre as
 velocidades das par-
 tículas para os mode-
 los unidimensional e
 bidimensional.

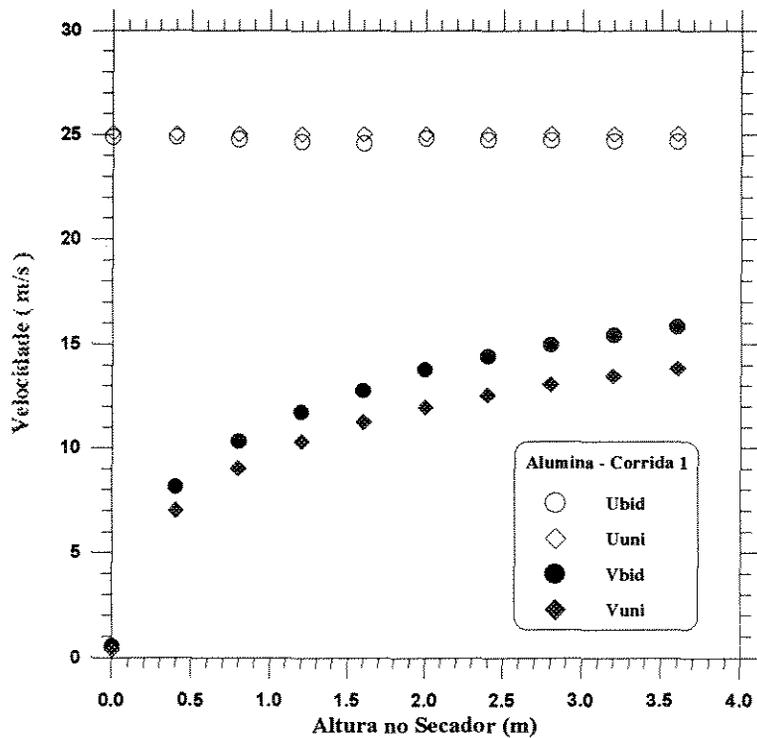


Figura 4.1- 33. Velocidades do gás e das partículas em
 função da Altura no Secador para os
 modelos unidimensional e bidimensional.
 Alumina - Corrida 1

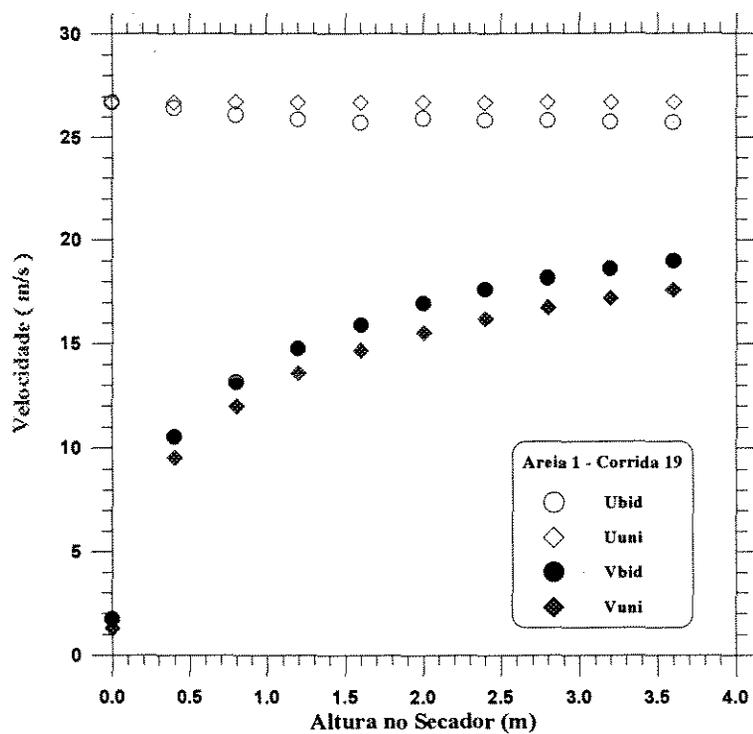


Figura 4.1- 34. Velocidades do gás e das partículas em função da Altura no Secador para os modelos unidimensional e bidimensional. Areia 1 - Corrida 19

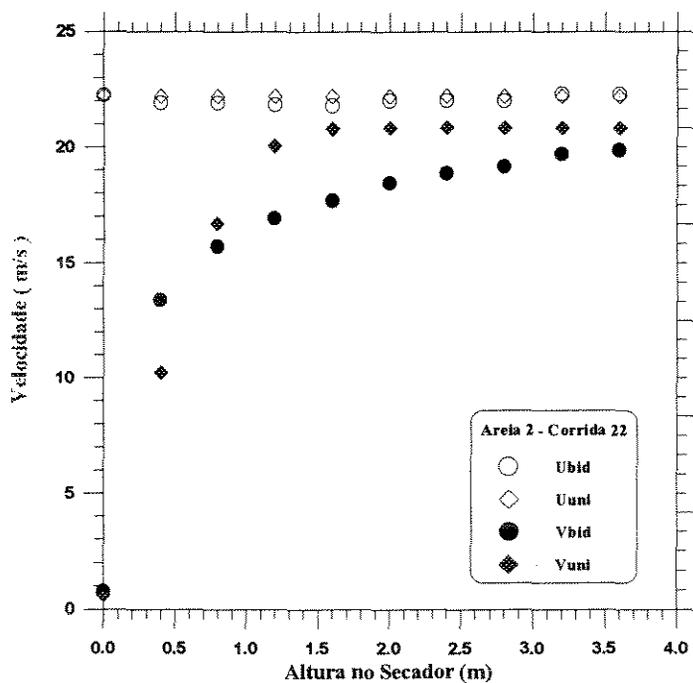


Figura 4.1- 35. Velocidades do gás e das partículas em função da Altura no Secador para os modelos unidimensional e bidimensional. Areia 2 - Corrida 22

Com base nas tabelas e gráficos apresentados, verifica-se que a ordem de grandeza das velocidades do gás e das partículas é a mesma para ambos os modelos.

Verifica-se, valendo-se das tabelas apresentadas a título de exemplo, que os desvios padrões dos desvios relativos às velocidades do gás são menores que os relativos às velocidades das partículas. Por exemplo, para a corrida 16, o desvio padrão dos desvios relativos à velocidade do gás foi de 0,1855%, enquanto o desvio padrão dos desvios relativos às velocidades das partículas foi de 37,836%, conforme a Tabela 4.1-4.

De acordo com a Tabela 4.1-6, o desvio médio relativo para a velocidade do gás, DUB, variou de 0,25 a 2,67 %, enquanto variou de 6,33 a 101,72 % para a velocidade das partículas.

Verificou-se, para o caso da velocidade das partículas, uma grande variação dos desvios relativos obtidos ao longo da altura do tubo de transporte. Desvios menores foram obtidos para o trecho inicial do tubo de transporte, sendo bastante apreciáveis entre $z=0$ e $z=2,0$ m, atingindo até 300%; acima de $z=2,0$ m, o desvio relativo máximo foi de 60%. Esses resultados indicam que uma atenção especial deve ser dada à região de entrada do tubo de transporte. Em relação à velocidade do gás, os desvios relativos permaneceram praticamente constantes ao longo da altura do tubo de transporte, visto que a velocidade do gás varia pouco com a altura; os desvios relativos variaram de 0,0045 a 3,66%, enquanto o desvio padrão máximo desses desvios foi de 1,2245% para a velocidade do gás. Para a velocidade das partículas obtiveram-se desvios relativos de 1,48 a 305,21%, enquanto o desvio padrão máximo desses desvios foi de 87,9658%.

4.1-5. Perfis de Pressão

A variação axial da pressão na fase gasosa foi calculada com base nas variações axial e radial da velocidade do gás, conforme a equação (3.3), no

capítulo precedente; a variação radial no campo de pressão decorre da consideração de variações radiais no campo de velocidades, conforme se atesta nas equações do movimento para as fases gasosas e particulada, respectivamente, equações (3.3) e (3.4).

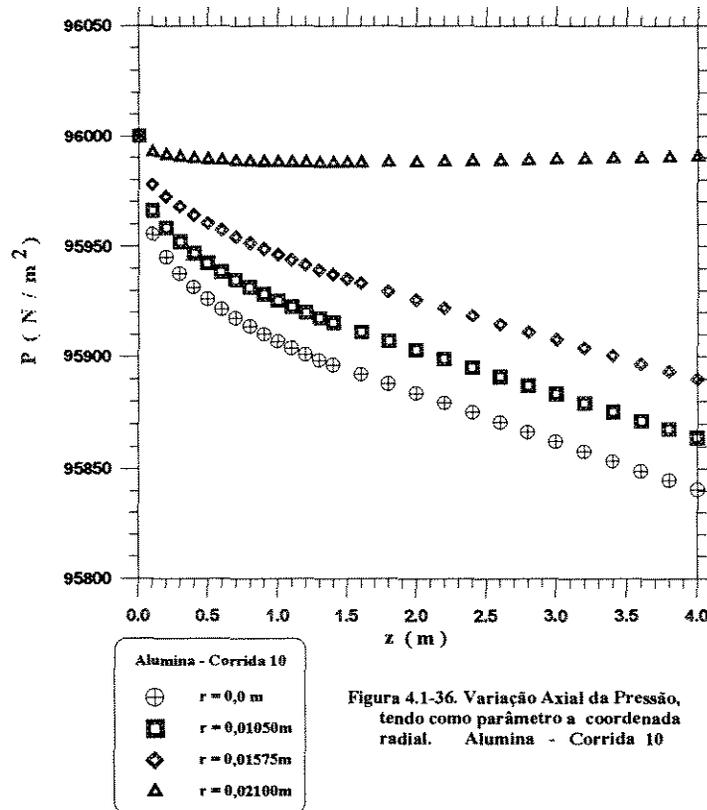


Figura 4.1-36. Variação Axial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada radial. Alumina - Corrida 10

A pressão na fase gasosa diminui ao longo do tubo, confirmando a tendência esperada, como se pode verificar na Figura 4.1-36, válida para a corrida 10 da Alumina. Verifica-se ainda, de acordo com essa figura, que para uma dada altura no secador, a pressão aumenta no sentido da coordenada radial; por exemplo, em $z = 2,0 \text{ m}$, tem-se as seguintes pressões: em $r_0 = 0,0 \text{ m}$, $P_0 = 95883,7 \text{ N/m}^2$; em $r_1 = 0,01050 \text{ m}$, $P_1 = 95903,1 \text{ N/m}^2$; em $r_2 = 0,015750 \text{ m}$, $P_2 = 95925,8 \text{ N/m}^2$; em $r_3 = 0,02100 \text{ m}$, $P_3 = 95987,9 \text{ N/m}^2$. Observa-se também que o gás atinge uma dada pressão em posições axiais maiores à medida que se afasta do centro do tubo; no caso da Alumina-10, o gás atinge a pressão de 95900 N/m^2 nos seguintes pontos: $r_1 = 0,0 \text{ m}$ e $z_1 = 1,2 \text{ m}$; $r_2 = 0,01050 \text{ m}$ e $z_2 = 2,1 \text{ m}$; $r_3 = 0,01575 \text{ m}$ e $z_3 = 3,4 \text{ m}$. A pressão no ponto próximo à parede ($r_4=0,02100 \text{ m}$)

não diminui até o valor considerado; nesse ponto, a pressão estabiliza em $P_4 = 95990 \text{ N/m}^2$.

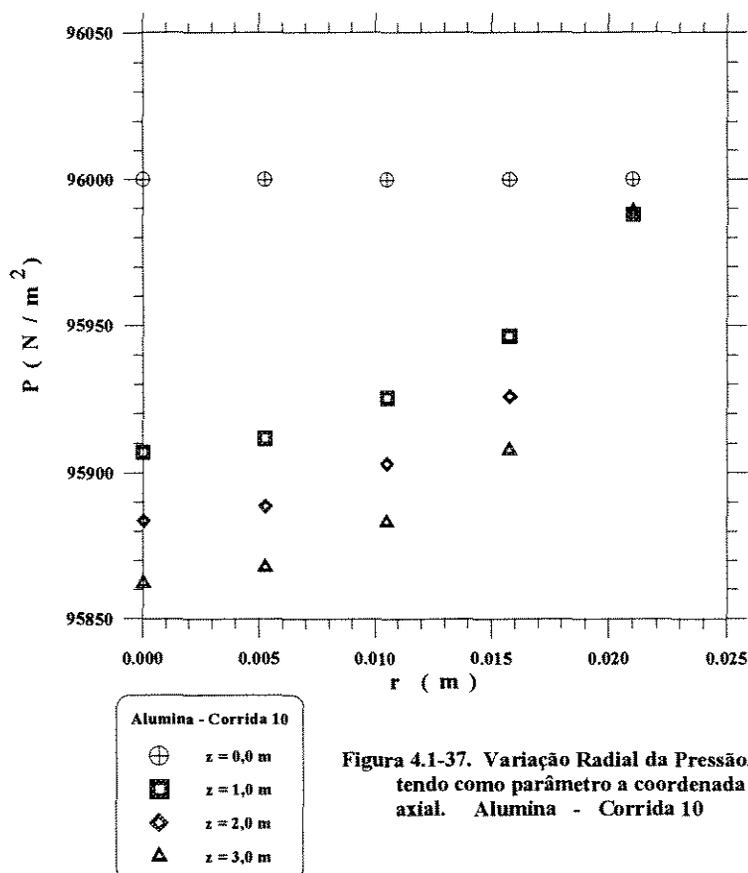


Figura 4.1-37. Variação Radial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina - Corrida 10

A Figura 4.1-37 apresenta, para a corrida 10, o perfil radial de pressão tendo como parâmetro a posição axial. Averigua-se, mediante essa figura, que para uma dada altura no secador a pressão aumenta em direção à parede do tubo. Como já comentado anteriormente, pode-se ainda verificar mediante essa figura, que para uma posição radial fixa, a pressão diminui com a pressão axial; por exemplo, em $r = 0,01050 \text{ m}$ tem-se as seguintes pressões: em $z_0 = 0,0 \text{ m}$, $P_0 = 96000,0 \text{ N/m}^2$; em $z_1 = 1,0 \text{ m}$, $P_1 = 95925,5 \text{ N/m}^2$; em $z_2 = 2,0 \text{ m}$, $P_2 = 95903,1 \text{ N/m}^2$; em $z_3 = 3,0 \text{ m}$, $P_3 = 95883,3 \text{ N/m}^2$.

Para cada posição axial calculou-se a média radial da pressão mediante regressão polinomial; a variação axial da pressão média radial é registrada na Figura 4.1-38, para a corrida 10 da alumina; verifica-se que a média radial da pressão diminui com a direção axial.

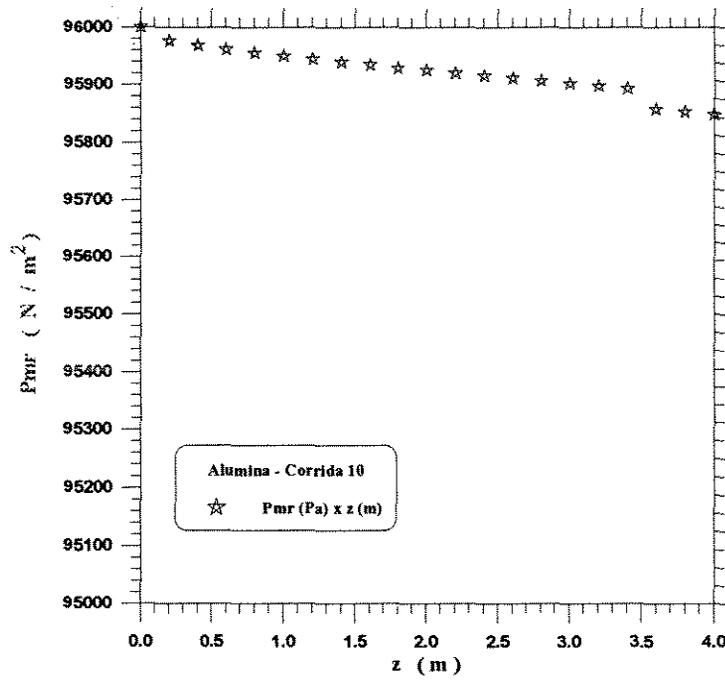


Figura 4.1-38. Pressão Média Radial em função da Coordenada Axial. Alumina - Corrida 10

As Figuras 4.1-39 a 4.1-41 mostram os perfis de pressão para a corrida 16 da Areia 1, enquanto as Figuras 4.1-42 a 4.1-44 para a corrida 25 da Resina Acrílica.

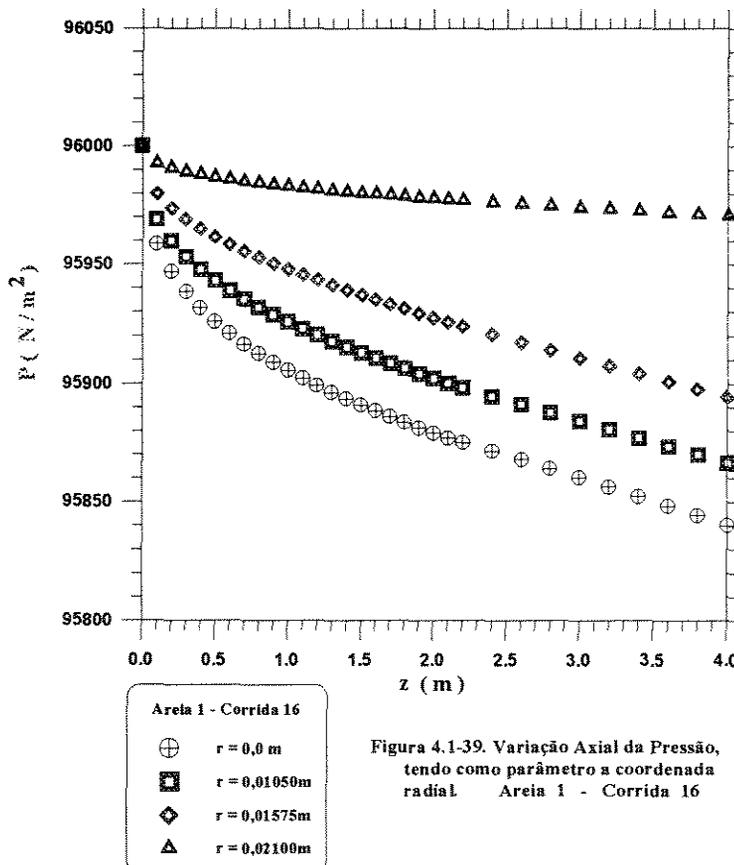


Figura 4.1-39. Variação Axial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada radial. Areia 1 - Corrida 16

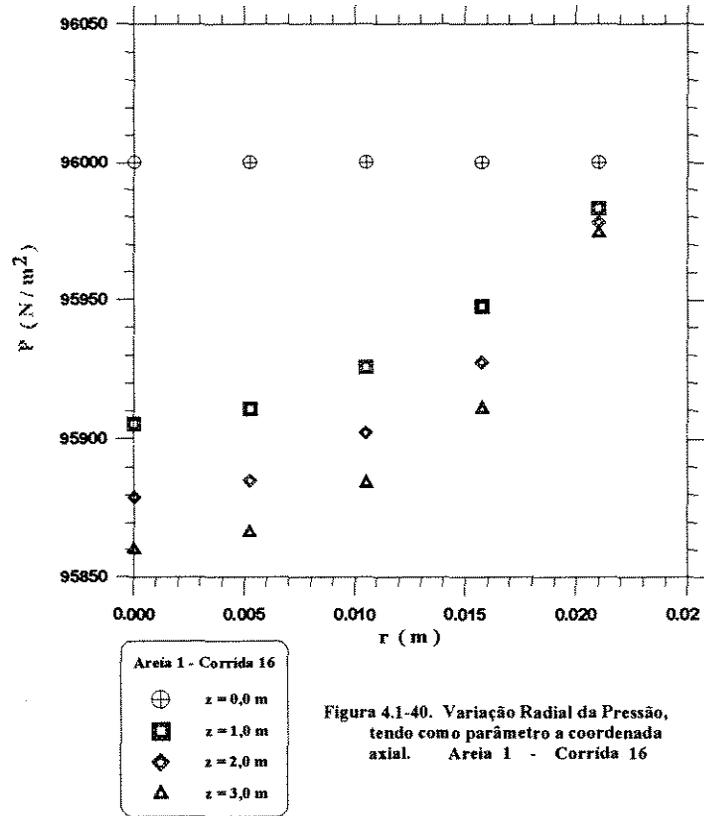


Figura 4.1-40. Variação Radial da Pressão, tendo com o parâmetro a coordenada axial. Areia 1 - Corrida 16

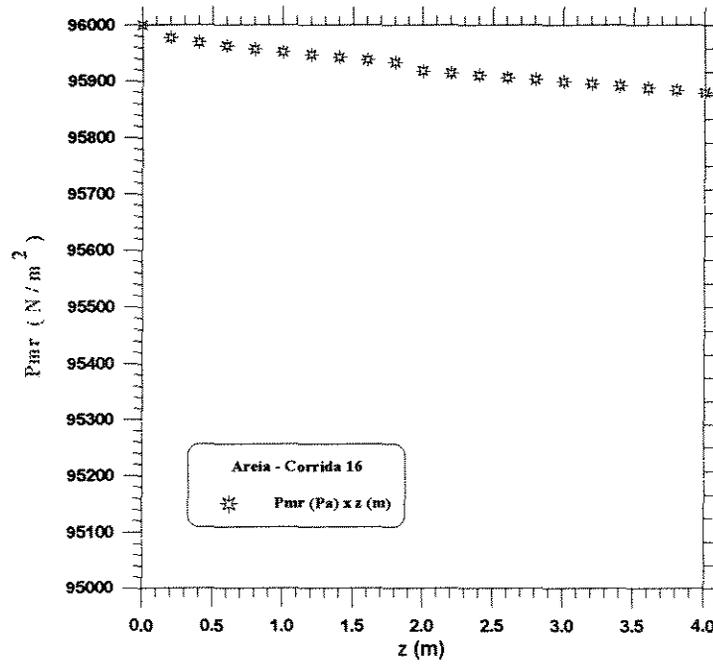


Figura 4.1-41. Pressão Média Radial em função da Coordenada Axial. Areia 1 - Corrida 16

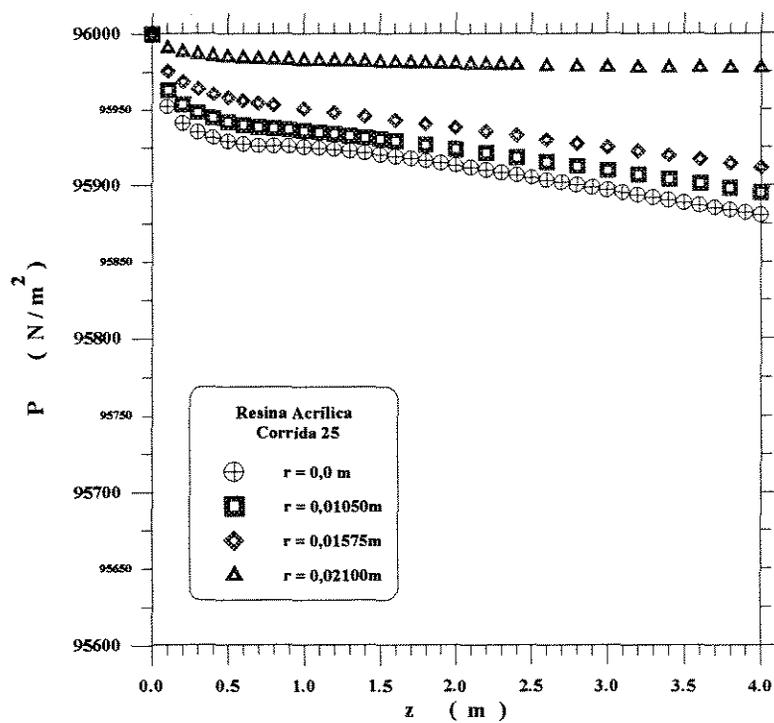


Figura 4.1-42. Variação Axial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada radial. Resina Acrílica - Corrida 25

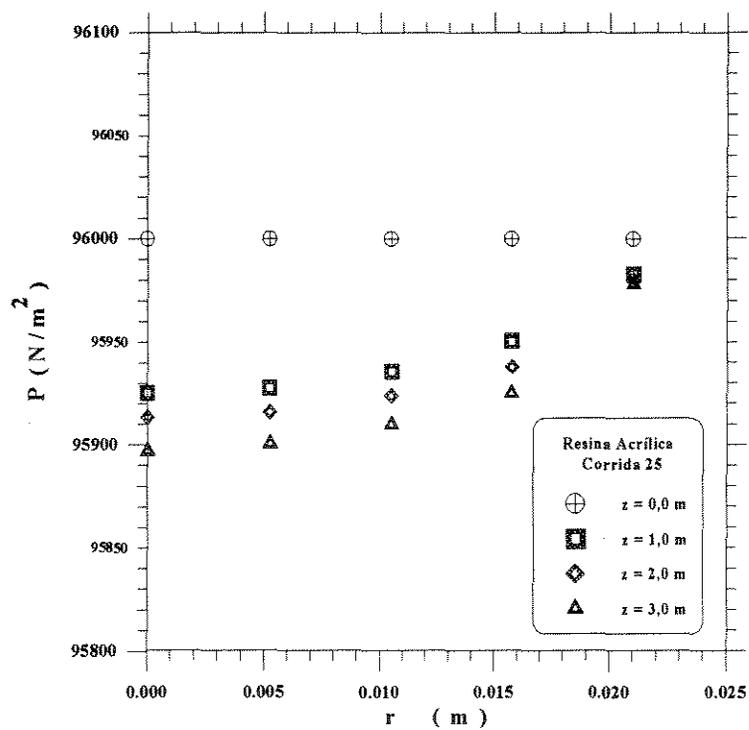


Figura 4.1-43. Variação Radial da Pressão, tendo como parâmetro a coordenada axial. Resina Acrílica - Corrida 25

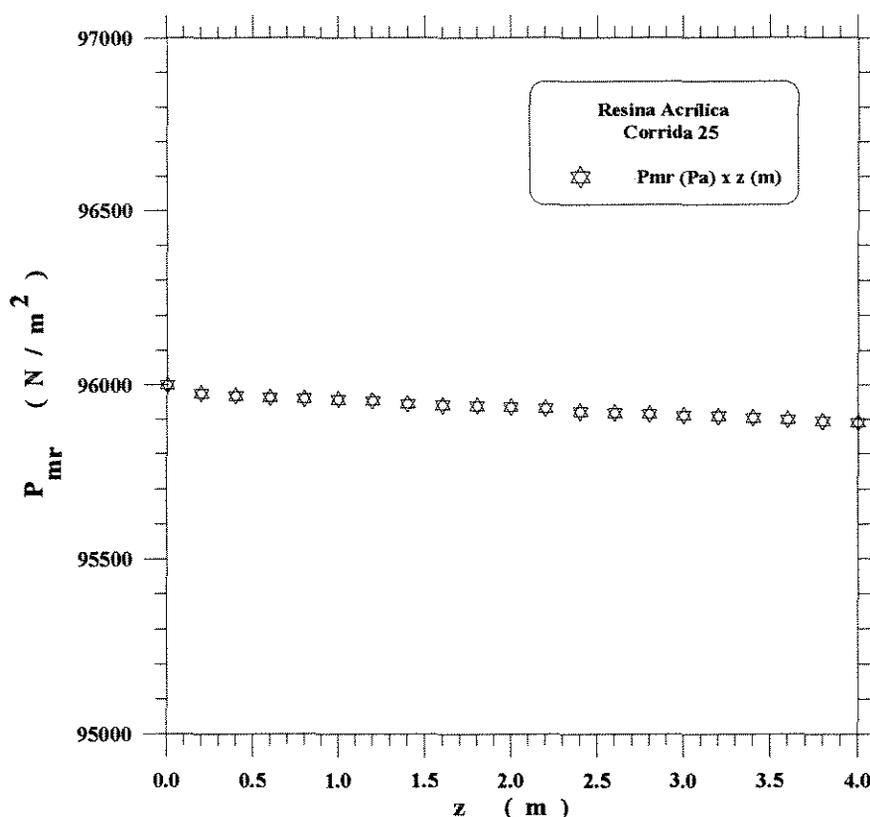


Figura 4.1-44. Pressão Média Radial em função da Coordenada Axial. Resina Acrílica - Corrida 25

4.1-6. Perfis da Fração Volumétrica Gasosa

O perfil axial da fração volumétrica foi calculado com base no perfil axial da velocidade da fase particulada, conforme a equação da continuidade para a fase particulada, equação (3.2) do capítulo anterior; a variação radial no campo da fração volumétrica gasosa decorre da consideração de variações radiais no campo de velocidades.

A fração volumétrica gasosa aumenta ao longo do tubo, como está registrado na Figura 4.1-45 para a corrida 10 da Alumina; no entanto, a variação relativa é pequena, de apenas 0,15%. Verifica-se também, de acordo com essa figura, que a fração volumétrica gasosa, para uma dada posição axial, aumenta com o raio do tubo, do centro à parede.

A Figura 4.1-46 apresenta a variação radial da fração volumétrica gasosa para a corrida 10 da Alumina; verifica-se que a variação relativa é da ordem de 10^{-5} podendo ser negligenciada.

Esse mesmo comportamento foi observado para os dados com Areia 1 e Resina Acrílica, já que os experimentos foram realizados em fase bem diluída.

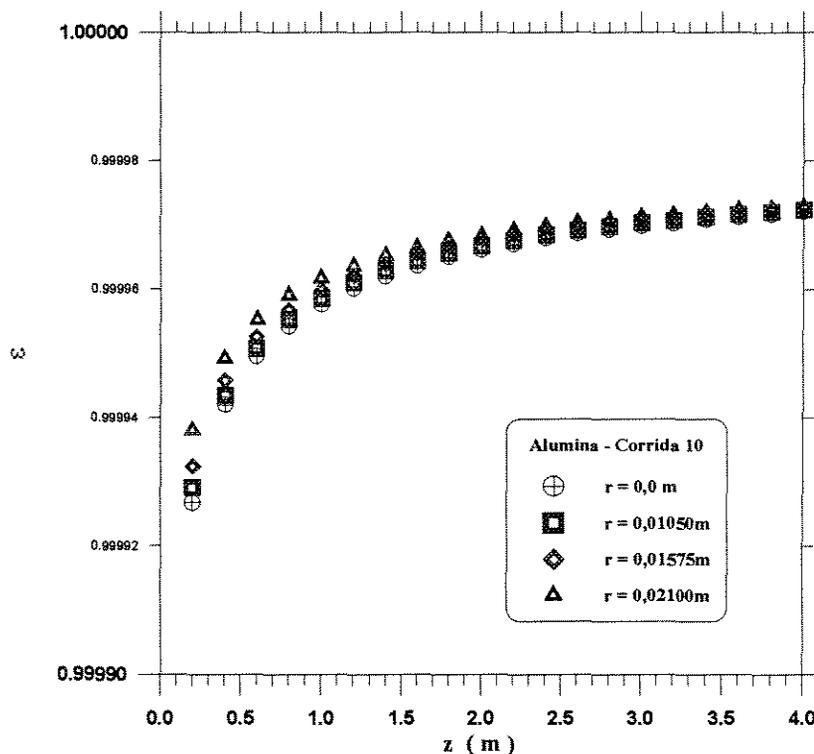


Figura 4.1-45. Variação Axial da Fração Volumétrica de Gás, tendo como parâmetro a coordenada radial. Alumina - Corrida 10

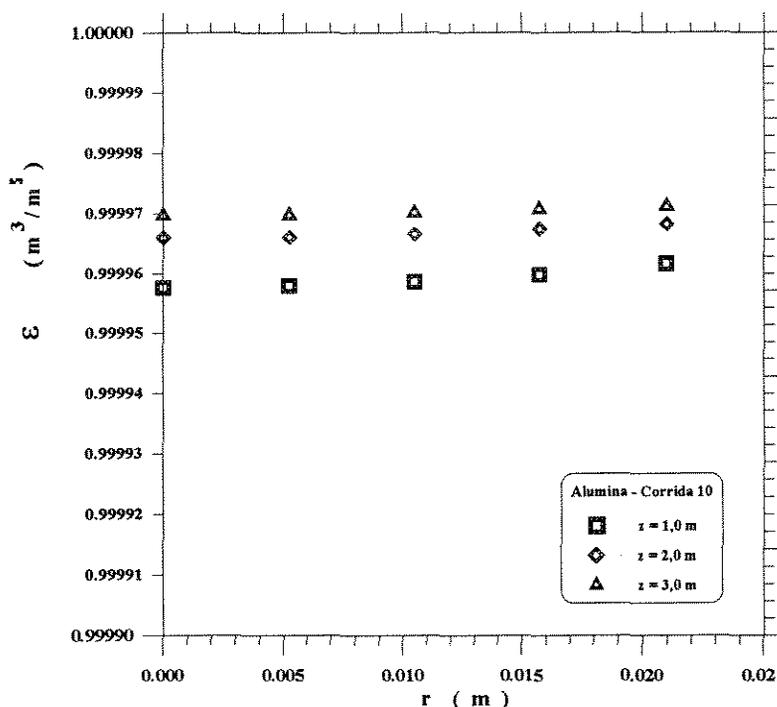


Figura 4.1-46. Variação Radial da Fração Volumétrica de Gás, tendo como parâmetro a Coordenada Axial. Alumina - Corrida 10

4.2. Aplicação em Transferência de Calor e Massa

4.2.1. Introdução

Na seção anterior foram mostrados os perfis axiais das variáveis dinâmicas, quais sejam, as velocidades do gás e das partículas, a pressão e a fração volumétrica da fase gasosa.

Na presente seção mostrar-se-ão os perfis axiais e radiais das variáveis concernentes às transferências de calor e de massa, quais sejam, as umidades e temperaturas das fases gasosa e particulada, além das variações axiais e radiais dos coeficientes de transferências de calor e de massa. Ressalte-se que os perfis

radiais das umidades, temperaturas e dos coeficientes de transferências decorrem da consideração de variações radiais nos campos de velocidades, posto que aquelas variáveis são funções das velocidades, como se pode atestar mediante, respectivamente, as equações (3.21), (3.22), (3.34), (3.47), (2.61), (2.70).

4.2.2 Variações Axiais e Radiais dos Coeficientes de Transferência de Calor e de Massa

O coeficiente convectivo de transferência de calor gás-partícula, h , foi calculado mediante a correlação de Santana & Torrezan (1989), reproduzida a seguir.

$$\text{Nu} = 2 + \left\{ \left[0,4 \text{Re}_p^{0,5} \right]^{5/4} + \left[B(\beta_v) \text{Re}_p^{0,82} \right]^{5/4} \right\}^{4/5} \quad (2.61)$$

em que: $\text{Nu} = \frac{h d_p}{K}$ — número de Nusselt;

$$\text{Re}_p = \frac{\rho (u - v) d_p}{\mu} \quad \text{— número de Reynolds da partícula.}$$

$$B(\beta_v) = 0,308 - 74,625 \beta_v$$

nas quais β_v é a concentração volumétrica de partículas.

O coeficiente convectivo de transferência de massa partícula-gás, K_y , foi calculado com base na analogia entre as transferências de calor e de massa de Chilton & Colburn (1934):

$$K_y = \frac{h}{c_{p_g}} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Sc}} \right)^{2/3} \quad (2.70)$$

Tomando-se por base essas equações, verifica-se que os coeficientes das transferências de calor e de massa dependem, primordialmente, da velocidade relativa ($u-v$). Como ilustrado nas Figuras 4.1-4, 4.1-14 e 4.1-24, a velocidade relativa diminui ao longo do secador uma vez que a velocidade do gás permanece praticamente constante e a das partículas aumenta consideravelmente, à medida que ocorre o escoamento de ambas as fases; por conseguinte, os coeficientes também diminuem ao longo do secador como se pode verificar nas Figuras 4.2-1 e 4.2-2, para a corrida 10 da Alumina; Figuras 4.2-3 e 4.2-4, para a corrida 16 da Areia 1 e Figuras 4.2-5 e 4.2-6 para a corrida 25 da Resina Acrílica. Verifica-se ainda, para ambos os coeficientes, que para uma determinada altura do secador, os coeficientes diminuem na direção radial; por exemplo, para a corrida 10 da

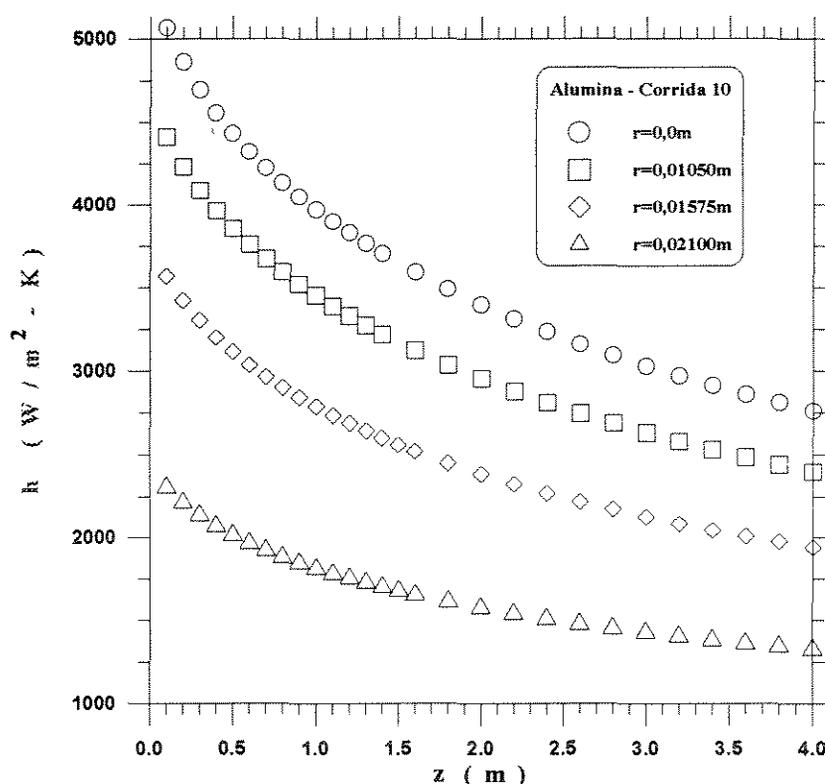


Figura 4.2 - 1. Coeficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

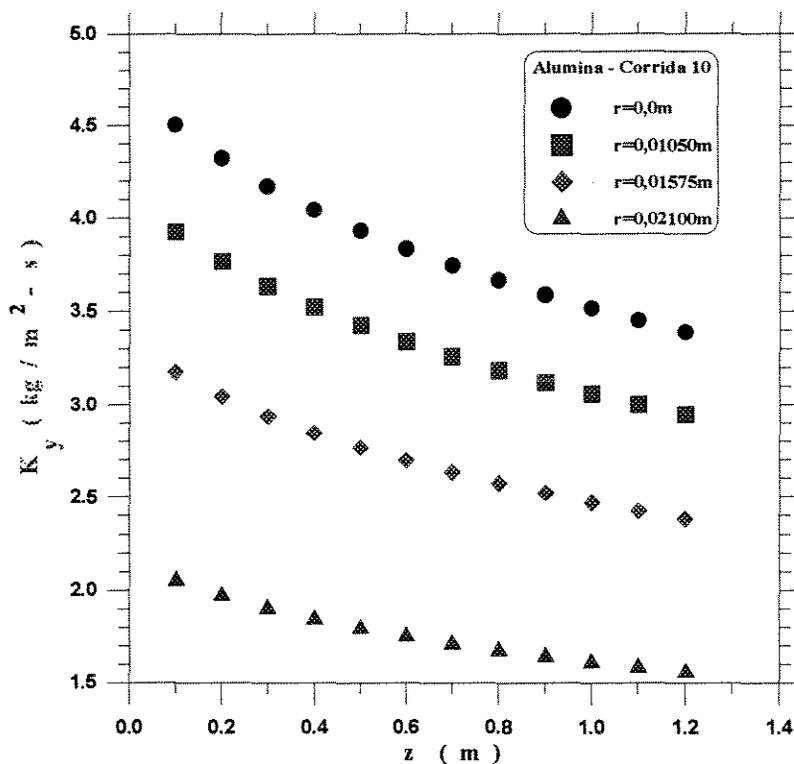


Figura 4.2- 2. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

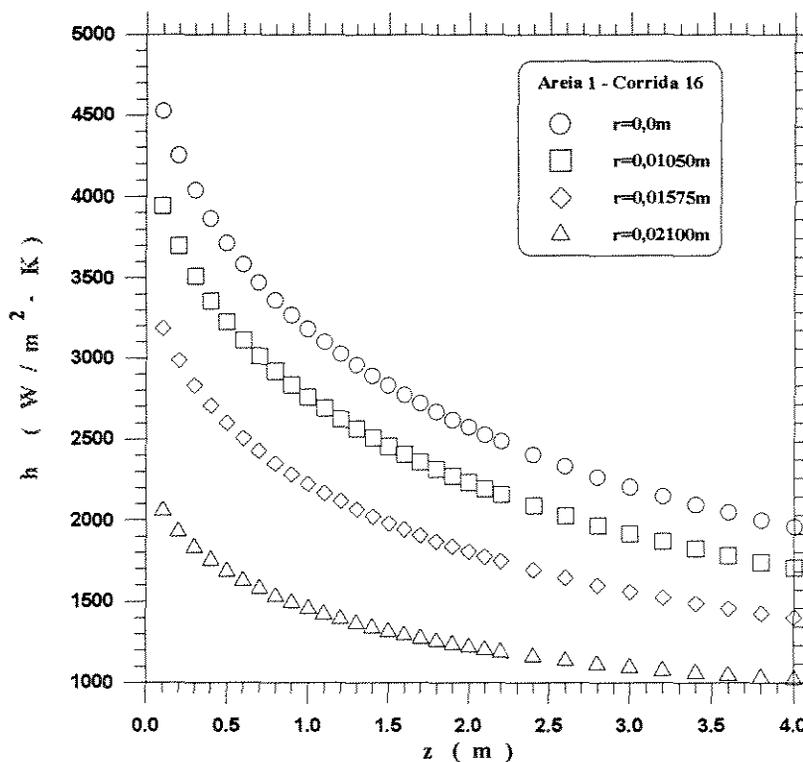


Figura 4.2- 3. Coeficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 - Corrida 16

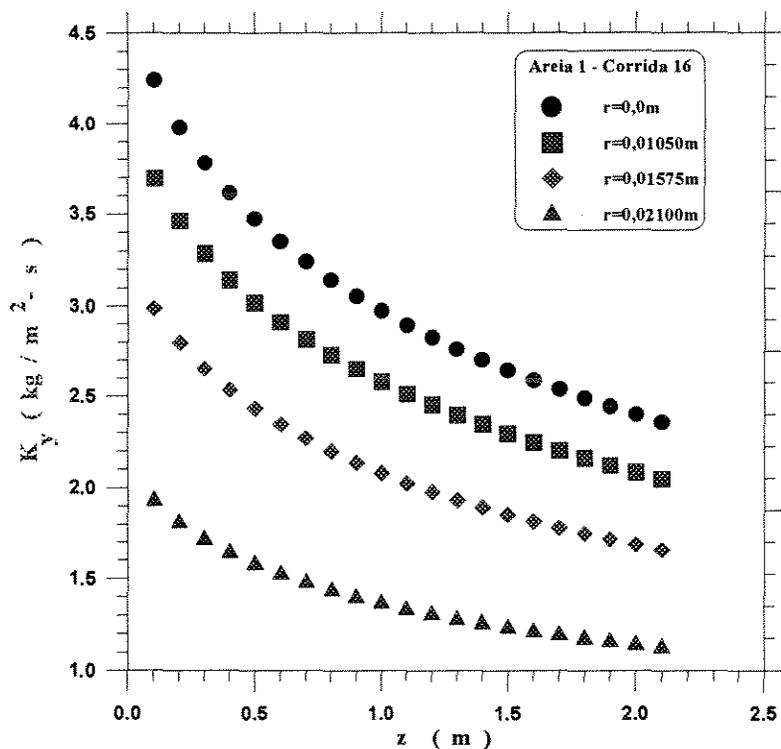


Figura 4.2- 4. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 - Corrida 16

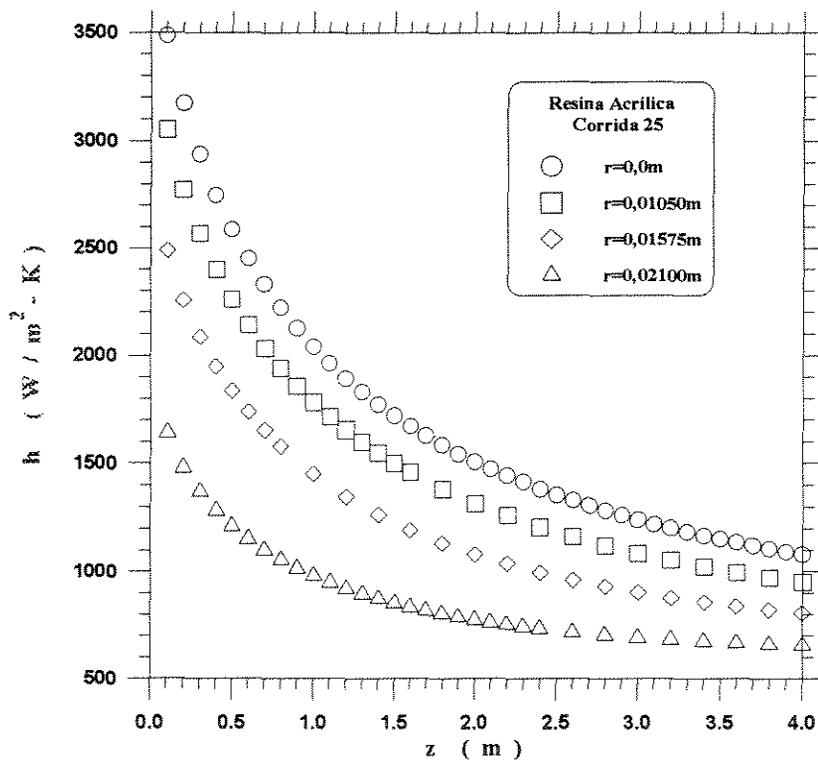


Figura 4.2- 5. Coeficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica - Corrida 25

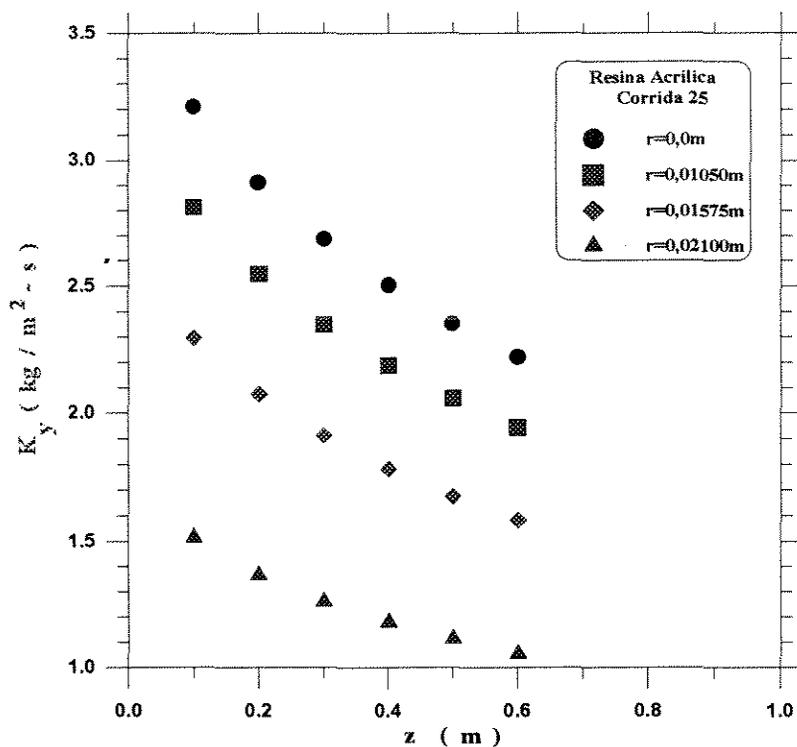


Figura 4.2- 6. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica - Corrida 25

Alumina, em $z = 1,0$ m tem-se em $r = 0,0$ m (centro do tubo): $h = 3971,3$ W / ($m^2 - K$) e $K_y = 3,5$ kg / ($m^2 - s$), enquanto que em $r = 0,02100$ m (próximo à parede do tubo) tem-se: $h = 1812,7$ W / ($m^2 - K$) e $K_y = 1,6$ kg / ($m^2 - s$).

A velocidade relativa diminui ao longo do raio, sendo seu valor máximo no centro do tubo ($r = 0,0$ m), como se atesta por meio das Figuras 4.1-10, 4.1-20 e 4.1-30, tendência essa seguida pelos coeficientes, conforme as Figuras 4.2-7 e 4.2-8, para a corrida 10; Figuras 4.2-9 e 4.2-10, para a corrida 16, Figuras 4.2-11 e 4.2-12 para a corrida 25. Dada uma posição radial, os coeficientes diminuem com a posição axial; por exemplo, para a corrida 10 da alumina em $r = 0,01050$ m e $z = 0,8$ m tem-se: $h = 3594,0$ W / ($m^2 - K$) e $K_y = 3,2$ kg / ($m^2 - s$), enquanto que para $z = 1,2$ m tem-se: $h = 3330,0$ W / ($m^2 - K$) e $K_y = 2,9$ kg / ($m^2 - s$).

As Figuras 4.2-13 e 4.2-14 apresentam as médias radiais dos coeficientes em função da altura no secador para a corrida 10 da Alumina, confirmando a tendência verificando na variação axial dos coeficientes; apresentam-se as Figuras 4.2-15 e 4.2-16 para a corrida 16 da Areia 1 e as Figuras 4.2-17 e 4.2-18 para a corrida 25 da Resina Acrílica.

Na Figura 4.2-2, para a corrida 10 da Alumina, verifica-se que K_y varia até $z = 1,2$ m; a partir de $z^* = 1,3$ m, ocorre a cessação da transferência de massa da partícula para o gás, posto que toda a umidade superficial da partícula foi removida, tendo sido considerado que a partir de z^* (altura no secador na qual não mais ocorre transferência de massa) ocorre apenas transferência de calor gás-partícula. O valor de z^* varia com o tipo de sólido, além das condições da alimentação e das características do secador. Na Figura 4.2-4, para a corrida 16 da Areia 1, verifica-se que $z^* = 2,2$ m, enquanto que para a corrida 25 da Resina Acrílica tem-se $z^* = 0,7$ m, conforme se verifica na Figura 4.2-6. Ressalte-se que a transferência de calor gás-partícula não cessa e a partir de $z = z^*$, todo o calor cedido pela fase gasosa será utilizado na remoção da umidade superficial da partícula, como será discutido em seguida.

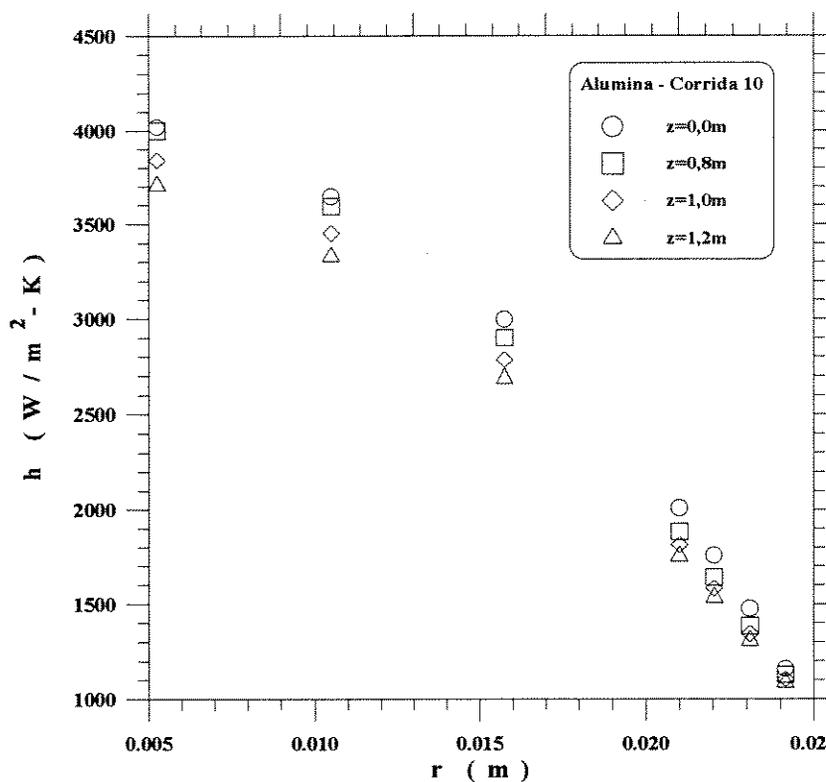


Figura 4.2- 7. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina - Corrida 10

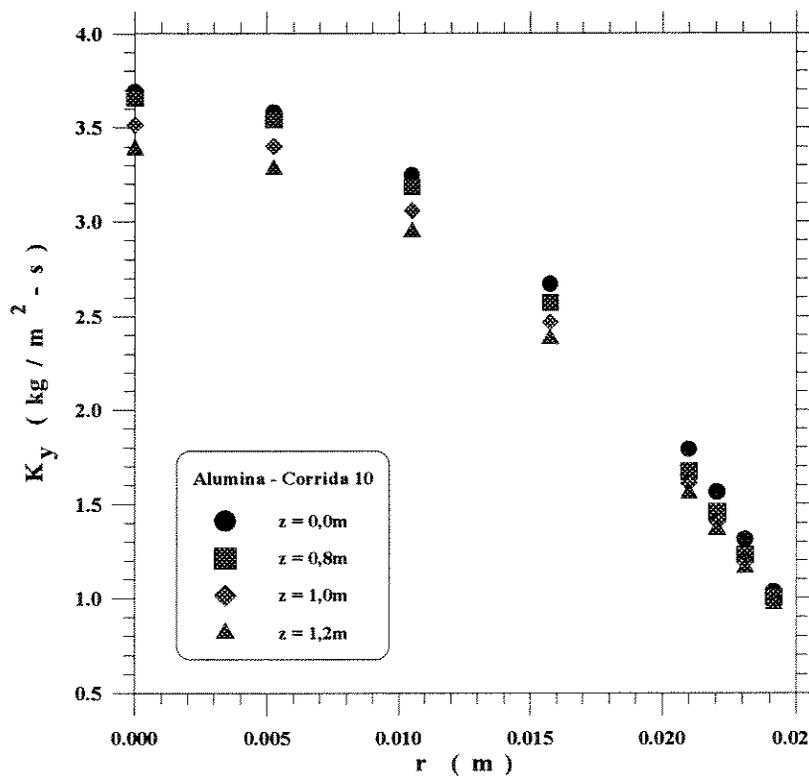


Figura 4.2- 8. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina - Corrida 10

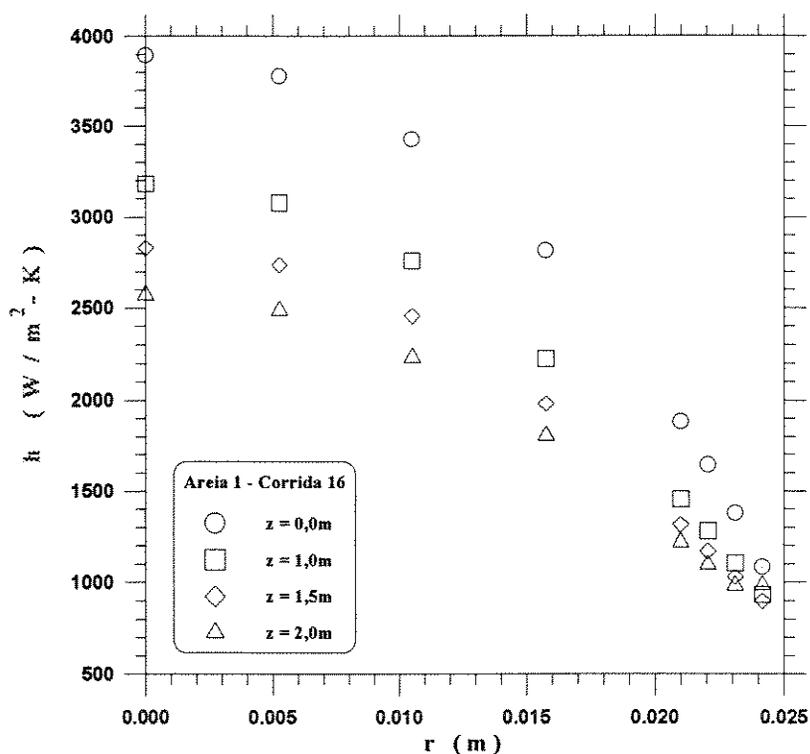


Figura 4.2- 9. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Área 1 - Corrida 16

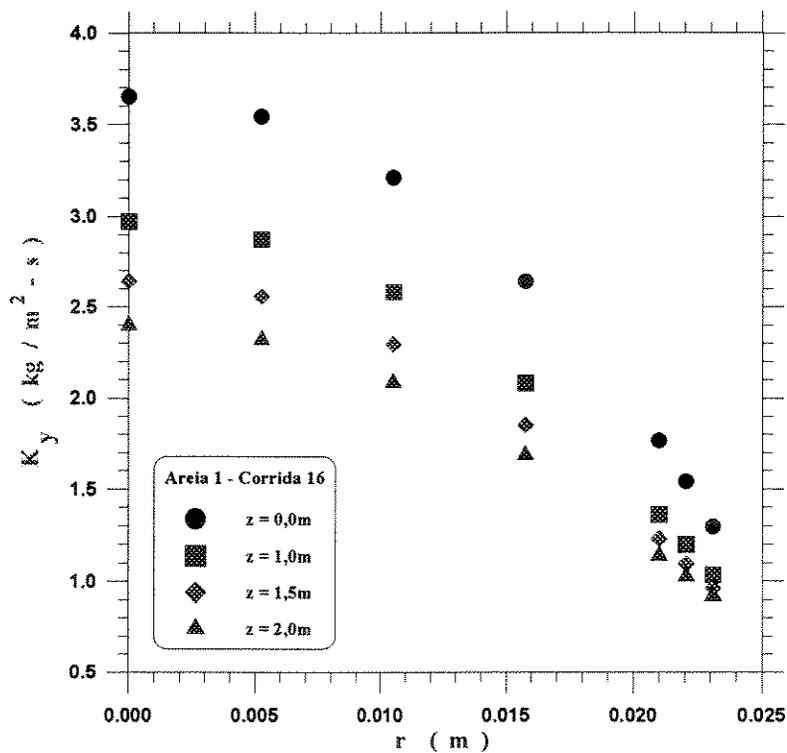


Figura 4.2- 10. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Área 1 - Corrida 16

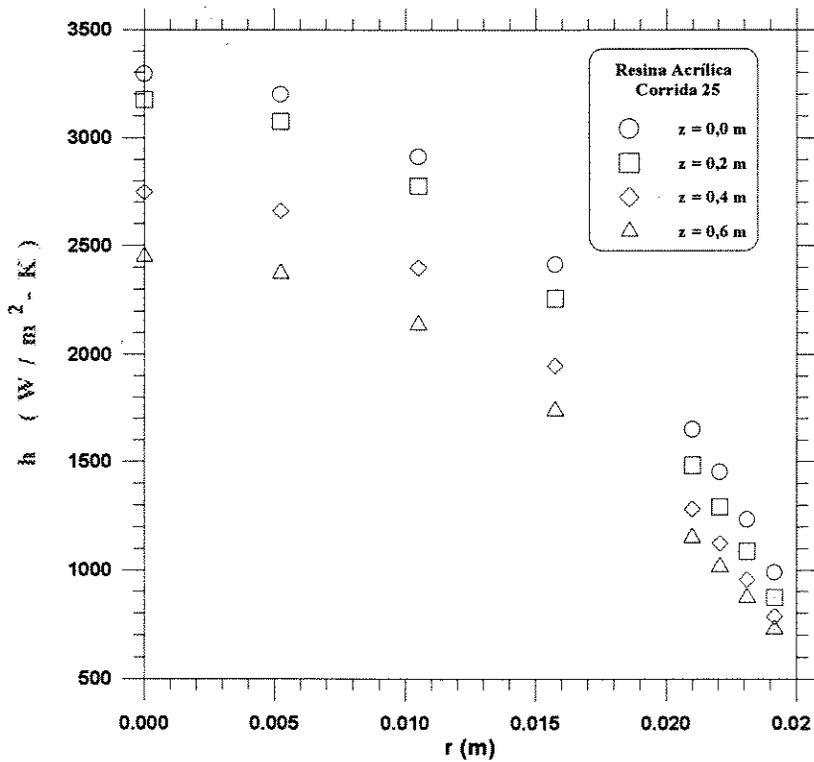


Figura 4.2- 11. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica - Corrida 25

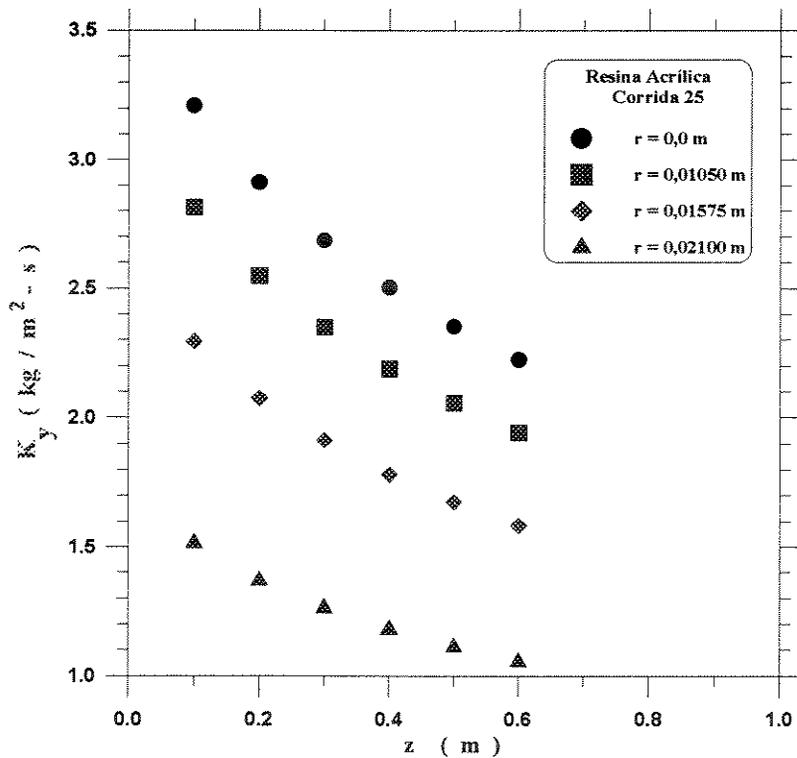


Figura 4.2- 12. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica - Corrida 25

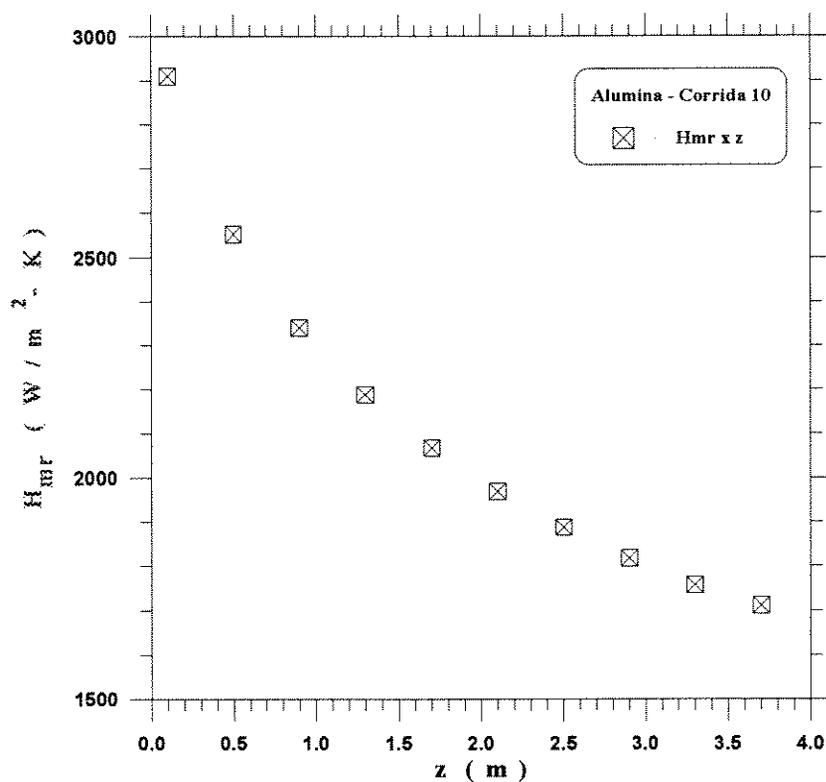


Figura 4.2- 13. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Calor em função da Direção Axial Alumina - Corrida 10

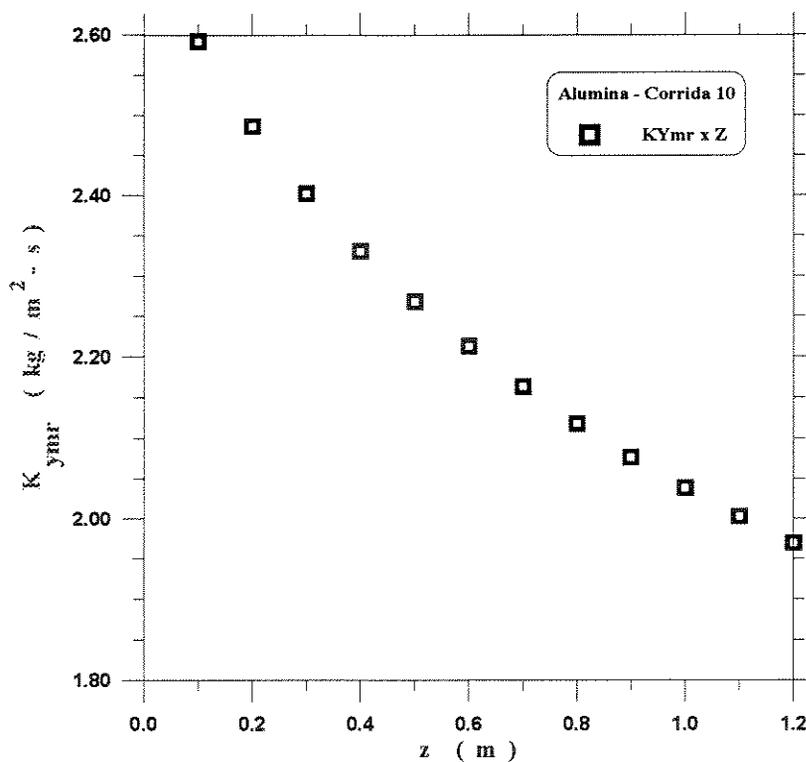


Figura 4.2- 14. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Direção Axial. Alumina - Corrida 10

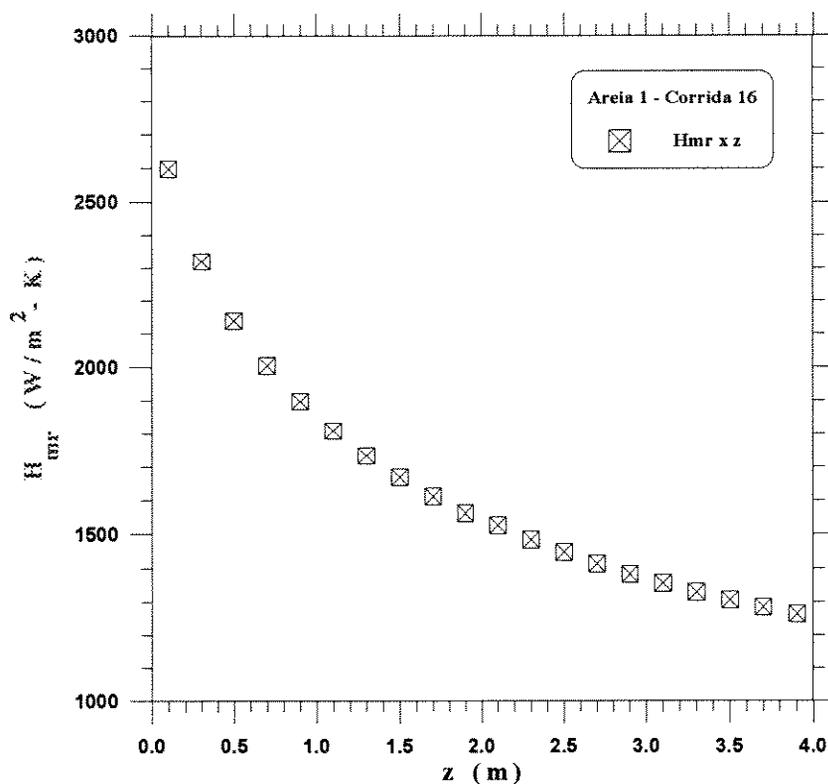


Figura 4.2- 15. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Calor em função da Direção Axial .
Areia 1 - Corrida 16

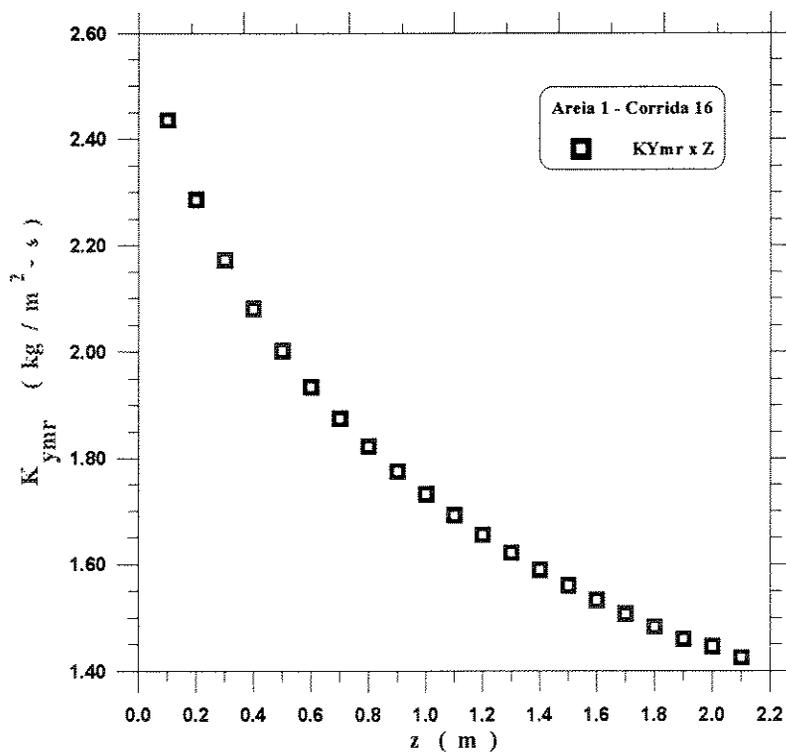


Figura 4.2- 16. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Direção Axial .
Areia 1 - Corrida 16

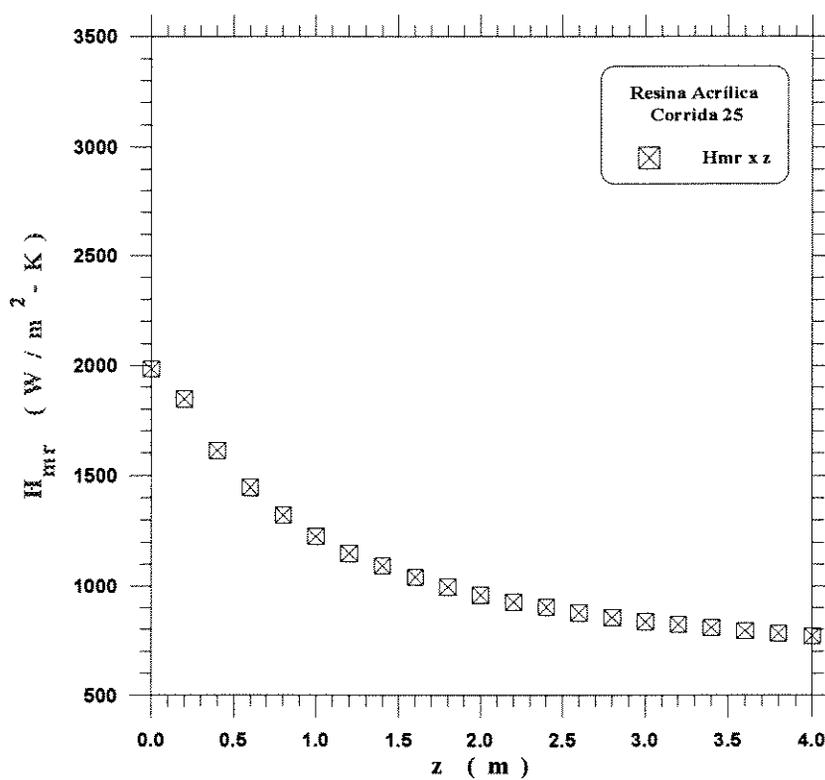


Figura 4.2- 17. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Calor em função da Direção Axial .
Resina Acrílica - Corrida 25

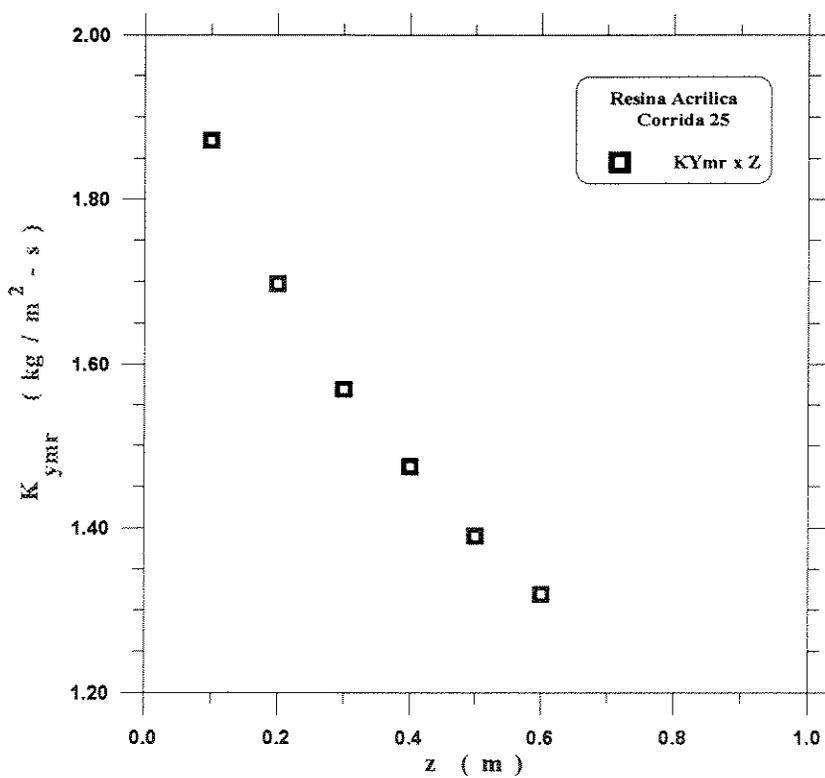


Figura 4.2- 18. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Direção Axial .
Resina Acrílica - Corrida 25

4.2.3. Variações Axiais e Radiais das Umidades do Gás e das Partículas

As Figuras 4.2-19, 4.2-20 e 4.2-21 apresentam as variações axiais das umidades do gás e das partículas para as corridas 10, 16 e 25, respectivamente, da alumina, areia 1 e resina acrílica. Conforme se atesta claramente mediante essas figuras, a umidade da partícula diminui ao longo do secador até $z = z^*$; a partir dessa altura seu valor permanece constante, posto que sua umidade superficial foi removida, cessando a transferência de massa partícula-gás a partir de $z = z^*$. Outrossim, a umidade do gás aumenta até $z = z^*$ e a partir dessa altura permanece constante, como se verifica valendo-se das Figuras 4.2-22, 4.2-23 e 4.2-24 para as corridas 10, 16 e 25, respectivamente. A altura no secador a partir da qual cessa a transferência de massa partícula-gás, z^* , pode ser determinada graficamente mediante a intercessão das curvas de umidade, quais sejam, a curva em que a umidade do gás aumenta e a curva de umidade constante. Averigua-se que para a corrida 10 da alumina, $z^* = 1,3$ m; para a corrida 16 da areia 1, $z^* = 2,2$ m e para a corrida 25 da resina acrílica, $z^* = 0,7$ m.

Com base nas figuras supra citadas, dada uma posição axial, a umidade do gás, diminui com a posição radial enquanto a umidade das partículas aumenta. A título de exemplo, para a corrida 10 em $z = 0,8$ m, tem-se em $r = 0,0$ m: $Y_g = 0,1180$ kg/kg e $X_s = 0,0127$ kg/kg, ao passo que em $r = 0,021$ m, $Y_g = 0,1163$ kg/kg e $X_s = 0,0269$ kg/kg.

Observa-se ainda que a variação axial da umidade do gás é máxima no centro do tubo, como também é máxima nesse ponto a umidade do gás ao cessar a transferência de massa; observa-se, por meio da Figura 4.2-22, que a inclinação da curva diminui com o raio.

A umidade das partículas no centro do tubo é mínima em qualquer posição axial do secador até o ponto no qual cessa a transferência de massa, como se pode averiguar por meio da Figura 4.2-19.

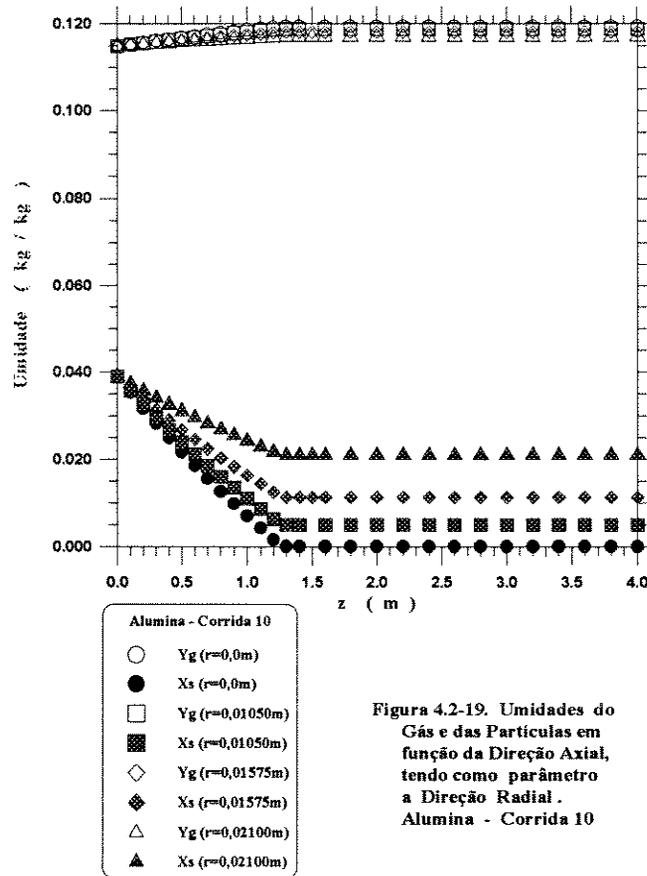


Figura 4.2-19. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

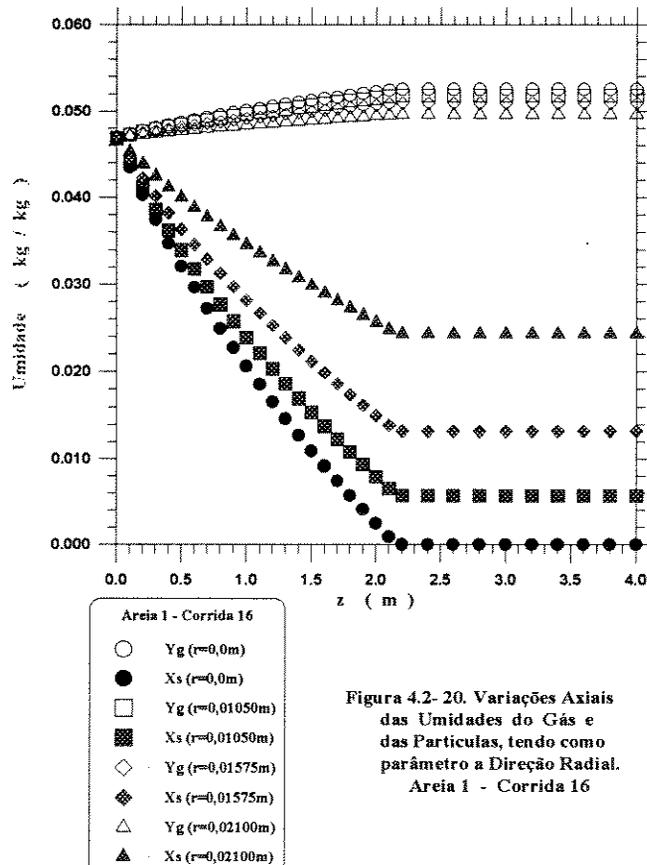


Figura 4.2- 20. Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 - Corrida 16

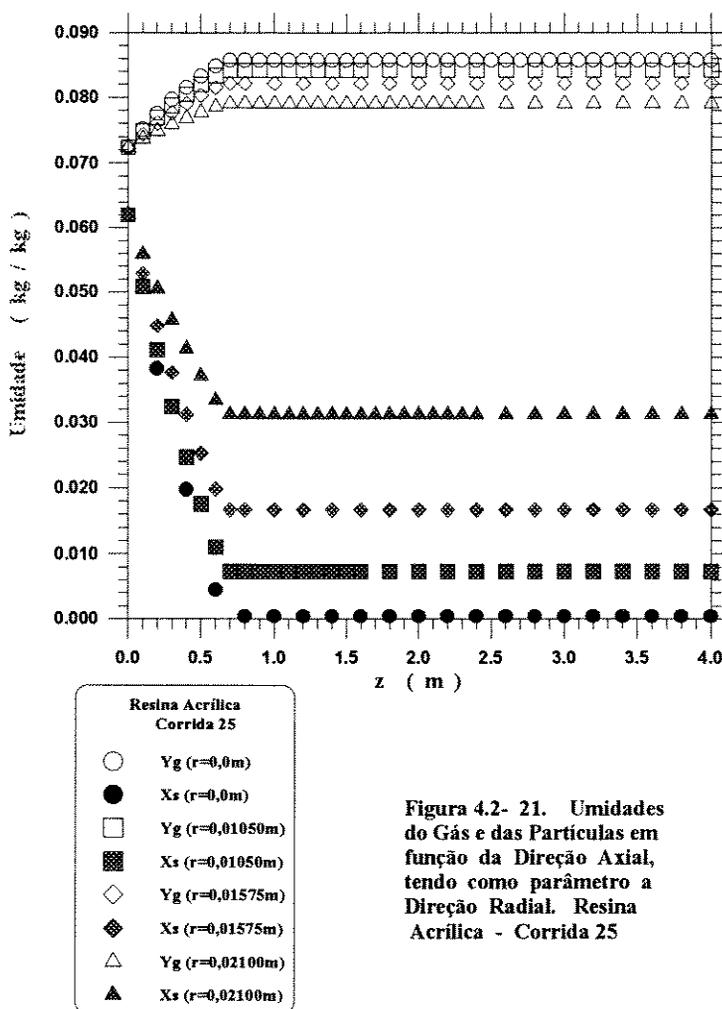


Figura 4.2- 21. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrilica - Corrida 25

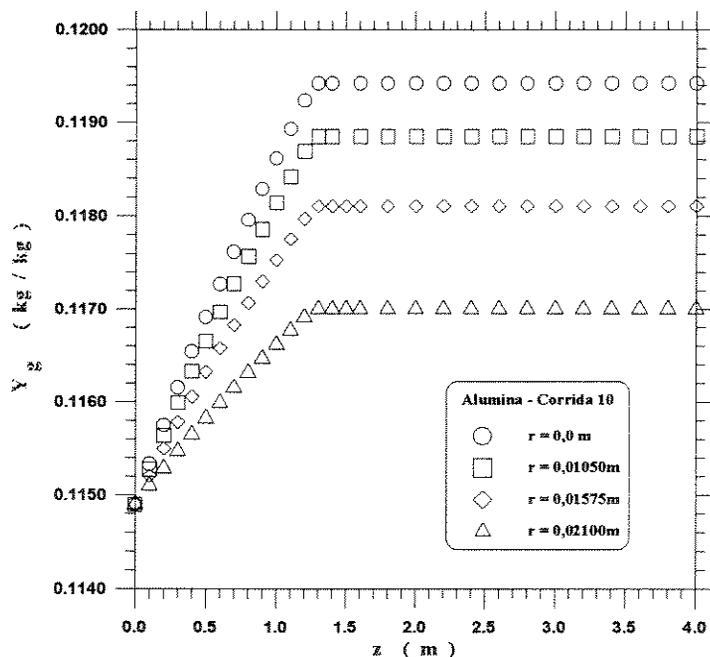


Figura 4.2- 22. Umidade do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

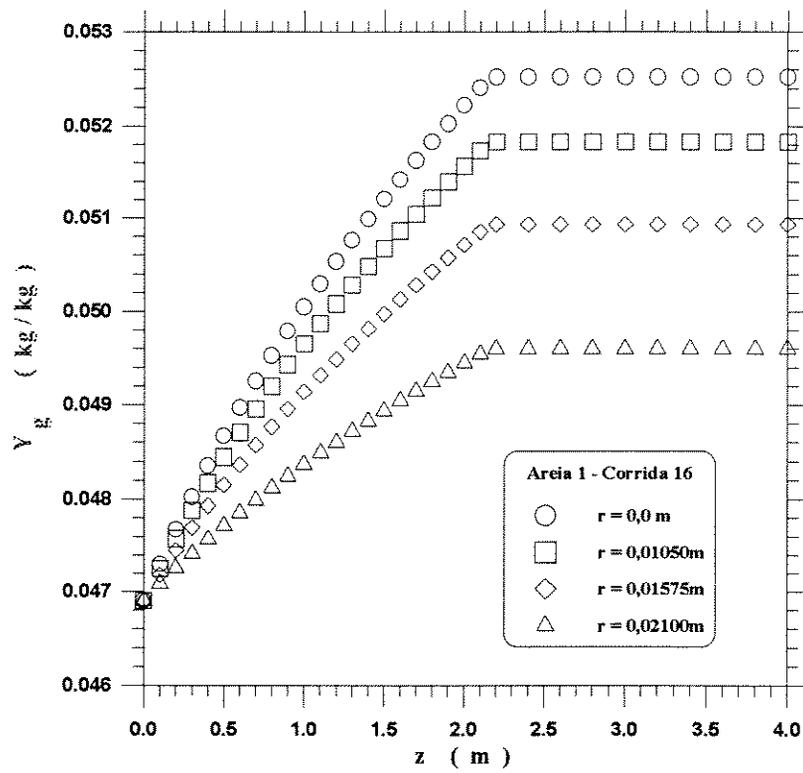


Figura 4.2- 23. Variações Axiais da Umidade do Gás,
tendo como parâmetro a Direção Radial.
Areia 1 - Corrida 16

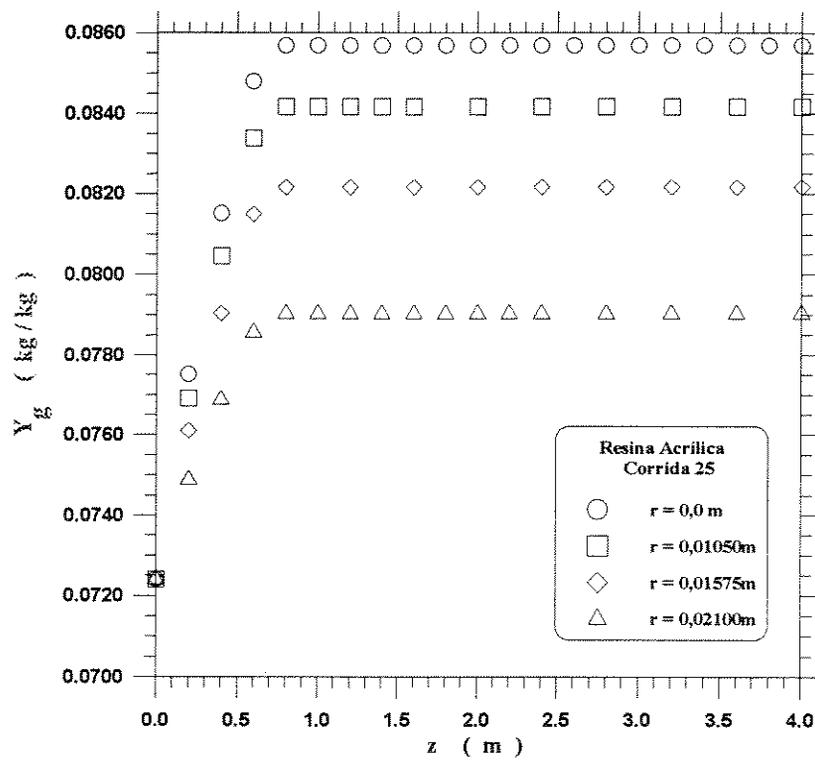


Figura 4.2- 24. Umidade do Gás em função da Direção
Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial.
Resina Acrilica - Corrida 25

A Figura 4.2-25 apresenta as variações axiais das umidades do gás e das partículas no centro do tubo ($r = 0,0\text{m}$), enquanto a Figura 4.2-26 apresenta as mesmas variações em $r = 0,021\text{m}$ (próximo à parede do tubo). Verifica-se que a diferença entre as umidades do gás e das partículas ($Y_g - X_s$), que poderia ser analisada como uma força motriz, tal como a velocidade relativa ($u - v$), é máxima no centro do tubo, tanto na região de umidade variável quanto na região de umidade constante. Por exemplo, para a corrida 10 da Alumina, em $z = 0,8\text{ m}$, tem-se $(Y_g - X_s) = 0,1053\text{ kg/kg}$ em $r = 0,0\text{ m}$, enquanto $(Y_g - X_s) = 0,0900\text{ kg/kg}$ em $r = 0,021\text{ m}$, para a região de umidade variável ($z < z^*$); para a região de umidade constante, correspondente a $z > 1,3\text{ m}$ no caso da corrida 10, tem-se $(Y_g - X_s) = 0,1193\text{ kg/kg}$ em $r = 0,0\text{m}$, enquanto $(Y_g - X_s) = 0,0960\text{ kg/kg}$ em $r = 0,0210\text{ m}$. As Figuras 4.2-27 e 4.2-28 são similares às anteriores, sendo concernentes à corrida 16 da alumina, enquanto as Figuras 4.2-29 e 4.2-30 são concernentes à corrida 25 da resina acrílica.

As Figuras 4.2-31, 4.2-32 e 4.2-33 apresentam, para as corridas 10, 16 e 25, nesta ordem, as variações radiais das umidades do gás e das partículas, para várias posições axiais; note-se que as posições axiais mudam em cada figura: para a corrida 10, tomaram-se as posições axiais $z = 0,0\text{ m}$; $z = 0,8\text{ m}$; $z = 1,0\text{ m}$ e $z = 1,2\text{ m}$; para a corrida 16, tomaram-se $z = 0,0\text{ m}$; $z = 1,0\text{ m}$; $z = 1,5\text{ m}$ e $z = 2,0\text{ m}$; para a corrida 25 tomaram-se $z = 0,0\text{ m}$; $z = 0,2\text{ m}$; $z = 0,4\text{ m}$ e $z = 0,6\text{ m}$. Procurou-se colocar, em cada uma das figuras, a máxima posição antes de cessar a secagem. Há que se lembrar que $z^* = 1,3\text{m}$; $z^* = 2,2\text{ m}$ e $z^* = 0,7\text{ m}$ para as corridas mencionadas, respectivamente.

As Figuras 4.2-34, 4.2-35 e 4.2-36 apresentam as variações radiais da umidade do gás; as variações radiais das umidades do gás e das partículas são mostradas para a corrida 10 nas Figuras 4.2-37 e 4.2-38 em $z = 0,8\text{ m}$ e $z = 1,2\text{ m}$, respectivamente; para a corrida 16, nas Figuras 4.2-39 e 4.2-40 em $z = 1,0\text{m}$ e $z = 2,0\text{ m}$, respectivamente; para a corrida 25, nas Figuras 4.2-41 e 4.2-42 em $z = 0,2\text{ m}$ e $z = 0,6\text{ m}$, respectivamente.

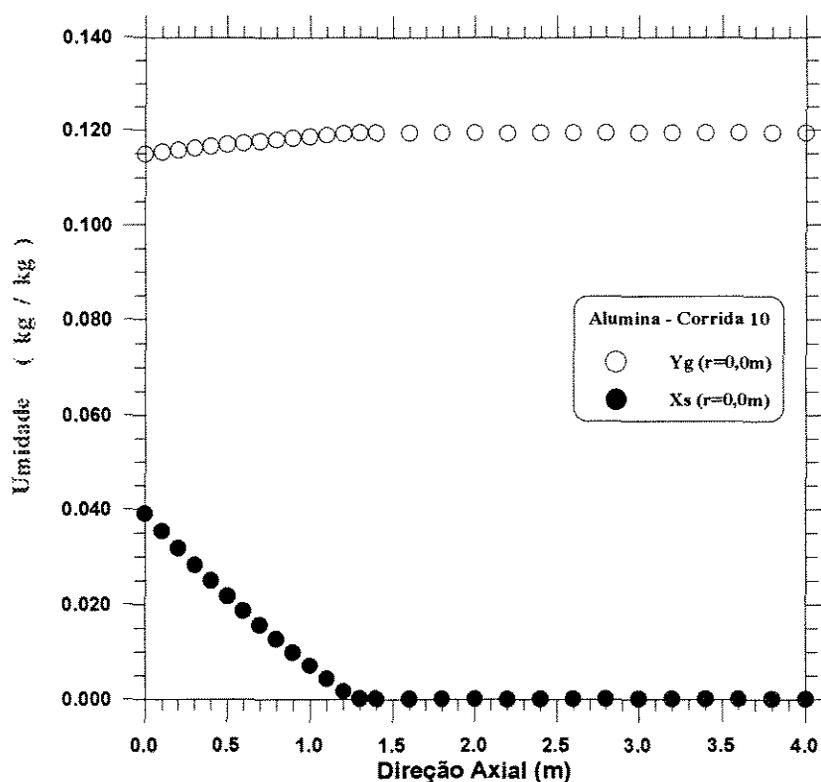


Figura 4.2- 25. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m. Alumina - Corrida 10

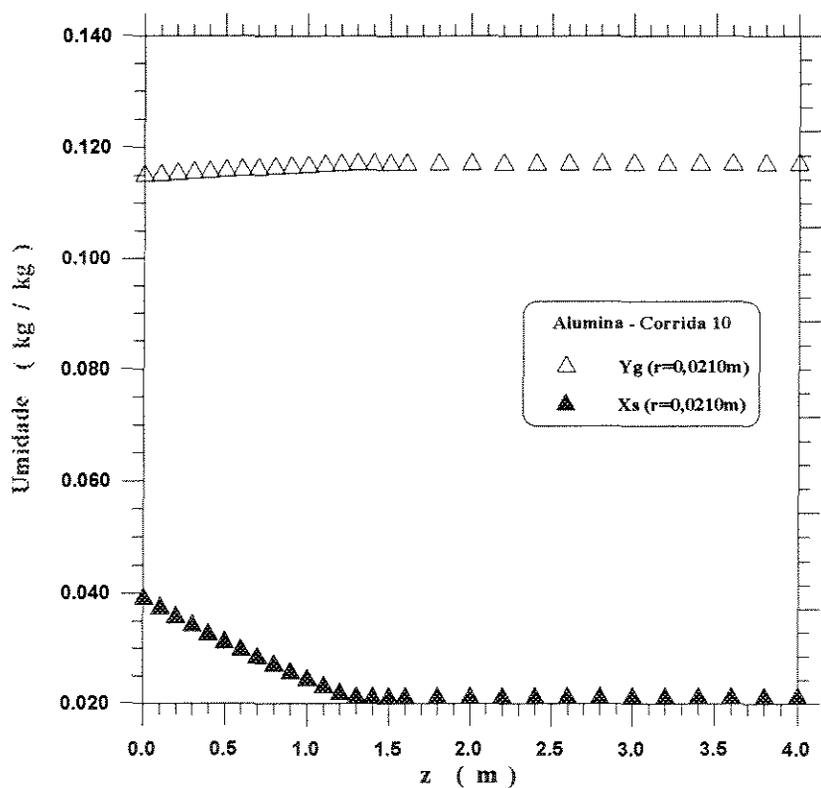


Figura 4.2- 26. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210$ m. Alumina - Corrida 10

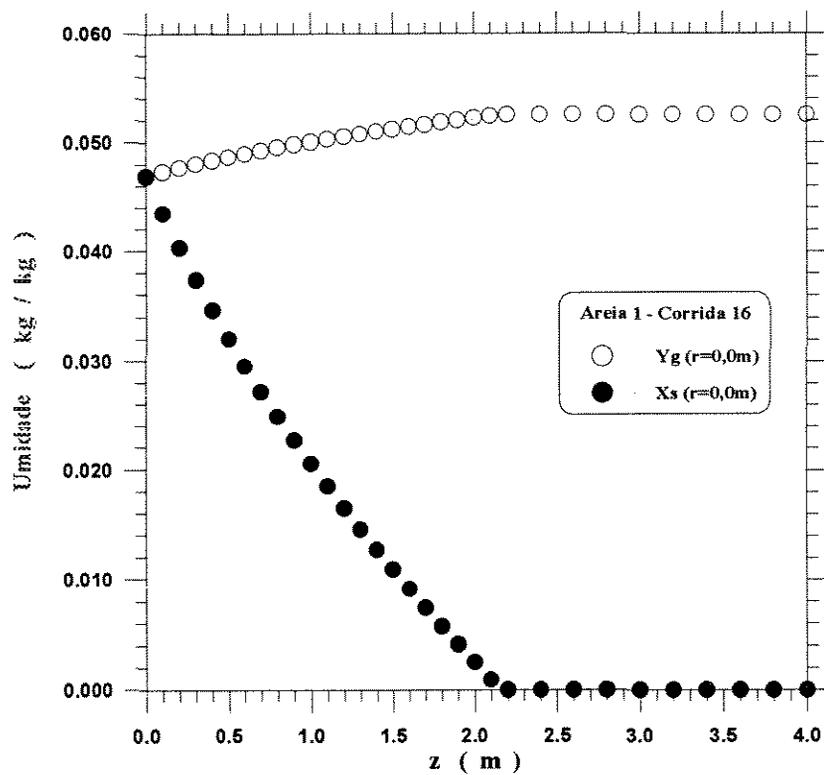


Figura 4.2- 27. Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, em $r = 0,0\text{ m}$.
Areia 1 - Corrida 16

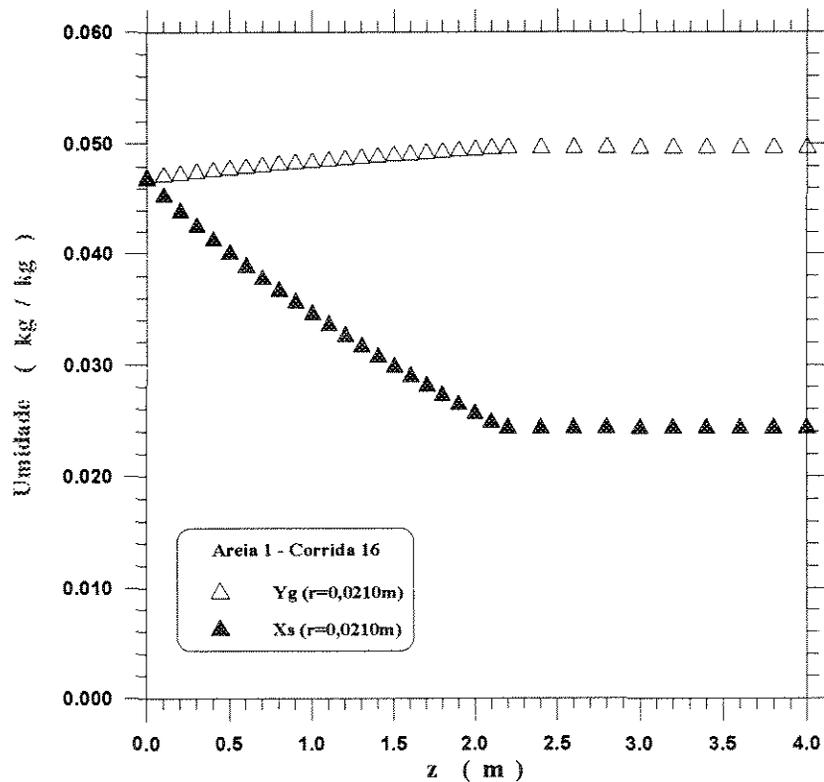


Figura 4.2- 28. Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, em $r = 0,0210\text{ m}$.
Areia 1 - Corrida 16

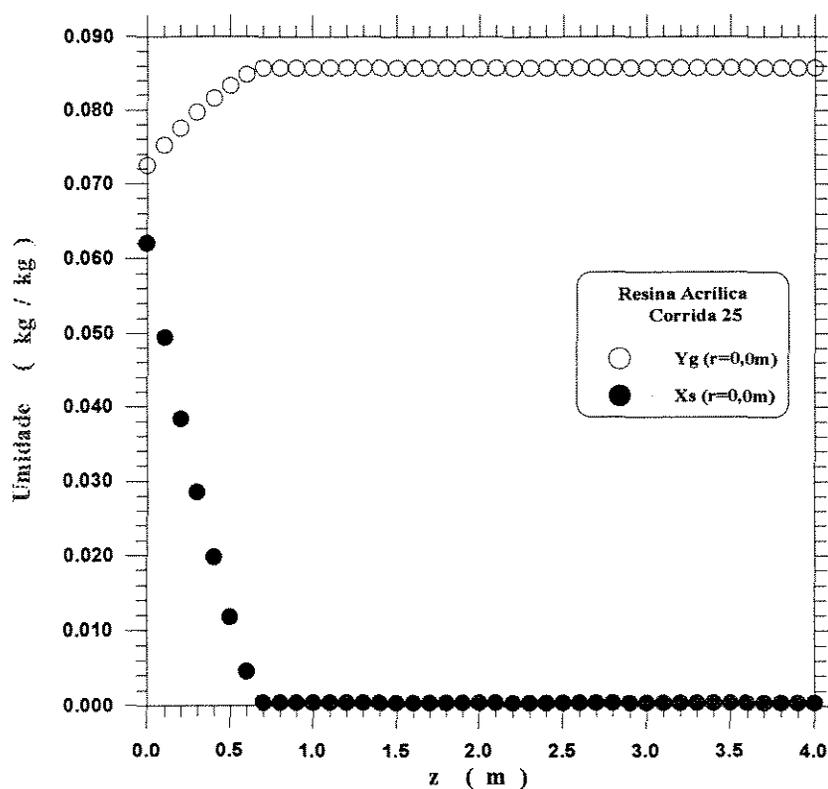


Figura 4.2- 29. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0m$. Resina Acrilica - Corrida 25

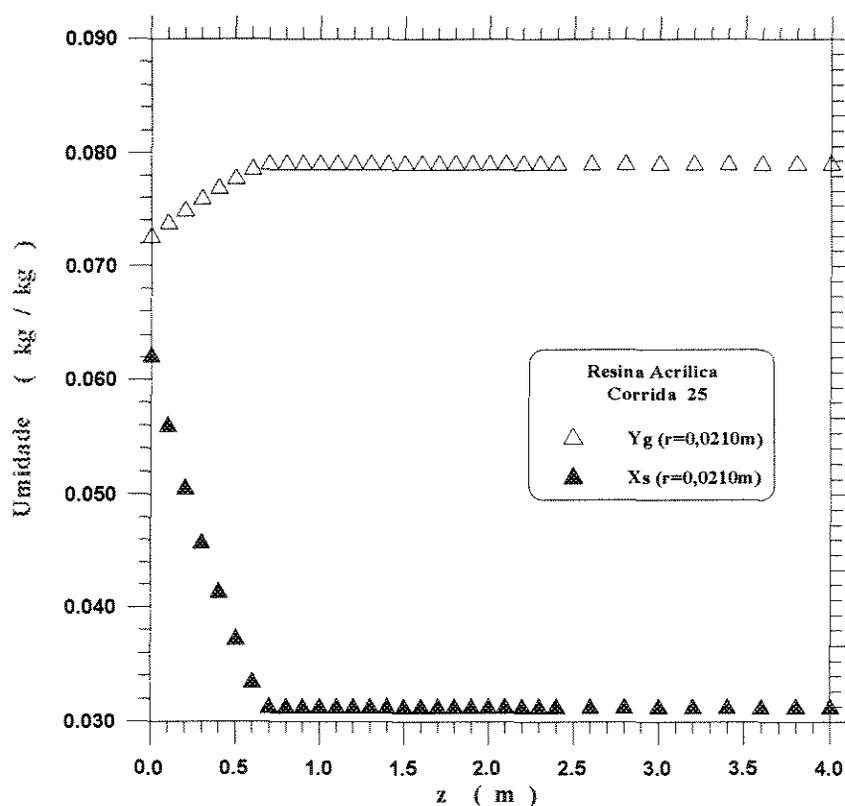


Figura 4.2- 30. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0210m$. Resina Acrilica - Corrida 25

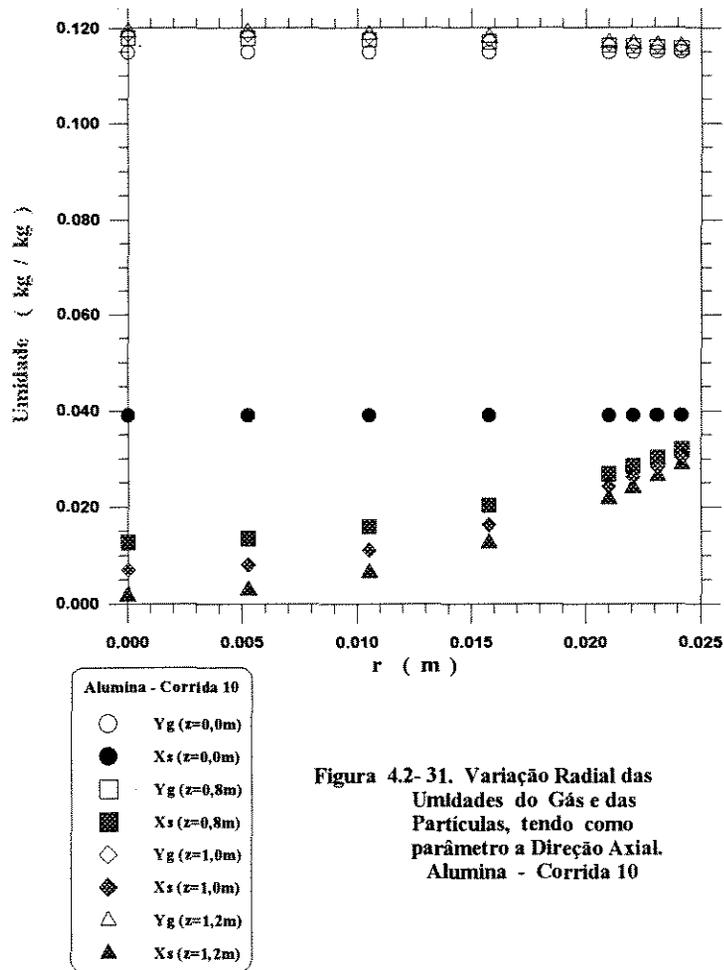


Figura 4.2- 31. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina - Corrida 10

A umidade do gás diminui com o raio, alcançando o seu valor máximo no centro do tubo, ao passo que a umidade das partículas aumenta com o raio, alcançando o seu valor mínimo no centro do tubo, confirmando a tendência esperada, haja vista a variação radial do coeficiente de transferência de massa; sendo máximo esse coeficiente no centro do tubo, a umidade do gás é máxima e a da partícula é mínima, nesse ponto.

Conforme se verifica mediante as referidas figuras, dada uma posição radial, a umidade do gás aumenta enquanto a da partícula diminui com a altura do secador.

As Figuras 4.2-43, 4.2-44 e 4.2-45 apresentam as médias radiais das umidades do gás e das partículas para, respectivamente, as corridas 10, 16 e 25; como o esperado, a umidade média radial do gás aumenta ao longo do secador

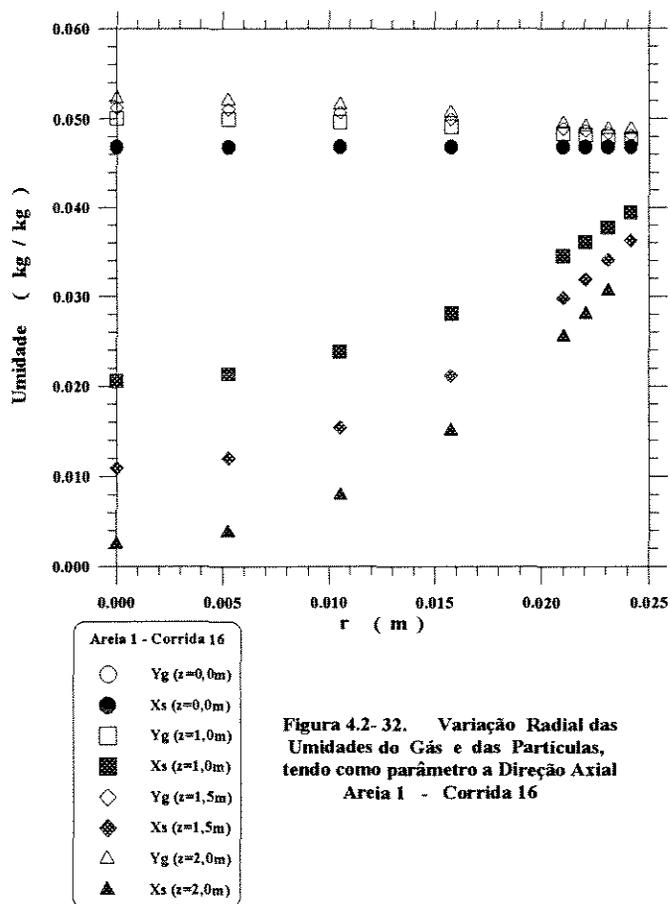


Figura 4.2- 32. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Area 1 - Corrida 16

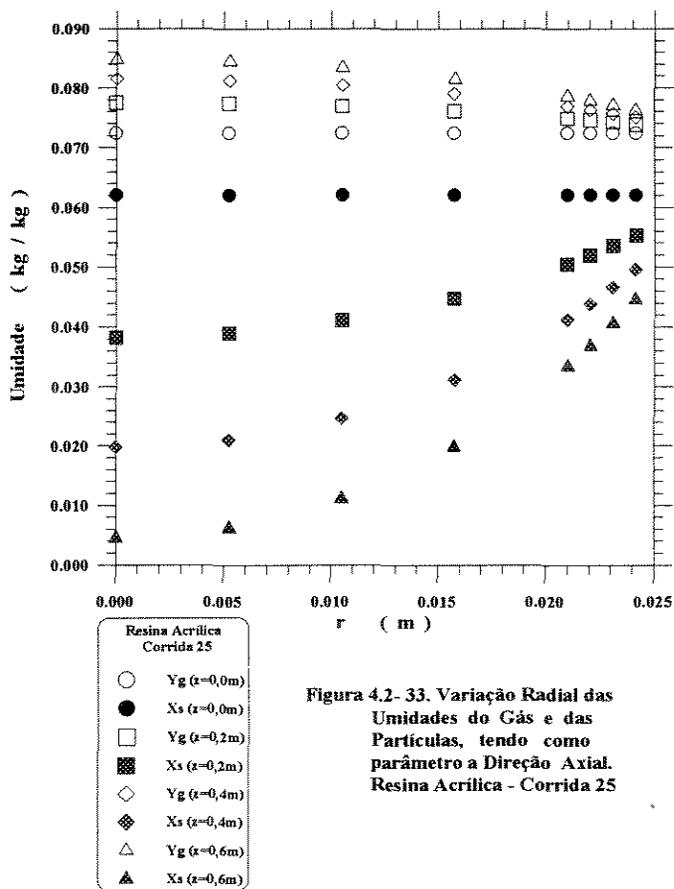


Figura 4.2- 33. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrilica - Corrida 25

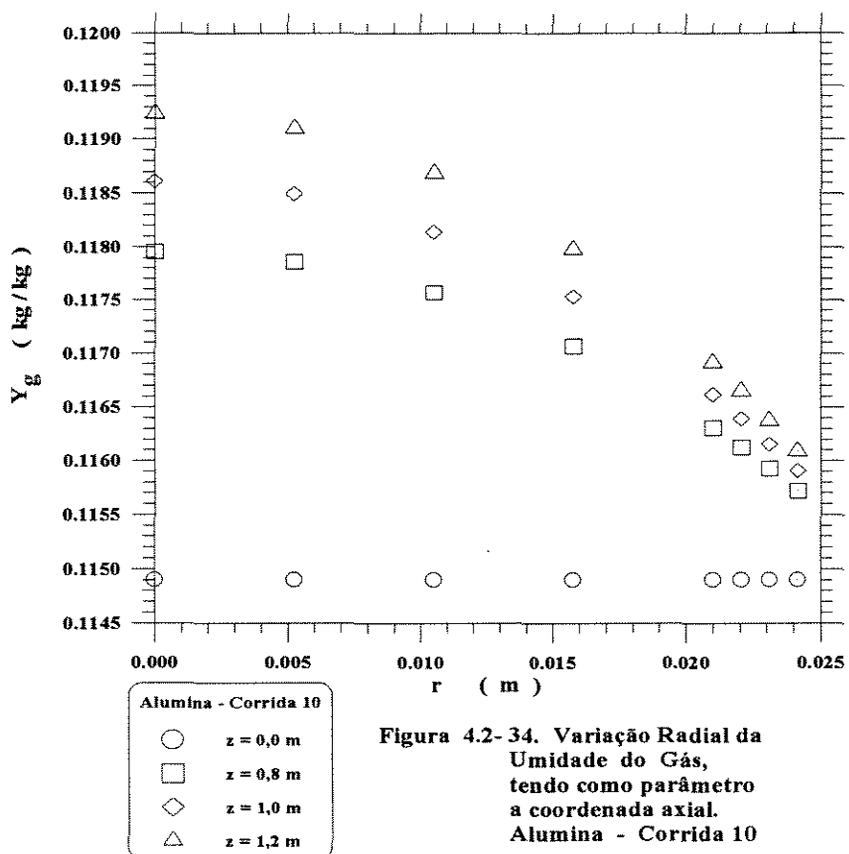


Figura 4.2- 34. Variação Radial da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina - Corrida 10

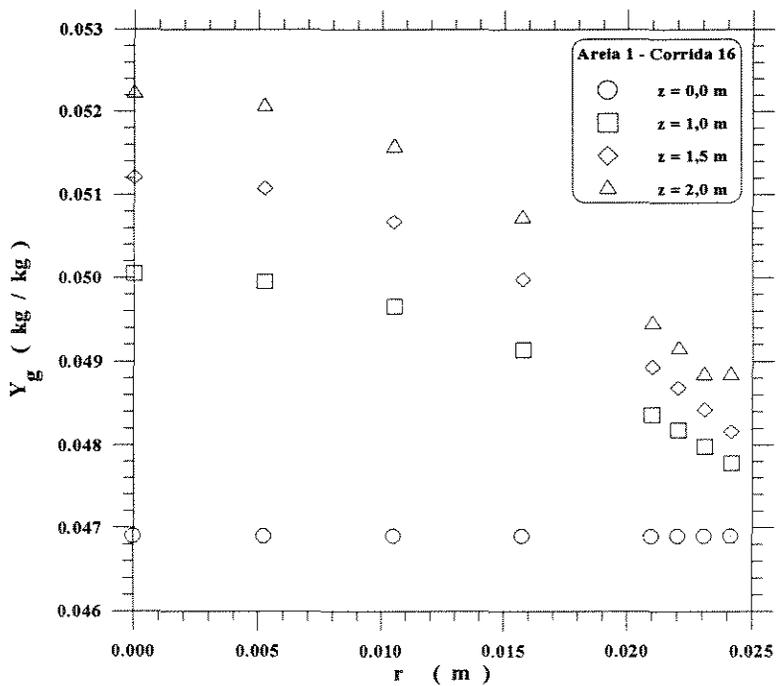


Figura 4.2- 35. Variação Radial da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 - Corrida 16

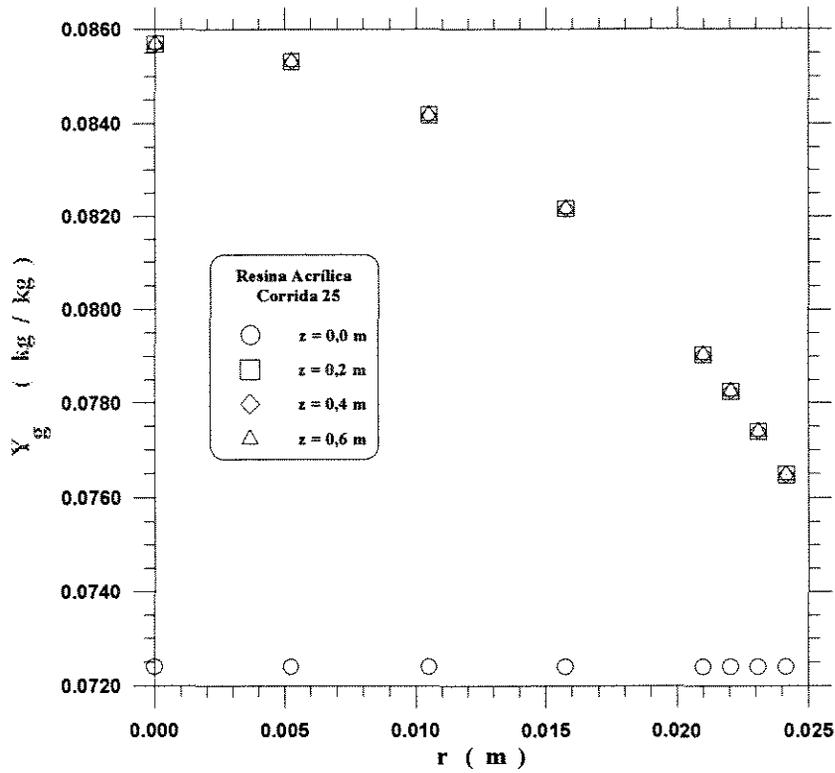


Figura 4.2- 36. Variação Radial da Umidade do Gás, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica - Corrida 25

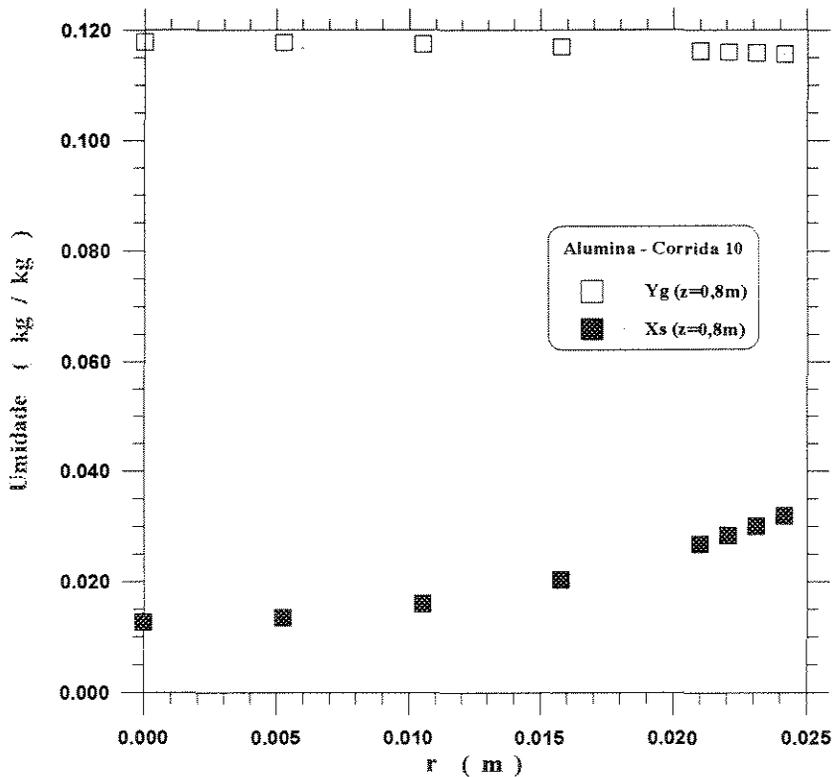


Figura 4.2- 37. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 0,8 \text{ m}$. Alumina - Corrida 10

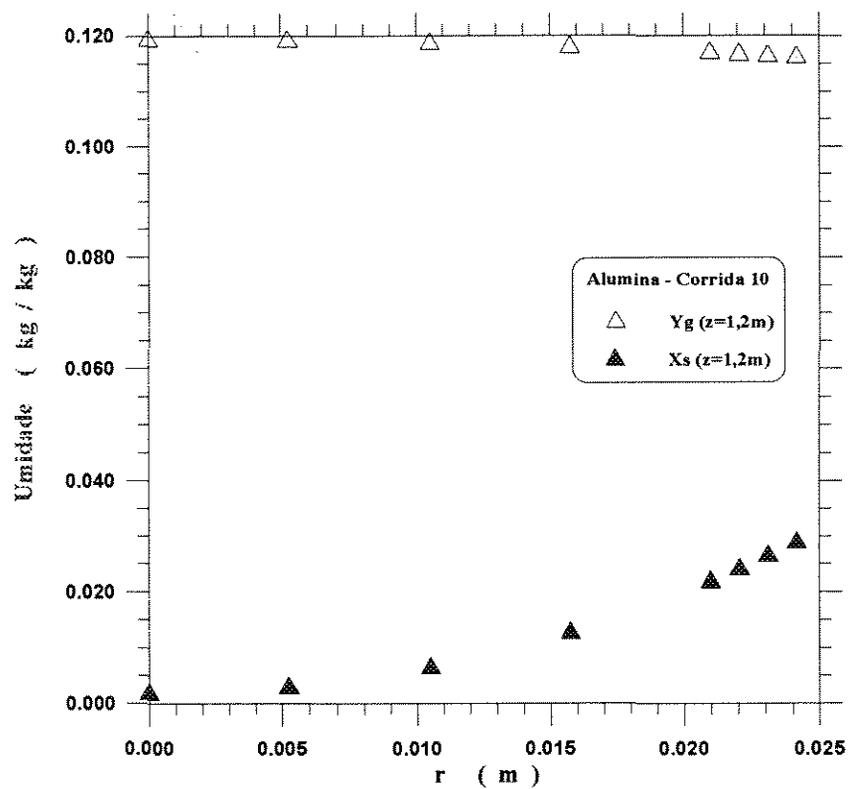


Figura 4.2- 38. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 1,2$ m.
Alumina - Corrida 10

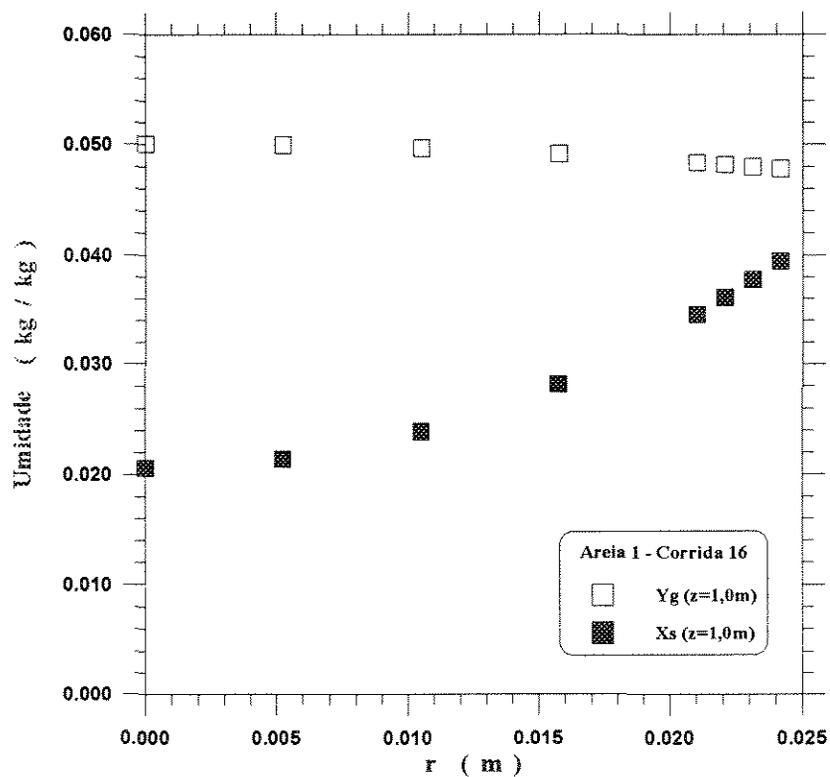


Figura 4.2- 39. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 1,0$ m.
Areia 1 - Corrida 16

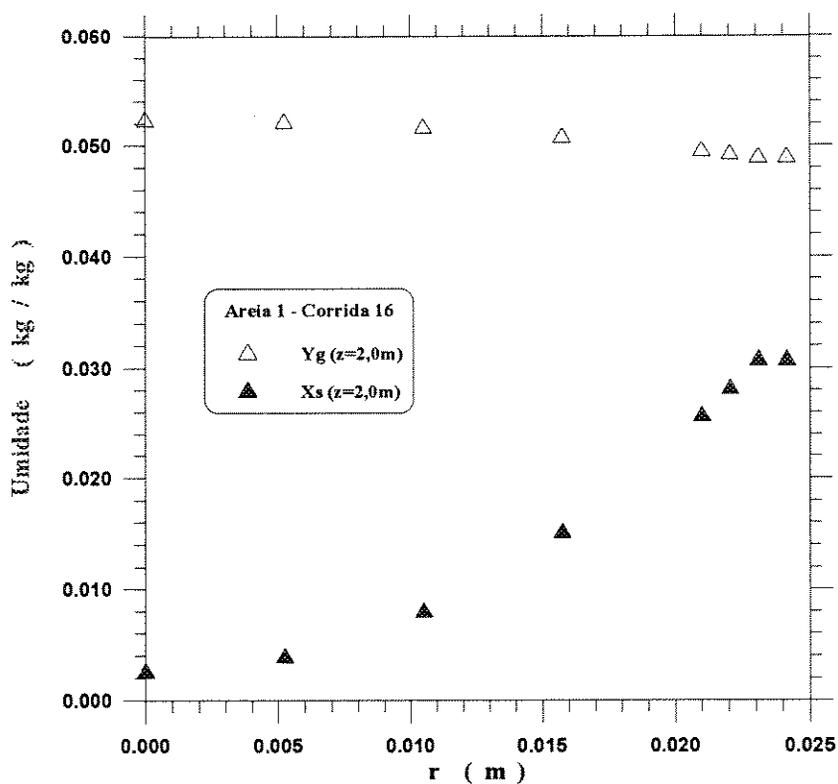


Figura 4.2- 40. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 2,0$ m.
Areia 1 - Corrida 16

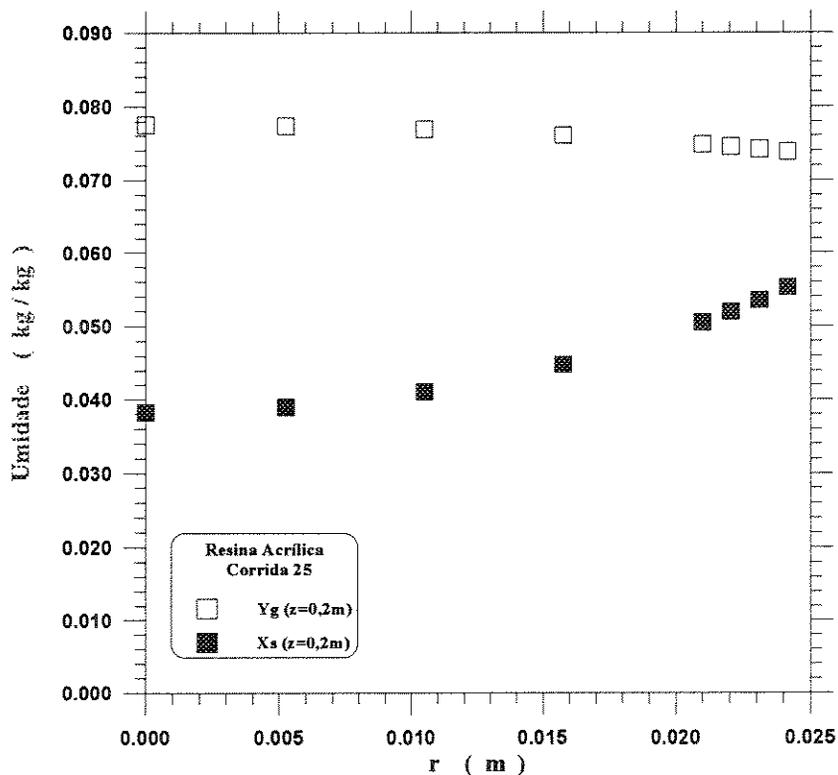


Figura 4.2- 41. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 0,2$ m.
Resina Acrílica - Corrida 25

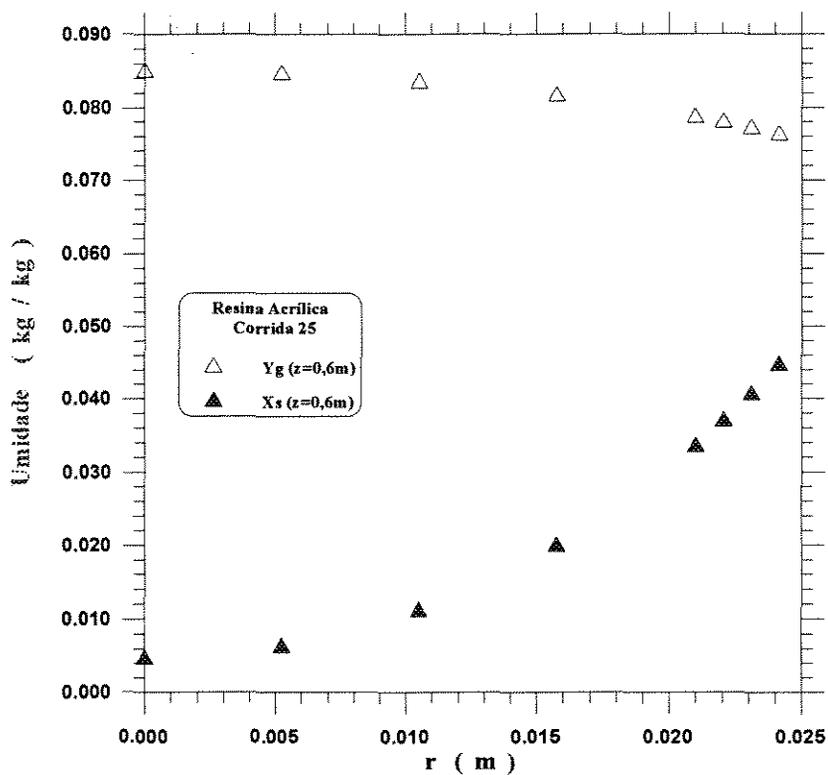


Figura 4.2- 42. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, em $z = 0,6$ m.
Resina Acrílica - Corrida 25

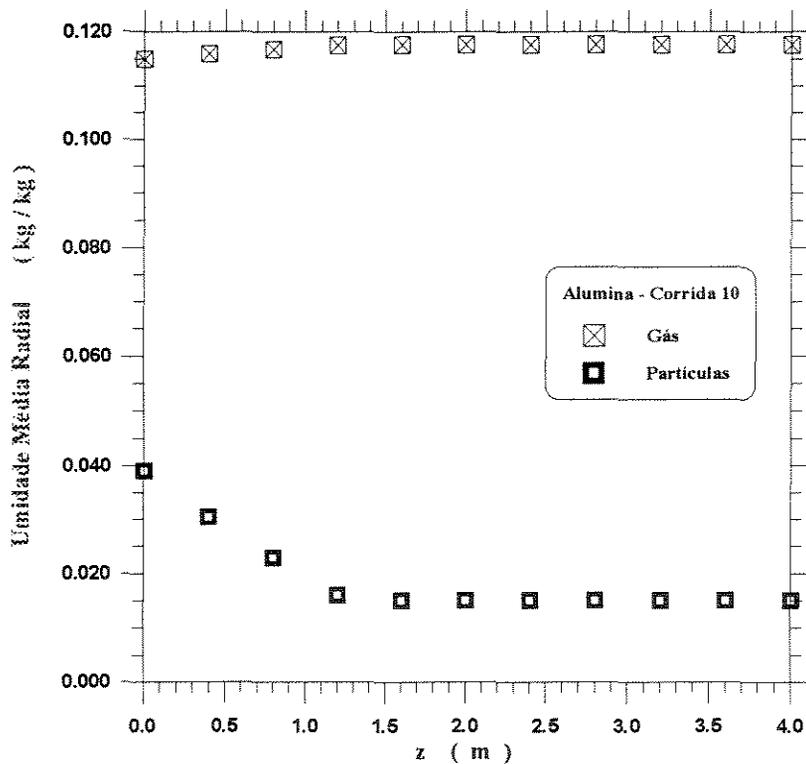


Figura 4.2- 43. Umidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Alumina - Corrida 10

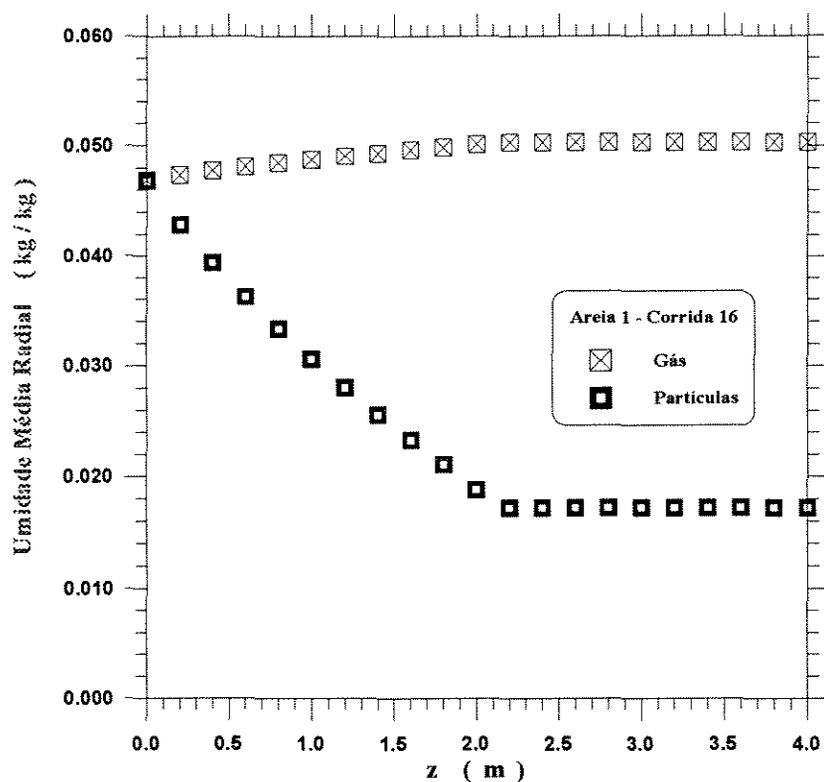


Figura 4.2- 44. Umidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Areia 1 - Corrida 16

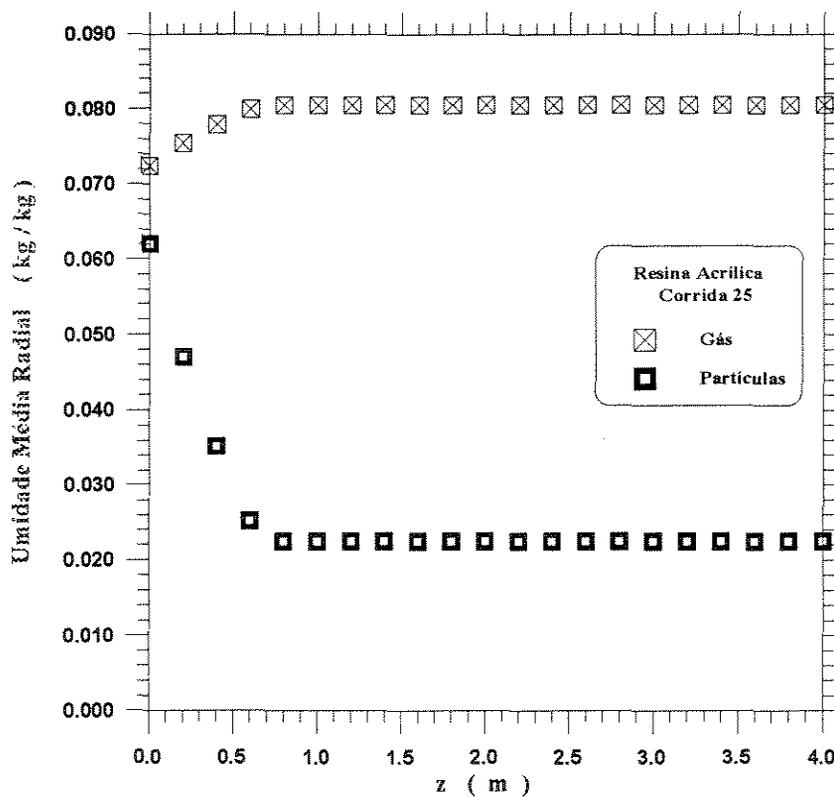


Figura 4.2- 45. Umidades Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Resina Acrilica - Corrida 25

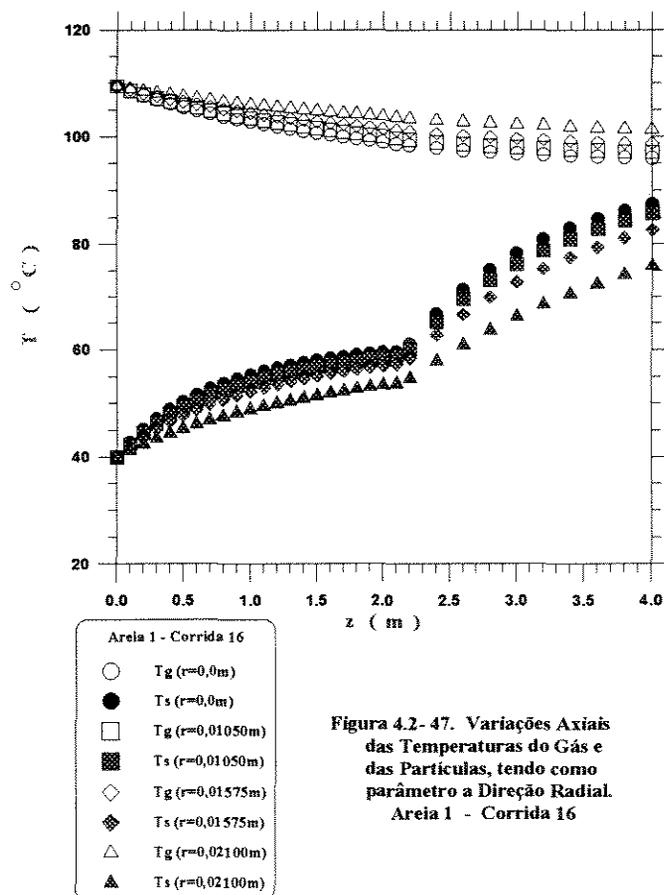
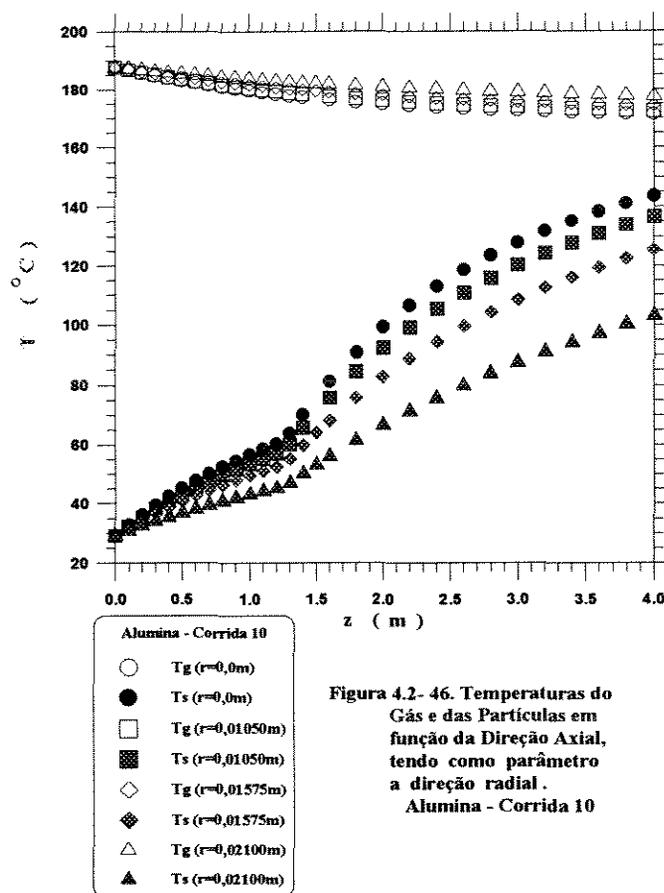
até $z = z^*$, como se pode melhor perceber para a corrida 25, permanecendo constante a partir deste ponto. A umidade média radial das partículas diminui ao longo do secador até $z = z^*$, permanecendo constante a partir deste ponto.

4.2.4. Variação Axiais e Radiais das Temperaturas do Gás e das Partículas

As variações axiais das temperaturas das partículas e do gás são dadas, respectivamente, pelas equações (3.34) e (3.47) e são mostradas nas Figuras 4.2-46 a 4.2-57 para as corridas 10; 16 e 25. As variações radiais das temperaturas são decorrentes da consideração da variação radial no campo de velocidades e são mostradas nas Figuras 4.2-58 a 4.2-72, para as mesmas corridas.

Verifica-se que a temperatura do gás diminui ao longo do secador, em conformidade com as Figuras 4.2-46, 4.2-47 e 4.2-48 para as corridas 10, 16 e 25, respectivamente, posto que o gás cede calor para a remoção da umidade superficial da partícula; por conseguinte, a temperatura das partículas aumenta ao longo do secador. A curva de temperatura das partículas apresenta duas regiões, que correspondem à região em que há transferência de massa e à região em que cessa a transferência de massa e as umidades permanecem constantes, como comentado anteriormente.

O calor cedido pelo gás às partículas é utilizado primordialmente para remoção de sua umidade superficial; ao completar a secagem, toda a umidade superficial da partícula foi removida, o gás continua a ceder calor, que é então utilizado para aquecimento das partículas. Conforme as Figuras 4.2-46 a 4.2-48, a variação axial de T_s é maior na região em que só há transferência de calor, o que pode ser verificado mediante a equação (3.34). Relativamente ao gás, pode-se afirmar que nessa região o gás se resfria menos, conforme pode ser verificado valendo-se da equação (3.47); em consequência, a variação axial da temperatura do gás é menor na região onde $z \geq z^*$. Para a corrida 16 da Areia 1, por exemplo, no primeiro metro de tubo, em $r_3 = 0,0210$ m, tem-se $(\partial T_g / \partial z) |_{(r=r_3)} = -3,42$



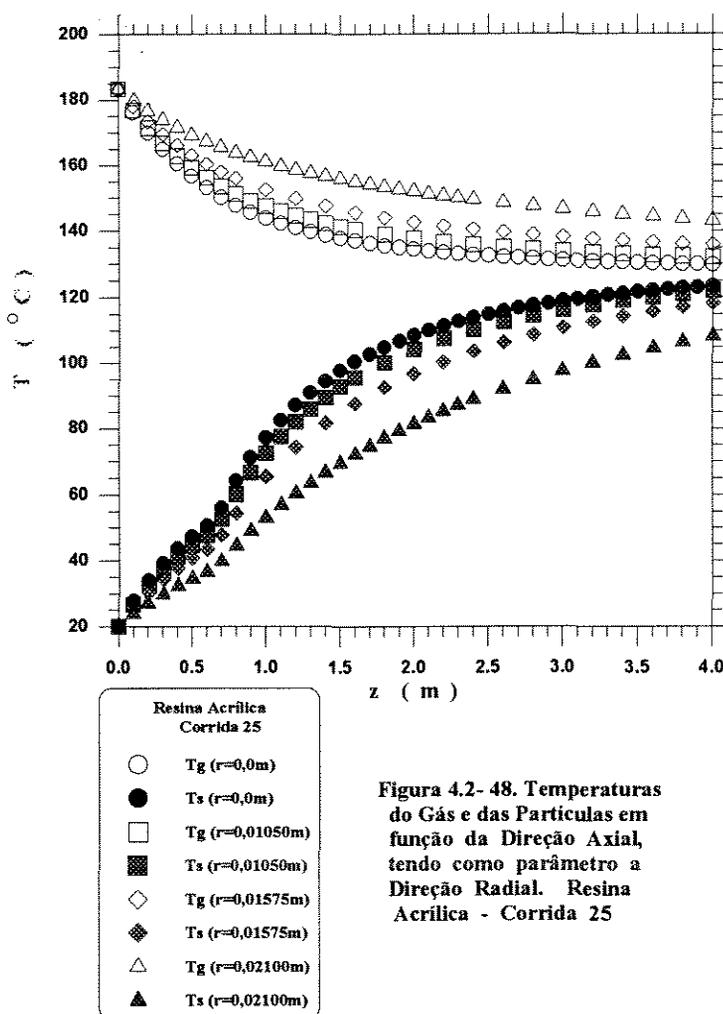


Figura 4.2- 48. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica - Corrida 25

$^{\circ}\text{C}/\text{m}$ e $(\partial T_s/\partial z)|_{(r=r_3)} = 8,96 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{m}$; no último metro de tubo (de $z = 3,0\text{m}$ a $z = 4,0 \text{ m}$), na mesma posição radial, tem-se $(\partial T_g/\partial z)|_{(r=r_3)} = - 0,98 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{m}$ e $(\partial T_s/\partial z)|_{(r=r_3)} = 9,67 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{m}$, evidenciando que o resfriamento do gás é menor na região em que cessa a transferência de massa, enquanto o aquecimento da partícula é maior nessa região.

Comprova-se ainda, mediante as Figuras 4.2-49, 4.2-50 e 4.2-51, que em se fixando uma determinada posição axial, a temperatura do gás aumenta com a coordenada radial, ao passo que a temperatura da partícula diminui.

As Figuras 4.2-52 e 4.2-53 apresentam os perfis axiais das temperaturas do gás e das partículas em $r = 0,0 \text{ m}$ (centro do tubo) e em $r = 0,0210 \text{ m}$ (próximo à parede), respectivamente, para a corrida 10 da Alumina; as Figuras 4.2-54 e 4.2-55 se referem à corrida 16 da Areia 1 e as Figuras 4.2-56 e 4.2-57 à corrida 25 da Resina Acrílica.

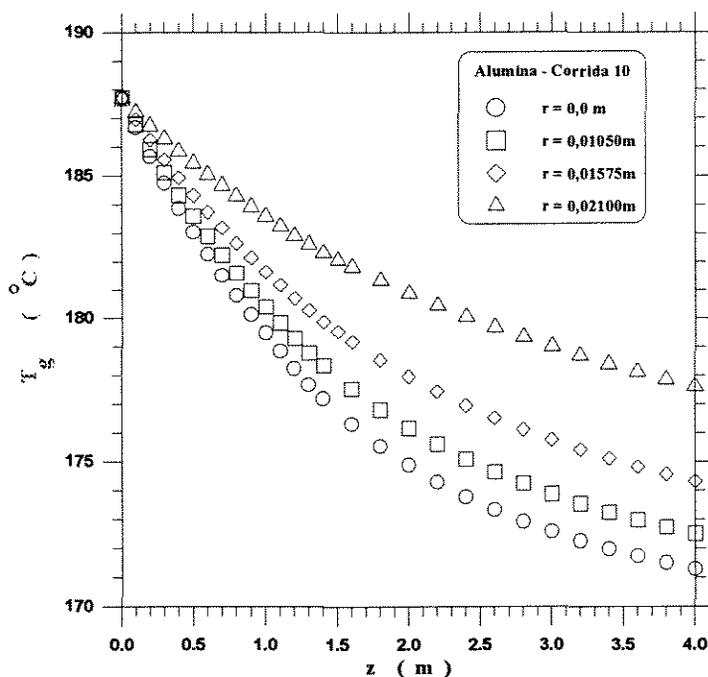


Figura 4.2- 49. Temperatura do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 10

O resfriamento do gás e o aquecimento da partícula são maiores no centro do tubo, conforme se pode comprovar por meio das Figuras 4.2-58 e 4.2-61 para a corrida 10; das Figuras 4.2-59 e 4.2-62 para a corrida 16 e das Figuras 4.2-60 e 4.2-63 para a corrida 25, evidenciando que a troca de calor é mais efetiva no centro do tubo, se tornando cada vez menos efetiva à medida que se aproxima da parede. Próximo à parede do tubo, a temperatura do gás é maior que no centro do tubo, enquanto a da partícula é menor.

Verifica-se ainda, por meio das figuras citadas anteriormente, que fixando-se uma posição radial, a temperatura do gás diminui, ao passo que a da partícula aumenta, com a posição axial, como elucidado anteriormente.

As Figuras 4.2-64 e 4.2-65 apresentam as variações radiais das temperaturas do gás e da partícula em, respectivamente, $z = 0,8$ m e $z = 1,2$ m para a corrida 10 da Alumina; as Figuras 4.2-66 e 4.2-67 apresentam as mesmas variações em, respectivamente, $z = 1,0$ m e $z = 2,0$ m para a corrida 16 da Areia 1 e as Figuras 4.2-68 e 4.2-69, em, respectivamente, $z = 0,2$ m e $z = 0,6$ m para

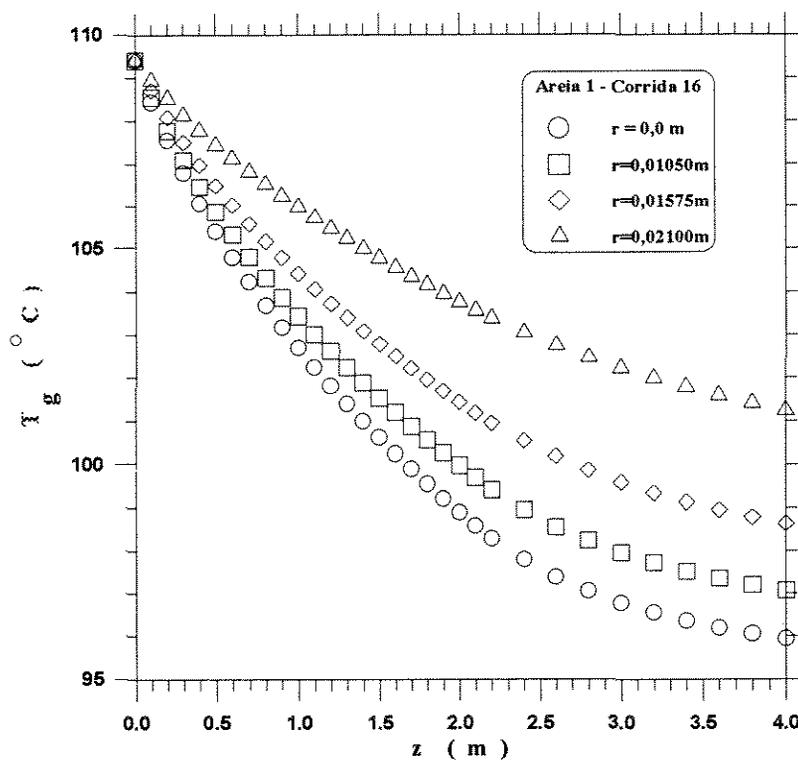


Figura 4.2- 50. Variação Axial da Temperatura do Gás, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 - Corrida 16

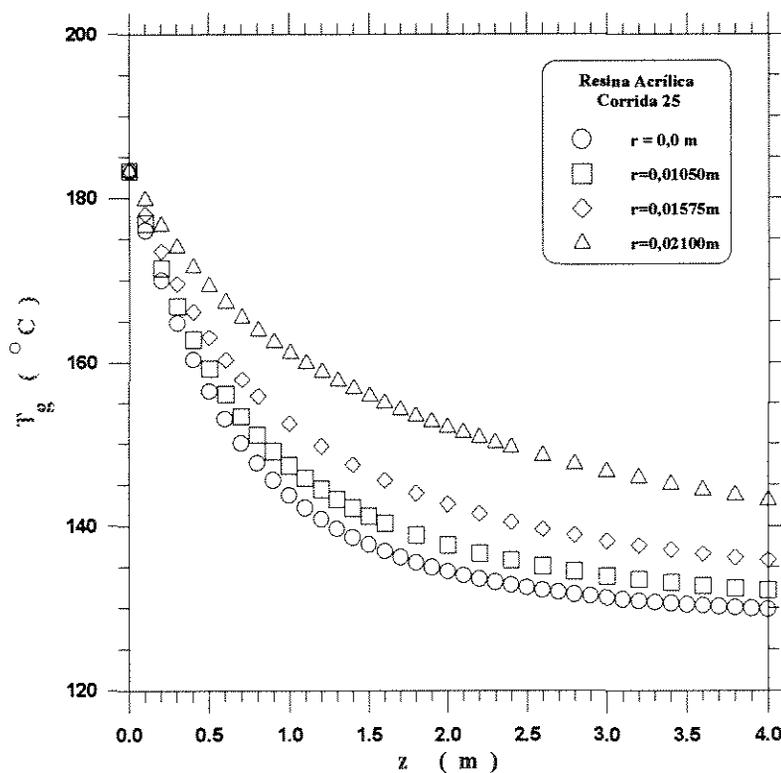


Figura 4.2- 51. Temperatura do Gás em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrilica - Corrida 25

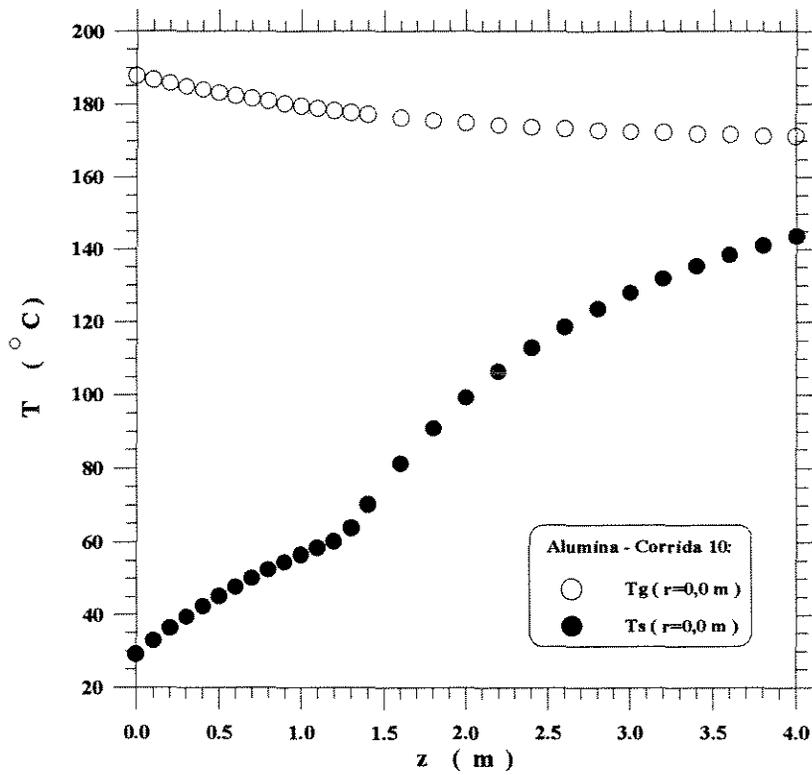


Figura 4.2- 52. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0 \text{ m}$. Alumina - Corrida 10

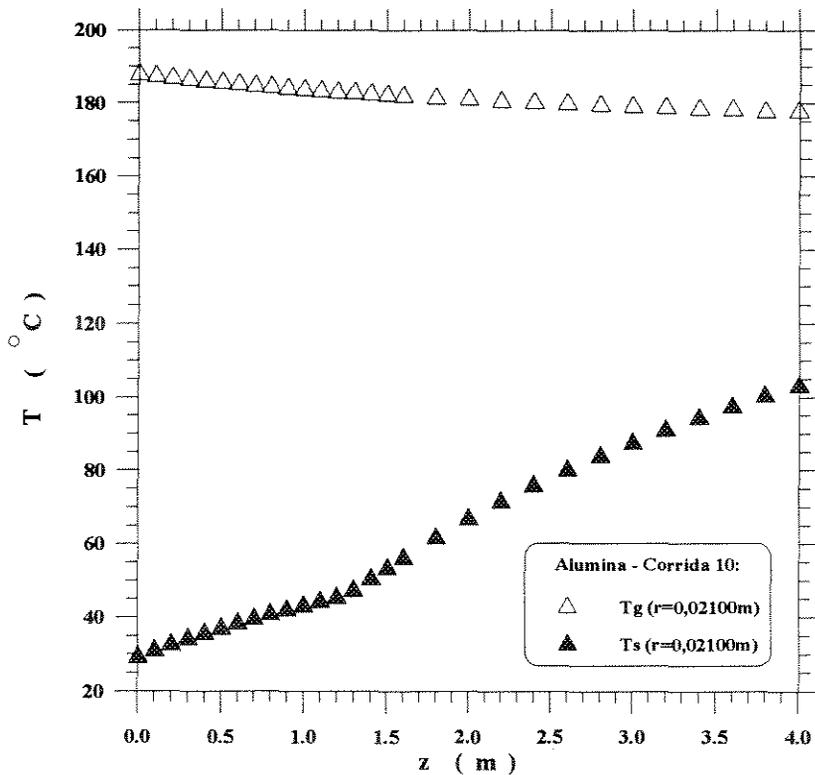


Figura 4.2- 53. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,02100\text{m}$. Alumina - Corrida 10

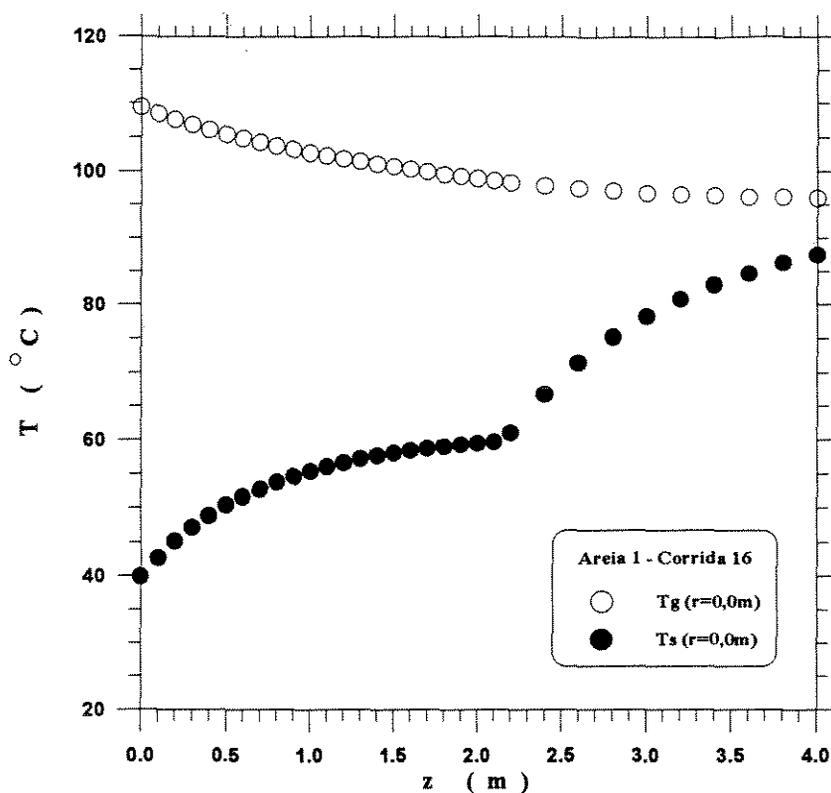


Figura 4.2- 54. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m (centro do tubo). Areia 1 - Corrida 16

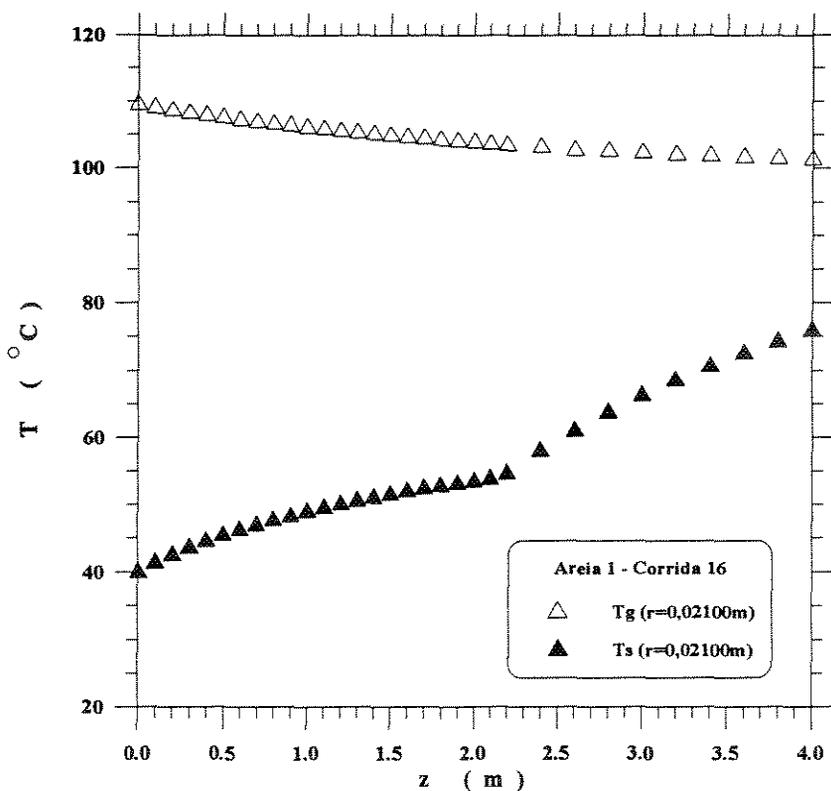


Figura 4.2- 55. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, para $r = 0,0210$ m. Areia 1 - Corrida 16

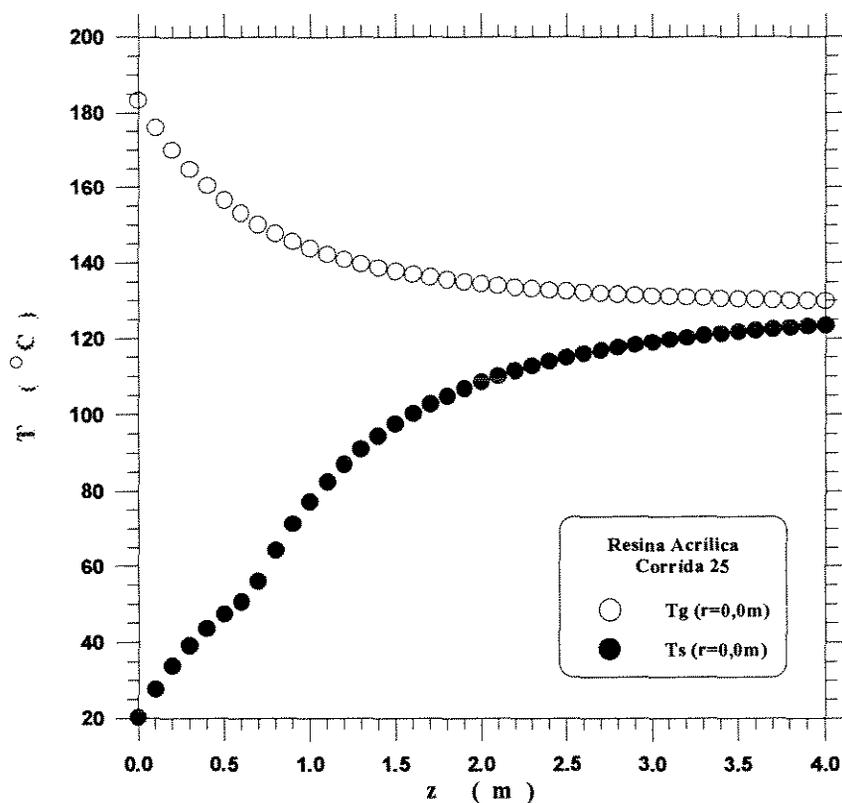


Figura 4.2-56. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,0$ m.
Resina Acrílica - Corrida 25

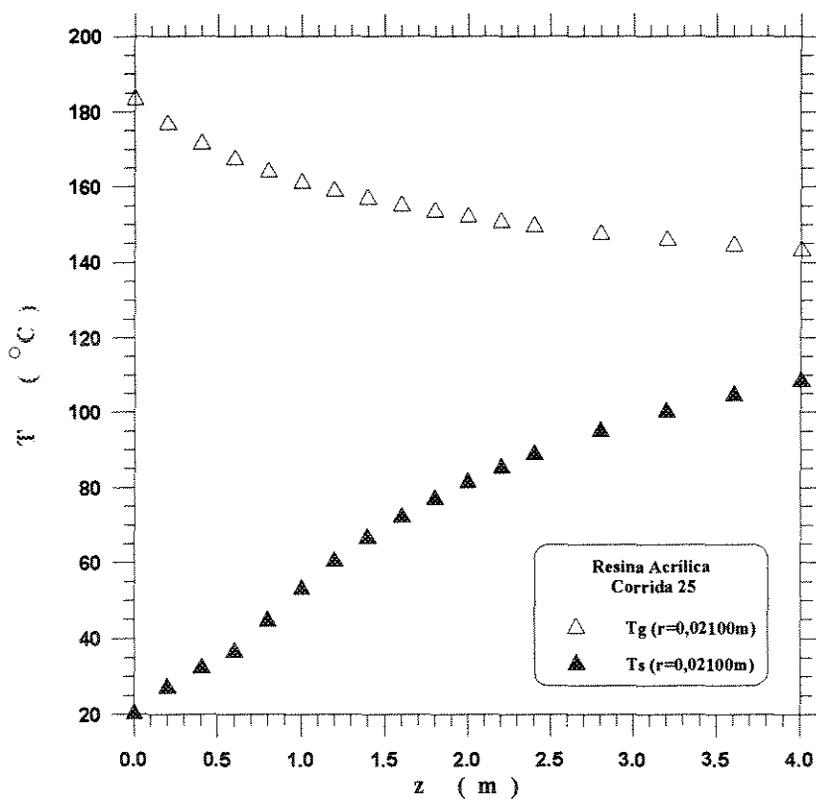
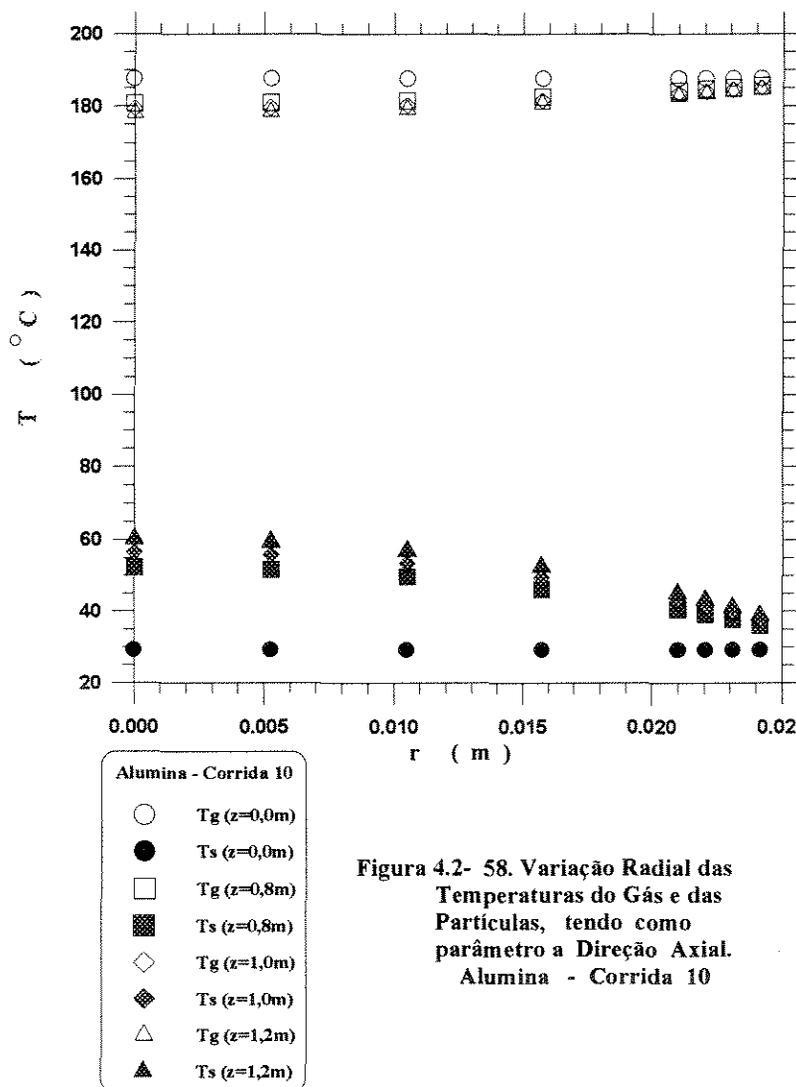


Figura 4.2-57. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, em $r = 0,02100$ m.
Resina Acrílica - Corrida 25

a corrida 25 da Resina Acrílica. A diferença entre as temperaturas do gás e da partícula, $(T_g - T_s)$, para uma determinada posição axial, aumenta com a posição radial evidenciando mais uma vez que a troca de calor se torna menos efetiva à medida que se afasta do centro do tubo. A título de exemplo, tem-se para a corrida 10 em $z = 0,8$ m: $(T_g - T_s)_1 = 128,4$ °C, em $r_1 = 0,0$ m e $(T_g - T_s)_2 = 143,6$ °C, em $r_2 = 0,021$ m; para a corrida 16, em $z = 1,0$ m tem-se $(T_g - T_s)_1 = 47,4$ °C e $(T_g - T_s)_2 = 57,1$ °C; para a corrida 25 em $z = 0,6$ m tem-se $(T_g - T_s)_1 = 102,5$ °C e $(T_g - T_s)_2 = 130,8$ °C.



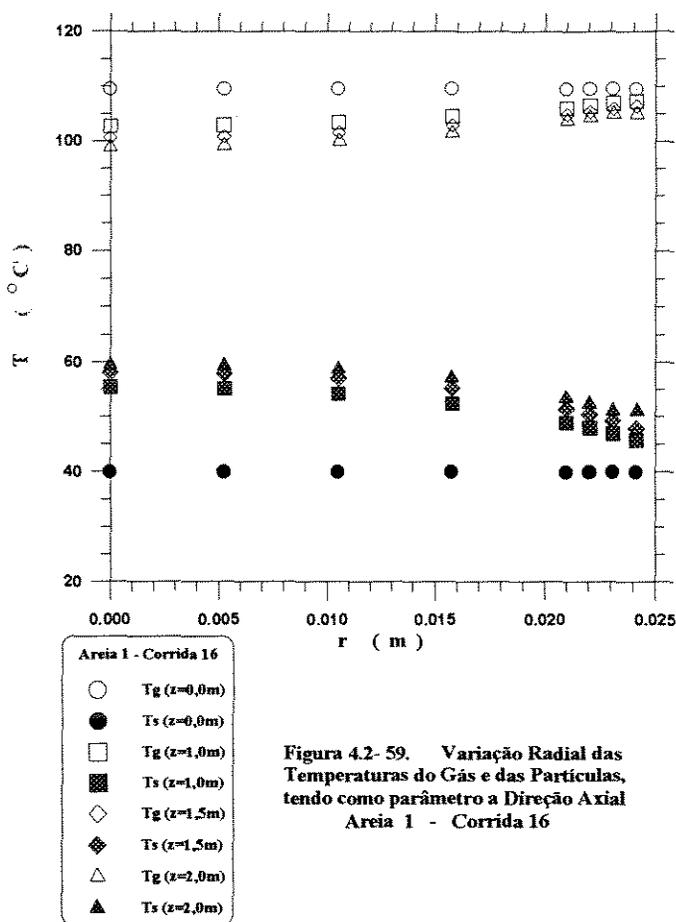


Figura 4.2- 59. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial Areia 1 - Corrida 16

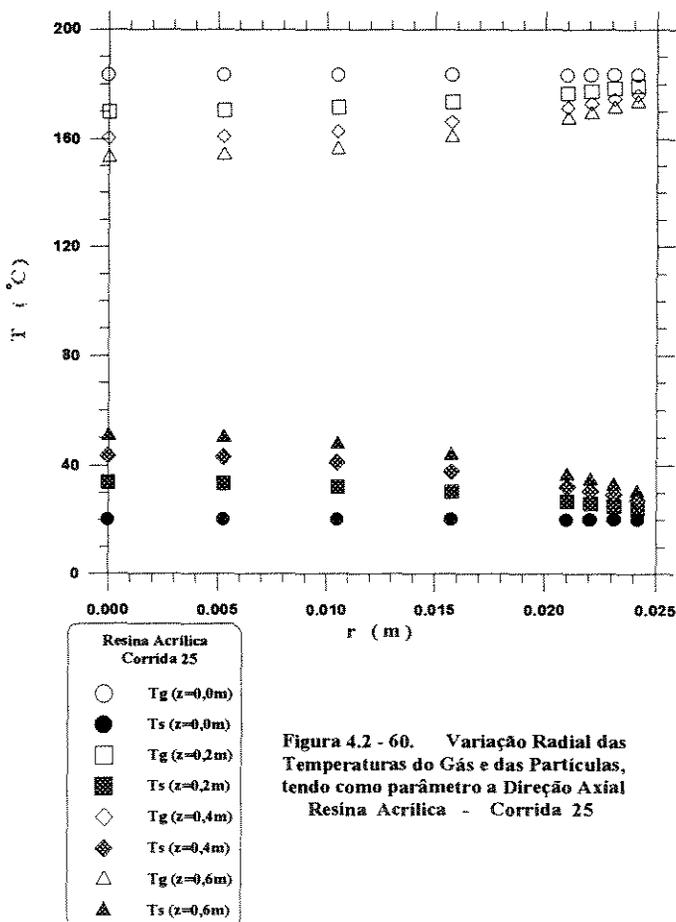


Figura 4.2 - 60. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial Resina Acrilica - Corrida 25

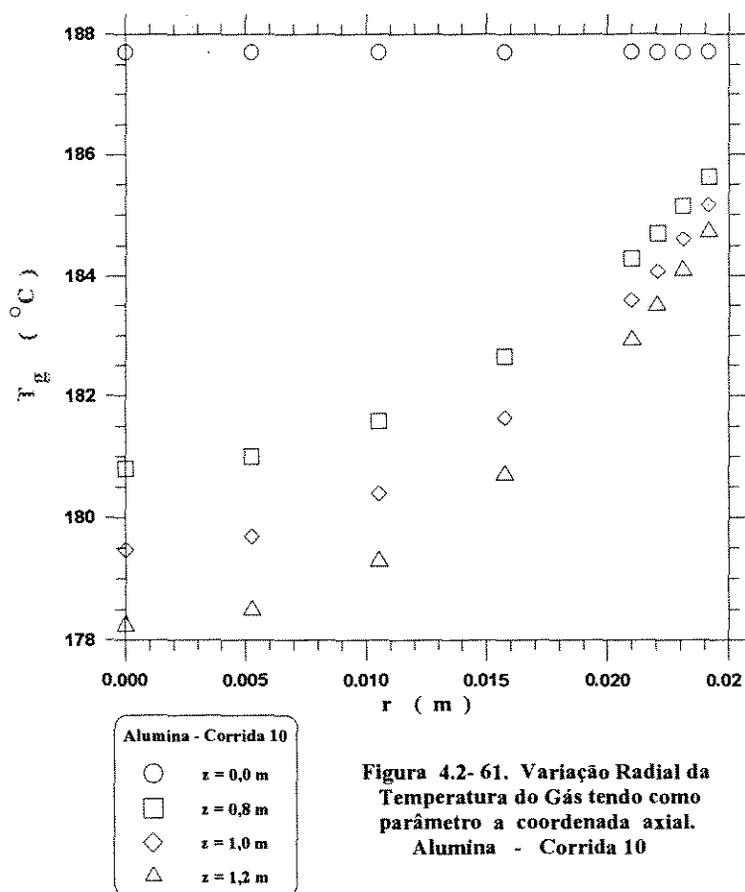


Figura 4.2- 61. Variação Radial da Temperatura do Gás tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina - Corrida 10

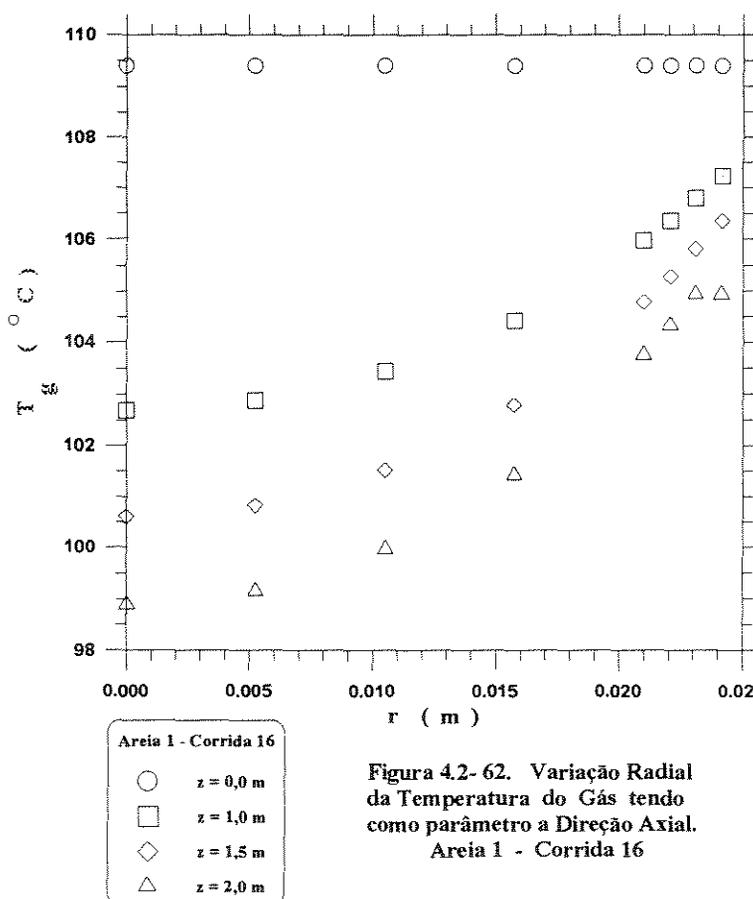
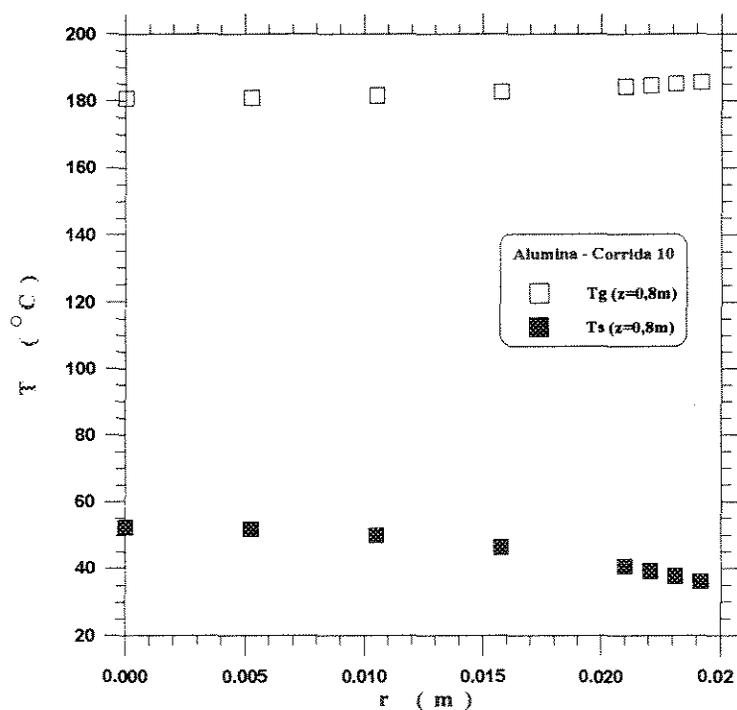
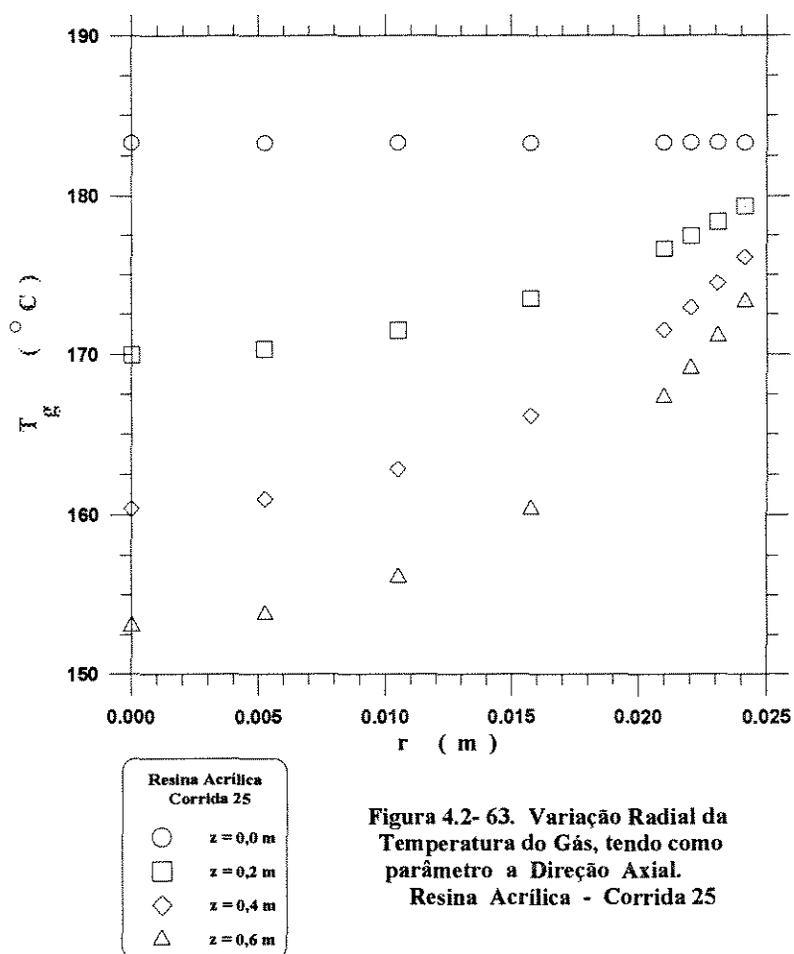


Figura 4.2- 62. Variação Radial da Temperatura do Gás tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 - Corrida 16



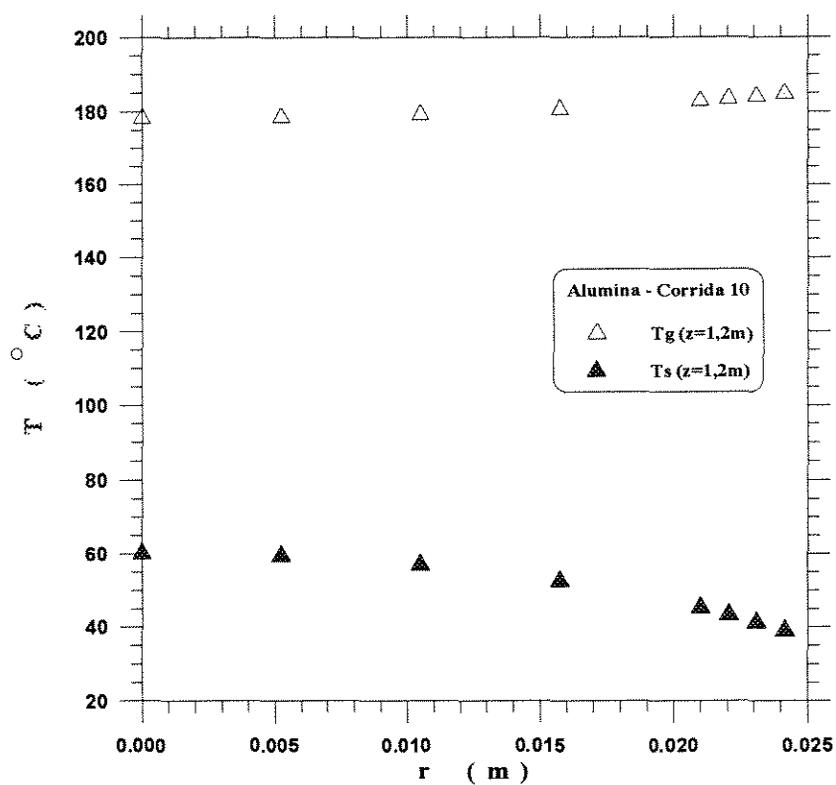


Figura 4.2- 65. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 1,2$ m.
Alumina - Corrida 10

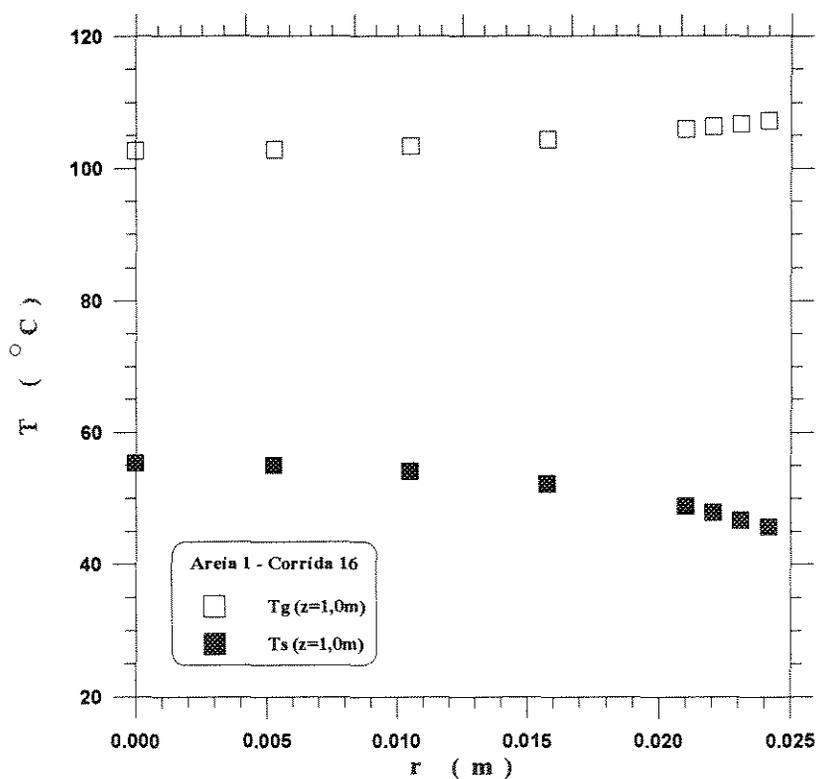


Figura 4.2- 66. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 1,0$ m.
Areia 1 - Corrida 16

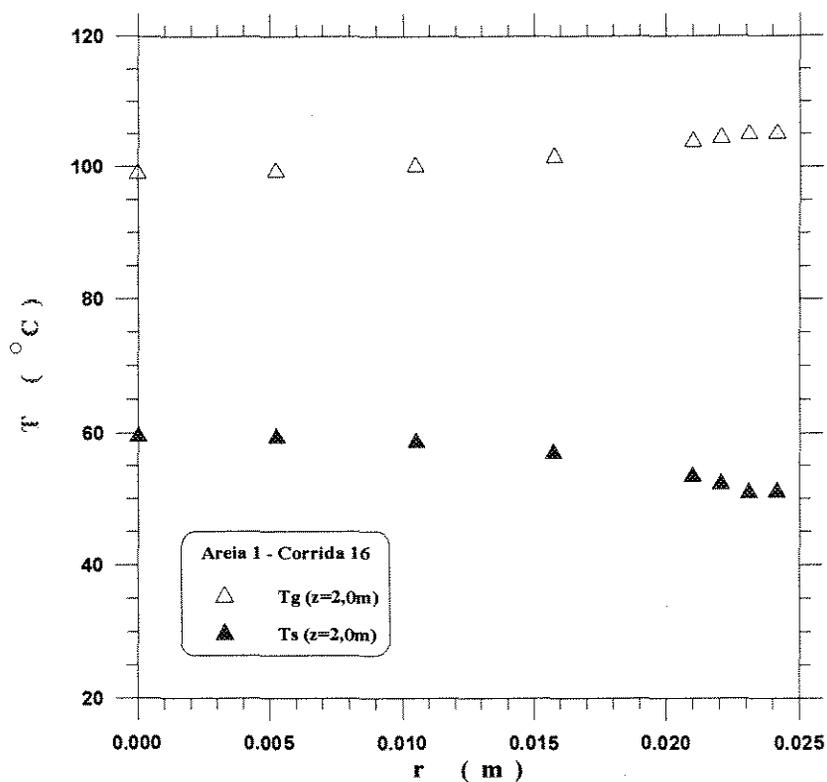


Figura 4.2- 67. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 2,0$ m
Areia 1 - Corrida 16

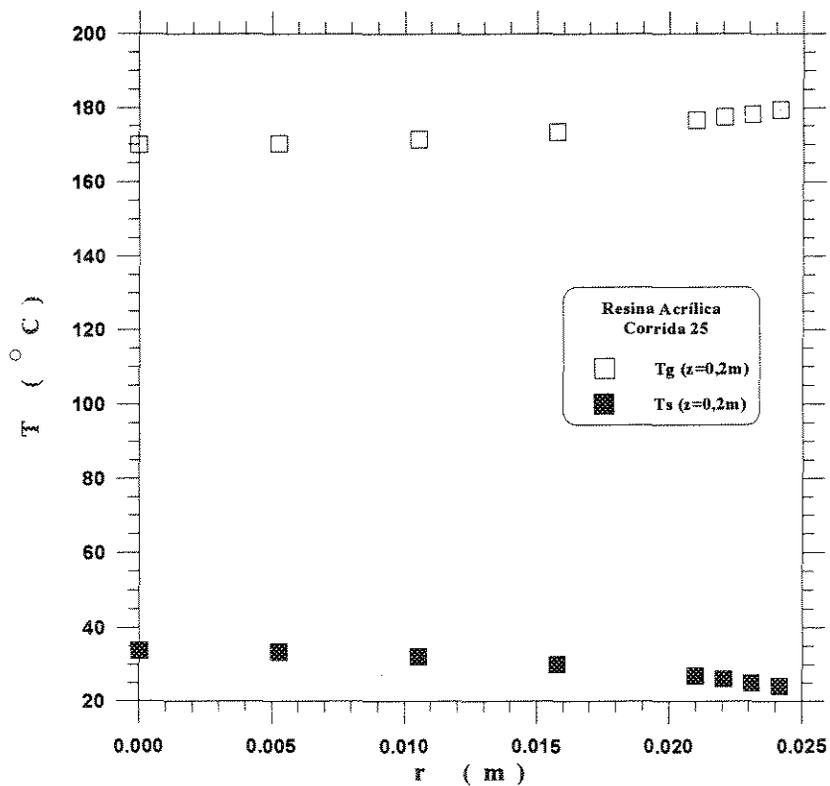


Figura 4.2- 68. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 0,2$ m.
Resina Acrílica - Corrida 25

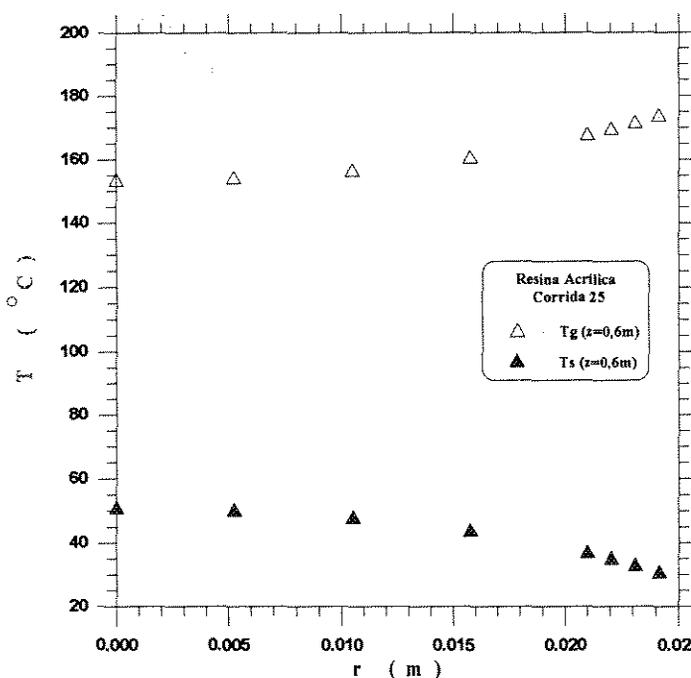


Figura 4.2- 69. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, em $z = 0,6m$. Resina Acrílica - Corrida 25

Finalmente, as Figuras 4.2-70, 4.2-71 e 4.2-72 apresentam as variações axiais das médias radiais das temperaturas do gás e das partículas, para as corridas 10, 16 e 25, respectivamente. Verifica-se, de acordo com o esperado, que a temperatura média radial do gás diminui com a posição axial enquanto a das partículas aumenta.

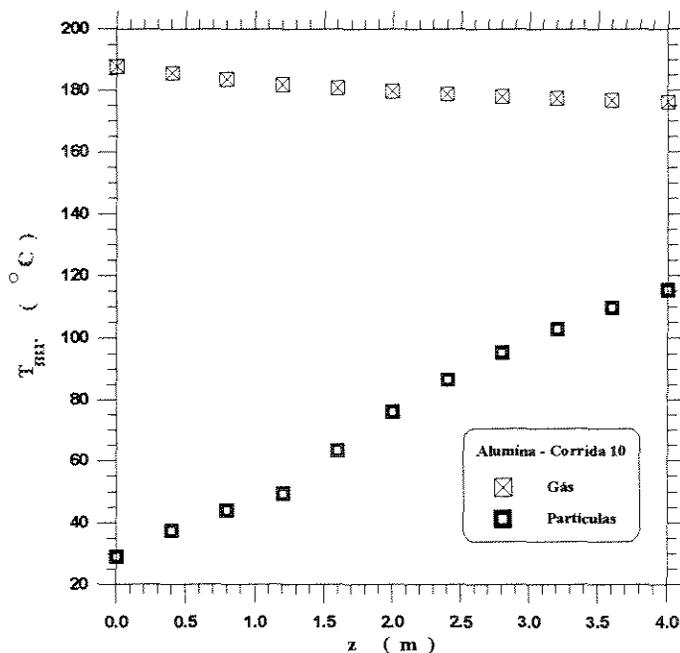


Figura 4.2- 70. Temperaturas Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Alumina - Corrida 10

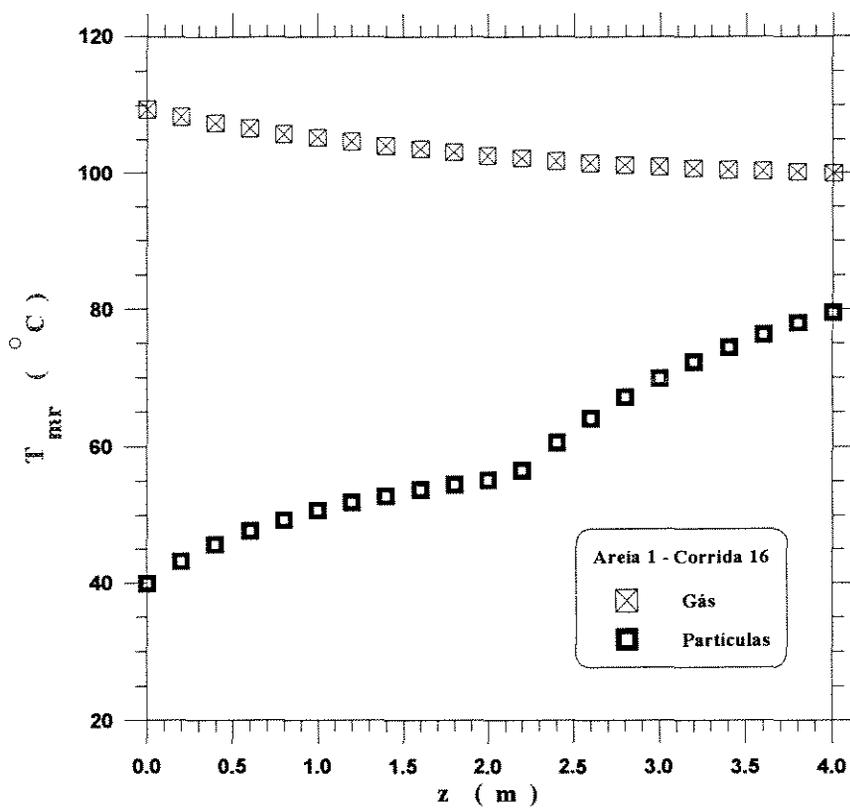


Figura 4.2- 71. Temperaturas Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Areia 1 - Corrida 16

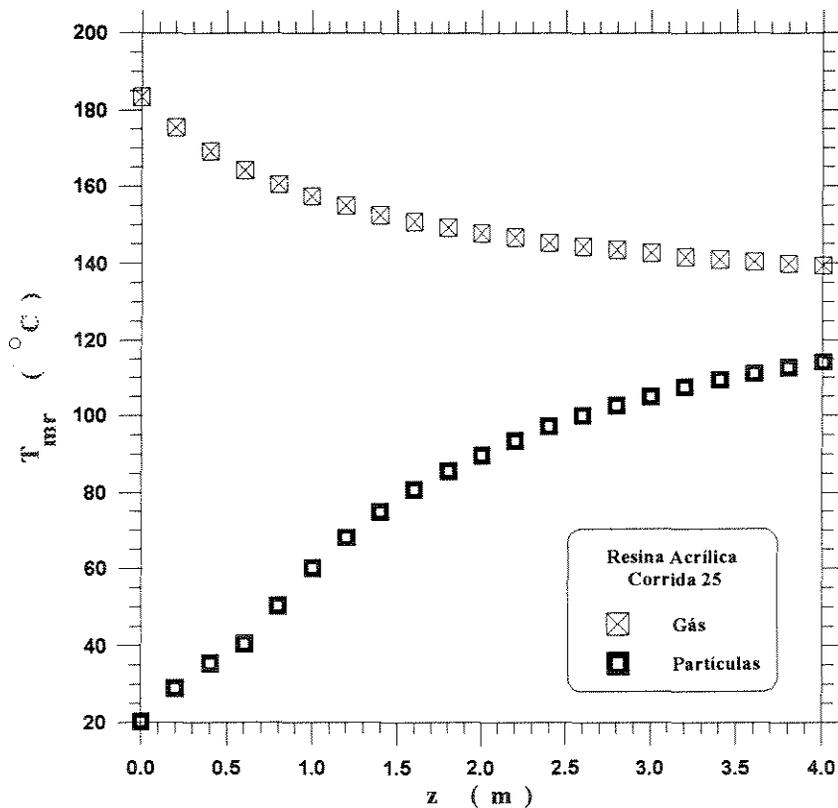


Figura 4.2- 72. Temperaturas Médias Radiais do Gás e das Partículas em função da Direção Axial. Resina Acrílica - Corrida 25

4.3. Análise Paramétrica da Simulação para a Secagem Pneumática Vertical

4.3.1. Introdução

A fim de quantificar a influência das variáveis no processo de secagem, recorreremos à estatística, mais precisamente ao planejamento fatorial, que consiste essencialmente do planejamento dos experimentos [Box, Hunter & Hunter (1978) e Barros Neto, Scarminio & Bruns, (1995)].

As variáveis que influenciam no processo são denominadas de fatores e a quantificação da influência de um certo fator é denominada de efeito ou resposta.

O planejamento dos “experimentos” será efetuado em dois níveis, isto é, para dois conjuntos de valores atribuídos aos fatores, sendo um conjunto correspondente ao nível mínimo de cada um dos fatores e o outro ao nível máximo. O planejamento fatorial requer que os experimentos sejam efetuados para todas as possíveis combinações dos níveis dos fatores. Assim sendo, ao se dispor de um processo com n fatores e em se desejando realizar o planejamento em dois níveis, serão necessários 2^n ensaios experimentais.

A análise dos parâmetros relacionados à secagem pneumática vertical foi realizada a partir do planejamento fatorial aplicado à simulação numérica do modelo proposto e para tal escolheram-se os valores de um determinado ensaio experimental efetuado por Rocha (1988) como padrão para o planejamento e a partir dos resultados obtidos, tendo-se escolhido o parâmetro a ser analisado como resposta, pôde-se analisar a influência de cada um dos fatores na resposta e ainda verificar se havia uma influência cruzada entre quaisquer fatores.

Uma vez que no modelo proposto para a secagem pneumática vertical foram consideradas variações axiais e radiais das variáveis de processo, para cada resposta serão tomados dois valores, um dos quais correspondendo à média radial da resposta para uma determinada posição axial e o outro correspondendo à resposta numa posição no secador, determinada por um raio r e uma altura z quaisquer no secador.

4.3.2. Variáveis de Processo

Inicialmente, procedeu-se à análise paramétrica da simulação aplicada à secagem pneumática vertical em relação às variáveis de processo, citadas a seguir: vazões e temperaturas iniciais do gás e das partículas e umidade inicial das partículas. Em se tratando de um planejamento fatorial em dois níveis e em se dispondo de cinco variáveis de processo, serão desse modo efetuados $2^5 = 32$ simulações numéricas para se obter um planejamento fatorial completo.

Tabela 4.3-1 Valores da Corrida 16 realizada por Rocha (1988)

Nome do arquivo	SIMI.DAD
Dados experimentais	ROCHA
Sólido utilizado	AREIA 1
Massa específica (g / cm ³)	2,622
Calor específico à pressão constante	799,70 J / (kg - °C)
Tubo de Secagem	
Material	Ferro Galvanizado
Altura (m)	4,0
Diâmetro Interno (cm)	5,25
Diâmetro Externo (cm)	6,03
Condutividade Térmica [Watt/ (m-K)]	53,925
Isolante	
Isolante	Lã de Vidro
Espessura (cm)	6,35
Condutividade Térmica [Watt/ (m-K)]	0,04306
Vazão de gás (kg/s)	0,03947
Vazão de sólidos (kg/s)	0,00474
Temperatura inicial do gás (°C)	109,4
Temperatura inicial das partículas (°C)	39,9
Umidade inicial do gás (kg/kg)	0,0469
Umidade inicial das partículas (kg/kg)	0,0468

Tabela 4.3-2 - Valores Correspondentes aos Níveis Inferior e Superior para as Variáveis de Processo - Planejamento Padrão

Nível	$W_g \times 10^2$ (kg/s)	$W_s \times 10^3$ (kg/s)	T_{gi} (°C)	T_{si} (°C)	X_{si} (kg/kg)
Inferior	3,947	4,74	109,4	39,90	0,0468
Superior	5,920	6,16	164,1	59,85	0,0702

Escolheu-se como padrão a corrida experimental nº 16, cujos valores se encontram na Tabela 4.3.-1, realizada por Rocha (1988), tendo sido estipulado que os valores dos fatores correspondentes a essa corrida equivaliam ao nível inferior. Estipulou-se ainda que os valores equivalentes ao nível máximo correspondiam à variação de 50% dos valores correspondentes ao nível mínimo, ou seja, os valores padrões dos fatores foram acrescidos de 50%, exceção feita à vazão de sólidos, cujo valor foi acrescido de 30% (vide Tabela 4.3-2).

A influência das variáveis de processo foi aferida na umidade da partícula e nas temperaturas do gás e da partícula, escolhidas como respostas. Para cada uma das respostas foram efetuados os planejamentos fatoriais para dois valores, sendo o primeiro a média radial de cada variável em $z=2,0$ m e o segundo, o valor de cada uma das variáveis no ponto correspondente a $r=0,015750$ m e $z=2,0$ m. A seguir, passaremos aos resultados dos planejamentos fatoriais realizados para cada uma das respostas.

A Tabela 4.3-3 mostra a matriz com os coeficientes de contraste necessários para se efetuar o planejamento fatorial, como também as respostas consideradas. Nessa tabela, os sinais menos (-) e mais (+) indicam, respectivamente, os níveis inferior e superior de cada fator, cujos valores se encontram na Tabela 4.3-2.

Consta também o nome dado a cada um dos arquivos para que se facilite posteriores citações. Vale lembrar que o arquivo SIM1 corresponde à corrida experimental nº 16, realizada por Rocha (1988).

4.3.2.1. Umidade da Partícula

a) Umidade média radial em $z = 2,0$ m

Realizou-se o planejamento fatorial tomando-se como resposta a média radial da umidade da partícula, denominada X_{smr} , em $z = 2,0$ m.

Como não é possível obter para a simulação numérica resultados em duplicata, como o é em se tratando de ensaios experimentais, não é possível se calcular o erro experimental.

Tabela 4.3-3. Coeficientes de Contraste e Respostas para o Planejamento Padrão

Arquivo	W_g	W_s	T_{gi}	T_{si}	X_{si}	$z = 2,0$ m		
						X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)
SIM1	-	-	-	-	-	0,018826	55,23	102,59
SIM2	+	-	-	-	-	0,021045	54,52	105,20
SIM3	-	+	-	-	-	0,019363	54,97	100,77
SIM4	+	+	-	-	-	0,021177	54,43	104,01
SIM5	-	-	+	-	-	0,018065	93,44	153,46
SIM6	+	-	+	-	-	0,018724	88,87	157,42
SIM7	-	+	+	-	-	0,017691	91,57	150,50
SIM8	+	+	+	-	-	0,018607	87,48	153,03
SIM9	-	-	-	+	-	0,018451	62,55	103,91
SIM10	+	-	-	+	-	0,020836	62,63	106,06
SIM11	-	+	-	+	-	0,018884	62,35	102,45
SIM12	+	+	-	+	-	0,020896	62,52	105,09
SIM13	-	-	+	+	-	0,018142	101,67	154,67
SIM14	+	-	+	+	-	0,018833	97,73	158,25
SIM15	-	+	+	+	-	0,017929	100,18	152,19
SIM16	+	+	+	+	-	0,018694	97,31	156,57
SIM17	-	-	-	-	+	0,042241	54,43	102,52
SIM18	+	-	-	-	+	0,044453	53,71	105,16

						z = 2,0 m		
Arquivo	W _g	W _s	T _{gi}	T _{si}	X _{si}	X _{smr} (kg/kg)	T _{smr} (°C)	T _{gmr} (°C)
SIM19	-	+	-	-	+	0,042782	54,18	100,68
SIM20	+	+	-	-	+	0,044588	53,63	103,95
SIM21	-	-	+	-	+	0,026437	71,01	152,45
SIM22	+	-	+	-	+	0,027935	66,23	156,87
SIM23	-	+	+	-	+	0,026076	68,62	149,27
SIM24	+	+	+	-	+	0,027531	65,20	154,79
SIM25	-	-	-	+	+	0,041854	62,41	103,90
SIM26	+	-	-	+	+	0,044238	62,48	106,05
SIM27	-	+	-	+	+	0,042288	62,23	102,44
SIM28	+	+	-	+	+	0,044298	62,38	105,08
SIM29	-	-	+	+	+	0,026673	80,52	153,82
SIM30	+	-	+	+	+	0,028077	76,15	157,73
SIM31	-	+	+	+	+	0,026180	78,18	151,02
SIM32	+	+	+	+	+	0,027598	75,08	155,91

Admitindo-se que os efeitos principais e as interações de dois fatores são suficientes para descrever adequadamente a superfície de resposta, sendo esta última a relação funcional entre a resposta e os fatores, pode-se utilizar as interações de três fatores para se obter uma estimativa do erro experimental, posto que as interações de quatro fatores e a interação dos cinco fatores são todas nulas quando se tem a umidade da partícula como resposta. Elevando cada interação de três fatores ao quadrado, ter-se-á uma estimativa da variância de um efeito. A média dos dez valores fornecerá uma estimativa conjunta, com 10 graus de liberdade, do erro experimental. A raiz quadrada desse valor fornecerá a estimativa do erro padrão de um efeito (Box, Hunter & Hunter, 1978 e Barros Neto, Scarminio & Bruns, 1995).

- Estimativa conjunta do erro experimental:

$$s^2 = \frac{1}{10} [3 (0,0001)^2 + (0,0002)^2] = 7 \cdot 10^{-9}$$

- Estimativa do erro padrão de um efeito:

$$s = 8,366 \times 10^{-5}$$

Com a finalidade de decidir se os efeitos calculados são significativamente diferentes de zero, emprega-se um teste t . No nível de 95% de confiança, o valor de t correspondente a 10 graus de liberdade é 2,228. Por conseguinte, considerar-se-á estatisticamente significativo o efeito cujo o valor absoluto exceder $(0 + 2,228 \times 8,366 \times 10^{-5}) = 0,0002$. Os efeitos estatisticamente significativos obtidos para X_{smr} em $z = 2,0$ m, em ordem decrescente de valores absolutos, foram os seguintes:

Fator	Efeito
X_{si}	0,0161
T_{gi}	-0,0089
$T_{gi} X_{si}$	-0,0073
W_g	0,0016
$W_g T_{gi}$	-0,0005
$W_s T_{gi}$	-0,0003
$T_{gi} T_{si} = W_g X_{si}$ $= W_g T_{gi} X_{si}$	0,0002

em que X_{si} é a umidade inicial da partícula; T_{gi} , a temperatura inicial do gás; T_{si} , a temperatura inicial das partículas; W_s , a vazão de sólidos e W_g , a vazão de gás.

O resultado confirma a tendência que se espera para a secagem: ao se aumentar tão somente a **umidade inicial da partícula**, o calor de que a fase gasosa dispõe não será suficiente para eliminar essa (maior) umidade da

partícula; assim, a umidade final da partícula será maior, como também a umidade média radial num ponto qualquer do secador, quando se comparam dois arquivos, num dos quais X_{Si} está no nível inferior e no outro, no nível superior, mantendo-se todos os valores das outras variáveis. Por exemplo, nos arquivos SIM1 e SIM17 os valores de X_{smr} em $z=2,0$ m foram respectivamente de 0,018826 e 0,042241; nos arquivos SIM16 e SIM32 esses valores foram de 0,018694 e 0,027598, respectivamente. Portanto, o efeito de X_{Si} em X_{smr} é positivo.

Aumentando-se a **temperatura inicial do gás**, a quantidade de calor de que o gás dispõe será maior, aumentando em consequência a taxa de secagem, com consequente diminuição de X_{smr} . Dessa forma, os valores de X_{smr} obtidos para SIM1 e SIM5 foram, respectivamente, de 0,018826 e 0,018065 ou, por outra, para SIM26 e SIM30 esses valores foram de 0,044238 e 0,028077. Portanto, o efeito de T_{gi} em X_{smr} é negativo.

Acrescendo-se a **vazão de gás**, há dois efeitos contrários: primeiro, os aumentos das velocidades das fases gasosa e particulada com consequentes aumentos da velocidade relativa ($u-v$) e dos coeficientes de transferências de calor e massa, que levariam a uma diminuição de X_{smr} ; segundo, a diminuição do tempo de residência das partículas no secador, em virtude da maior aceleração das partículas: verifica-se que embora os coeficientes de transferências de calor e de massa sejam maiores, o tempo que as partículas permanecem no secador não é suficiente para haver uma troca mais efetiva e assim o efeito de W_g em X_{smr} é positivo, isto é, a umidade das partículas aumenta com a vazão do gás. Com o fito de se exemplificar, tabelaram-se parte dos resultados para os arquivos SIM1 e SIM2 e ainda se graficaram esses coeficientes e o tempo de residência, como se pode atestar mediante as Tabelas 4.3-4 e 4.3-5 e as Figuras 4.3-1, 4.3-2 e 4.3-3.

Mediante os dados tabelados, atesta-se que o **tempo de residência das partículas** diminui cerca de 32% em $z = 2,2$ m quando há o aumento de W_g ,

enquanto os correspondentes aumentos dos coeficientes de transferências de calor e massa são ambos de cerca de 33%, constatando-se que embora a ordem de grandeza seja a mesma, o tempo de contato entre as fases não é suficiente para haver as transferências de calor e de massa.

Aumentando-se a temperatura inicial da partícula diminui-se a sua umidade média radial, visto que a água que envolve a superfície da partícula está a uma temperatura aproximadamente igual à da partícula e quanto maior essa temperatura, mais facilmente ocorre a evaporação; todavia, esse efeito, do ponto de vista estatístico, não é significativo ($T_{si} = -0,0001$).

Tabela 4.3-4. Resultados Parciais para SIM1

(W_g e W_s nos níveis inferiores)

z (m)	U_{mr} (m/s)	V_{mr} (m/s)	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (° C)	T_{gmr} (° C)	h_{mr} [W/(m ² -K)]	K_{ymr} [kg/ (m ² -s)]	t_p (s)
1,0	22,483	12,427	0,03060	50,72	105,24	1851,1	1,731	0,080
1,4	22,429	13,563	0,02561	52,89	104,09	1700,6	1,590	0,103
2,0	22,261	14,938	0,01883	55,23	102,59	1548,1	1,446	0,134
2,2	22,600	15,243	0,017182	56,58	102,16	1504,6	1,405	0,144

Tabela 4.3.-5. Resultados Parciais para SIM2

(W_g no nível superior)

z (m)	U_{mr} (m/s)	V_{mr} (m/s)	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (° C)	T_{gmr} (° C)	h_{mr} [W/(m ² -K)]	K_{ymr} [kg/ (m ² -s)]	t_p (s)
1,0	33,610	18,258	0,03196	50,02	106,86	2498,0	2,338	0,055
1,4	33,560	19,984	0,02730	52,19	106,14	2290,0	2,142	0,070
2,0	33,741	22,030	0,02104	54,52	105,20	2066,7	1,932	0,091
2,2	33,723	22,515	0,019121	55,13	104,92	2004,5	1,874	0,098

Quando se acresce a **vazão de sólidos**, acrescenta-se também a quantidade de água a ser eliminada por se ter um maior número de partículas; dessa forma, a umidade final da partícula ou em qualquer outro ponto no secador será maior, uma vez que em sendo constantes os outros fatores, o gás disporá da mesma quantidade de calor para remoção da umidade da partícula, a qual não será suficiente. Assim, o efeito de W_s em X_{smr} é positivo; entretanto, esse efeito foi

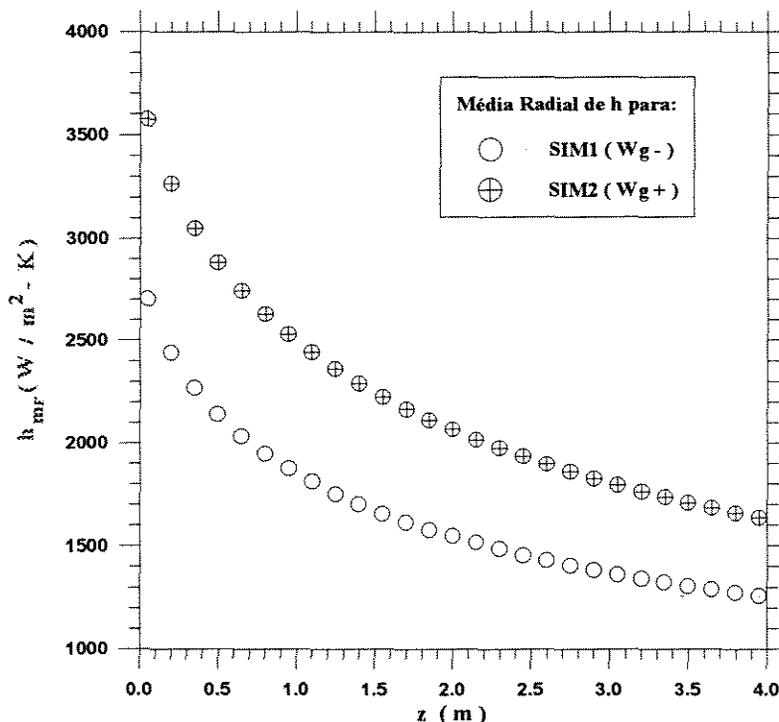


Fig. 4.3-1. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Calor Gás - Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a Vazão de Gás.

calculado como $W_s = - 1,55 \times 10^{-5}$, enquanto que o resultado do programa Fatorial (Barros Neto, Scarminio & Bruns, 1995) forneceu $W_s = 0,0$ evidenciando que há uma flutuação devido à ordem de grandeza das variáveis envolvidas, quais sejam, X_s e W_s .

Efetuaram-se, então, dois planejamentos, num dos quais se aumentou em dez vezes o valor de X_{si} (X_{si} alto) e no outro aumentou-se a porcentagem de

aumento de W_s no nível superior de 30% para 100%, de acordo com as Tabelas 4.3-6 e 4.3-7. Os efeitos de W_s em X_{SMF} para o planejamento chamados de X_{Si}

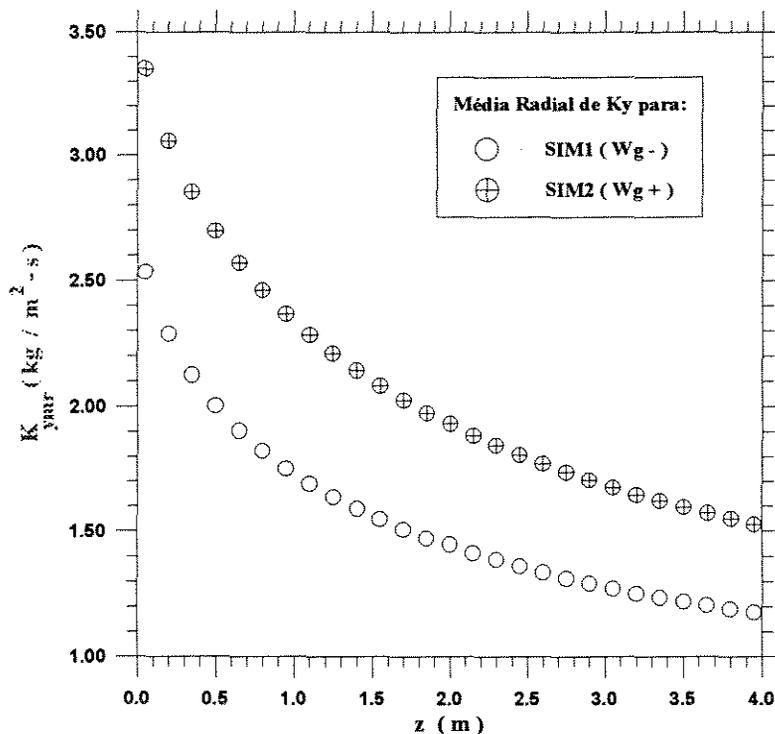


Fig. 4.3-2. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a Vazão de Gás.

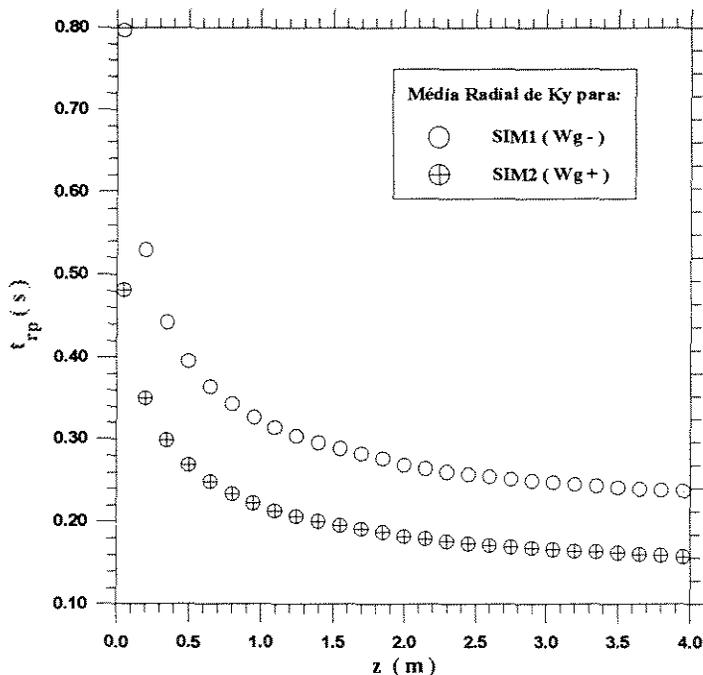


Fig. 4.3-3. Tempo de Residência das Partículas em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a Vazão de Gás.

alto e 100% W_s foram, respectivamente, de +0,0004 e +0,0003, como se pode verificar na Tabela 4.3-8, nos quais se constatou a influência da ordem de grandeza das variáveis envolvidas, pois em se aumentando a ordem de grandeza, obtiveram-se efeitos positivos, confirmando as expectativas.

Com base na execução do programa Fatorial (Barros Neto, Scarminio & Bruns, 1995) pode-se inferir do gráfico normal das estimativas que, apesar de haver vários efeitos significativos com relação a X_{smr} , são quatro os que mais se destacam, sendo três deles efeitos principais (X_{si} , T_{gi} e W_g) e um efeito de interação ($T_{gi} X_{si}$), significando que os efeitos de X_{si} e T_{gi} não podem ser analisados individualmente pois essas variáveis interagem, ou seja, o efeito de T_{gi} em X_{smr} calculado no nível inferior de X_{si} (-0,0016) difere do calculado no nível superior de X_{si} (-0,0163), sendo este último cerca de dez vezes maior que o anterior, diferença essa bastante significativa.

Tabela 4.3-6. Valores correspondentes aos níveis inferiores e superior das variáveis de processo - X_{si} alto

Nível	$W_g \times 10^2$ (kg/s)	$W_s \times 10^3$ (kg/s)	T_{gi} (°C)	T_{si} (°C)	X_{si} (kg/kg)
Inferior	3,947	4,74	109,4	39,90	0,4680
Superior	5,920	6,16	164,1	59,85	0,7020

Tabela 4.3-7. Valores correspondentes aos níveis inferior e superior das variáveis de processo: 100% W_s

Nível	$W_g \times 10^2$ (kg/s)	$W_s \times 10^3$ (kg/s)	T_{gi} (°C)	T_{si} (°C)	X_{si} (kg/kg)
Inferior	3,947	4,74	109,4	39,90	0,0468
Superior	5,920	9,48	164,1	59,85	0,0702

Tabela 4.3-8. Influência da vazão de sólidos na umidade da partícula para os planejamentos padrão, X_{si} alto e 100% W_s

Planejamento	Efeitos de W_s em		Efeito Significativo	
	X_{smr}	X_s	X_{smr}	X_s
Padrão	$-1,55 \times 10^{-5}$	+0,0002	0,0002	0,00014
X_{si} alto	+0,0004	+0,0005	0,0005	0,0006
100% W_s	+0,0003	—	0,0003	—

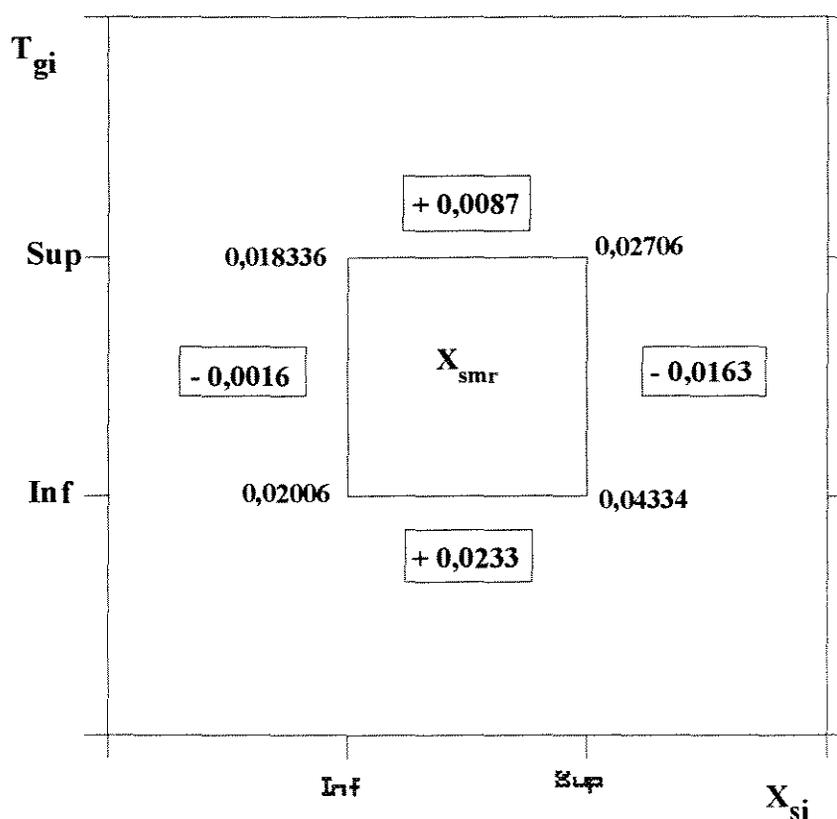


Figura 4.3-4. Efeitos de X_{si} e T_{gi} em X_{smr} : Planejamento Padrão

A Figura 4.3-4 representa um diagrama que contém as respostas médias em todas as combinações de níveis das variáveis T_{gi} e X_{si} , do qual se pode concluir que:

1º) A elevação de X_{si} aumenta X_{smr} , como já discutido anteriormente; todavia, esse efeito é mais pronunciado com T_{gi} no nível inferior (T_{gi}^-) do que com T_{gi} no nível superior (T_{gi}^+) (0,0233 contra 0,0087); por conseguinte o efeito de X_{si} é influenciado por T_{gi} .

2º) A elevação de T_{gi} (temperatura inicial do gás) diminui X_{smr} ; porém, esse efeito é mais pronunciado com X_{si} no nível inferior do que com X_{si} no nível superior (-0,0016 contra -0,0163).

3º) Os menores valores de X_{smr} , objetivo esse da secagem, são obtidos com o menor valor de X_{si} e o maior de T_{gi} (menor $X_{smr}=0,018336$).

b) Planejamento para X_{si} alto

Verificou-se, no item anterior, que, em virtude da ordem de grandeza de X_{si} , houve uma oscilação do efeito de W_s em X_{smr} . Valendo-se desse resultado, realizou-se o planejamento com $X_{si}=0,4680$, de acordo com a Tabela 4.3-6, tendo-se obtido os efeitos a seguir, em ordem decrescente de valores absolutos:

Fator	Efeito
X_{si}	0,2340
T_{gi}	-0,0184
W_g	0,0027
$W_g T_{gi}$	0,0006
T_{si}	-0,0005

O valor mínimo requerido para um efeito ser significativo foi de 0,0005. A influência dos efeitos principais na umidade média radial da partícula se manteve: os efeitos de X_{si} e W_g são positivos, isto é, aumentando-se essas

variáveis, uma de cada vez, X_{smr} aumenta, enquanto o efeito de T_{gi} é negativo, ou seja, com o aumento de T_{gi} , X_{smr} diminui, confirmando as expectativas. A alteração verificada no presente caso (X_{si} alta) é que o efeito da interação dupla $T_{gi} X_{si}$, que era significativo anteriormente, não o é mais, enquanto passou a ser significativo o efeito da interação $W_g T_{gi}$, ou seja, tanto o efeito de W_g em X_{smr} depende do nível de T_{gi} quanto o efeito de T_{gi} em X_{smr} depende do nível de W_g , obtendo-se menores umidades da partícula ao se combinarem os níveis inferior de W_g e superior de T_{gi} .

Baseando-se no gráfico normal das estimativas, verifica-se que os três primeiros efeitos foram os que mais se destacaram (X_{si} , T_{gi} e W_g).

c) Umidade da partícula em $r = 0,015750m$ e $z = 2,0m$

Os efeitos significativos, em ordem decrescente de valores absolutos, tendo X_s como resposta foram os seguintes:

Fator	Efeito
X_{si}	0,0150
T_{gi}	-0,0106
$T_{gi} X_{si}$	-0,0084
W_g	0,0013
W_s	0,0002
T_{si}	-0,0001

Observou-se, com base no gráfico normal das estimativas, que os quatro primeiros efeitos são os que mais se destacam. Pode-se atestar que esses efeitos confirmam a tendência esperada na secagem, conforme previamente discutido. Comparando com os efeitos obtidos para X_{smr} , verifica-se que a ordem dos

efeitos é a mesma. Procedeu-se, como anteriormente, ao planejamento para X_{si} alto, tendo-se obtido os efeitos significativos a seguir:

Fator	Efeito
X_{si}	0,2340
T_{gi}	-0,0214
W_g	0,0024
$W_g T_{gi}$	0,0007
T_{si}	-0,0005
W_s	0,0005

Comparando-se com os efeitos obtidos para X_{smr} , comprova-se resultados similares.

4.3.2.2. Temperatura da Partícula

a) Temperatura Média Radial da Partícula em $z = 2,0$ m

Procedeu-se ao planejamento padrão, em conformidade com a Tabela 4.3-2, tendo-se como resposta a temperatura média radial da partícula, denominada T_{smr} , em $z=2,0$ m. Obtiveram-se os seguintes efeitos significativos, em ordem decrescente de valores absolutos:

Fator	Efeito
T_{gi}	25,9131
X_{si}	-11,9394
$T_{gi} X_{si}$	-10,2206
T_{si}	9,3019

W_g	-2,7006
-------	---------

Para que o efeito fôsse considerado significativo, de um ponto de vista estatístico, seu valor absoluto precisava ser no mínimo igual a 1,6076 enquanto o efeito da vazão de sólidos foi de $W_s = -1,4531$, sendo portanto não significativo estatisticamente, devido aos níveis utilizados; devendo, todavia, ser levado em conta.

Ao se aumentar a **temperatura inicial do gás**, aumenta a quantidade de calor de que o gás dispõe e em consequência a taxa de secagem, havendo dessa forma uma diminuição da umidade da partícula e portanto um aumento na sua temperatura, ressaltando a influência da força motriz diferença entre as temperaturas do gás e da partícula.

Ao se aumentar a **umidade inicial da partícula**, a quantidade de calor requerido para evaporar essa umidade será maior, refletindo num menor aquecimento da partícula, posto que o calor está todo ele sendo utilizado para evaporar a umidade superficial da partícula; por conseguinte, o efeito da umidade inicial da partícula sobre sua temperatura média radial é negativo.

A influência do aumento da **temperatura inicial da partícula** é aumentar sua temperatura média radial numa determinada altura no secador: quanto maior T_{si} mais facilmente ocorrerá a evaporação, visto que a água que envolve a partícula está à temperatura aproximadamente igual à da partícula e em decorrência disso, a temperatura T_{smr} numa determinada altura do secador será maior.

Com o aumento da **vazão de gás**, há dois efeitos importantes: o aumento da força motriz ($u-v$), diferença entre as velocidades do gás e da partícula, que influencia positivamente no coeficiente de transferência de calor gás-partícula e a diminuição do tempo de residência das partículas no secador, conforme a Figura 4.3-3, que ocasiona trocas de calor e de massa gás-partícula menos efetivas em razão das fases gasosas estarem em contato por um período muito curto de tempo. Constatou-se, mediante as Tabelas 4.3-4 e 4.3-5, nas quais se tomaram

como exemplos os arquivos SIM1 e SIM2, que houve um decréscimo de 66% do tempo de residência das partículas na saída do secador.

Em se aumentando a **vazão de sólidos**, as velocidades das fases particulada e gasosa diminuem, como também a velocidade relativa, como se pode verificar comparando os dados contidos nas Tabelas 4.3-4 e 4.3-9, as quais correspondem, respectivamente, aos arquivos SIM1 (W_s no nível inferior) e SIM3 (W_s no nível superior). Por conseguinte, obter-se-ão menores coeficientes de transferências de calor e de massa; as trocas de calor e de massa, sendo menos efetivas, farão com que o gás não retire toda a umidade superficial da partícula e assim a partícula não sofrerá aquecimento. Vale ressaltar que a partícula é aquecida pela fase gasosa quando ao retirar a sua umidade, ainda existir um saldo de energia. Consequentemente, o efeito de W_s em T_{smr} é negativo.

Há também que ser considerado o efeito da interação entre os valores iniciais da temperatura do gás e da umidade da partícula, T_{gi} X_{si} , o qual denota que tanto o efeito principal de T_{gi} depende do nível em que se encontra X_{si} quanto o de X_{si} depende do nível em que se encontra T_{gi} , obtendo-se maiores valores de T_{smr} ao se combinarem os níveis superior de T_{gi} e inferior de X_{si} , favorecendo a secagem.

Tabela 4.3-9. Resultados Parciais para SIM3 (W_s^+)

z (m)	U_{mr} (m/s)	V_{mr}	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)	h_{mr} [W / (m ² -K)]	K_{ymr} [kg / (m ² -s)]	t_p (s)
1,0	22,426	12,362	0,03078	50,62	104,08	1846,1	1,726	0,099
1,4	22,358	13,503	0,02592	52,72	102,65	1649,3	1,583	0,158
2,0	22,532	14,876	0,01936	54,97	100,77	1540,7	1,483	0,261
2,2	22,509	15,180	0,01740	55,51	100,23	1497,0	1,397	0,300

b) Temperatura da Partícula em $r = 0,015750$ m e $z = 2,0$ m

Os efeitos significativos, obtidos mediante o planejamento padrão em conformidade com a Tabela 4.3-2, em ordem decrescente de valores absolutos foram:

Fator	Efeito
T_{gi}	28,9981
X_{si}	-12,9194
$T_{gi} X_{si}$	-12,4031
T_{si}	7,1606
W_g	-1,8881
W_s	-0,9769

O valor mínimo para um efeito ser considerado significativo foi de 0,1662, como se pode constatar valendo-se da Tabela 4.3-10. Verifica-se também que os efeitos obtidos para T_s são da mesma ordem de grandeza que os obtidos para T_{smr} e ainda se confirmam as expectativas.

4.3.2.3. Temperatura do gás

a) Temperatura Média Radial do gás em $z = 2,0$ m.

Os efeitos, estatisticamente significativos, obtidos mediante o planejamento padrão, em ordem decrescente de valores absolutos, considerando-se T_{gmr} em $z = 2,0$ m como resposta foram:

Fator	Efeito
T_{gi}	50,5056
W_g	3,4081

W_s	-2,0194
T_{si}	1,4044

O efeito da **umidade inicial da partícula** em T_{gmr} foi de $X_{si} = - 0,2831$ enquanto o valor requerido para que o efeito fôsse considerado significativo, do ponto de vista estatístico, foi de $F^* = 0,3814$, como se pode constatar valendo-se da Tabela 4.3-10.

Ao se aumentar a **temperatura do gás na alimentação**, mantendo-se os valores iniciais dos fatores restantes, aumenta-se a taxa de secagem; não obstante, a quantidade de calor de que a fase gasosa dispõe é maior que a requerida pela fase particulada para evaporação de sua umidade. Por conseguinte, a temperatura média radial do gás aumenta com T_{gi} , ou seja, o efeito de T_{gi} em T_{gmr} é positivo.

O efeito do aumento da **vazão de gás** em T_{gmr} , por causa do menor tempo de residência das partículas no secador, acarretará em menores taxas de transferências de calor e de massa; assim, o gás não se resfriará tanto e sua temperatura será maior do que aquela correspondente a uma menor vazão. Consequentemente, o efeito de W_g em T_{gmr} é positivo, confirmando a tendência esperada na secagem.

Acrescendo-se a **vazão de sólidos**, acresce-se a quantidade de água a ser eliminada e a quantidade de calor de que a fase gasosa dispõe não é suficiente para eliminar toda a umidade superficial da partícula; por conseguinte, a fase gasosa troca, se não todo, pelo menos grande parte de seu calor disponível, se resfriando mais nesse caso. Desse modo, o efeito de W_s em T_{gmr} é negativo, ou seja, a temperatura do gás diminui ao se aumentar a vazão de sólidos.

Aumentando-se a **temperatura inicial da partícula**, a evaporação da umidade que envolve sua superfície ocorre mais facilmente, posto que a água se encontra a uma temperatura aproximadamente igual à da partícula; dessa forma, a quantidade de calor requerida pela partícula para evaporar sua umidade será

menor e assim o gás cederá menos calor, se resfriando menos. Portanto, o efeito de T_{si} em T_{gmr} é positivo.

Quando se aumenta a **umidade inicial da partícula**, a quantidade de calor por ela requerida será maior, o gás cederá mais calor e assim sua temperatura será menor. Diante disso, o efeito de X_{si} em T_{gmr} é negativo: à medida que se aumenta X_{si} , T_{gmr} diminui, conquanto essa influência não tenha sido pronunciada, visto que o efeito não foi significativo, em conformidade com a Tabela 4.3-10.

b) Temperatura do gás em $r = 0,015750$ m e $z = 2,0$ m.

Os efeitos obtidos mediante o planejamento padrão, em ordem decrescente de valores absolutos estatisticamente significativos, considerando-se T_g no ponto supra citado como resposta, foram:

Fator	Efeito
T_{gi}	49,6438
W_g	3,8525
W_s	-2,3788
T_{si}	1,6175
X_{si}	-0,3925

O valor mínimo requerido para que um efeito fôsse considerado significativo, do ponto de vista estatístico, como se pode inferir baseando-se na Tabela 4.3-10, foi de $F^* = 0,3768$. Pode-se atestar que estes efeitos confirmam as expectativas.

Comparando-se com os efeitos obtidos para T_{gmr} , verifica-se que a ordem dos efeitos é a mesma, embora se verifique uma pequena diferença relativa ao valor numérico de X_{si} : com relação a T_{gmr} , esse efeito não é significativo, ao passo que com relação a T_g ele deva ser considerado.

As Tabelas 4.3-10 e 4.3-11 resumem os resultados obtidos na realização desse estudo paramétrico.

**Tabela 4.3-10. Efeitos dos fatores nas variáveis de processo -
Planejamento Padrão.**

Fator	z = 2,0 m			r = 0,015750 m e z = 2,0 m		
	X _{smr}	T _{smr}	T _{gmr}	X _s	T _s	T _g
W _g	0,0016	-2,7006	3,4081	0,0013	-1,8881	3,8525
W _s	-1,55 x 10 ⁻⁵	-1,4531	-2,0194	0,0002	-0,9769	-2,3788
T _{gi}	-0,0089	25,9131	50,5056	-0,0106	28,9981	49,6438
T _{si}	-0,0001	9,3019	1,4044	0,0001	7,1606	1,6175
X _{si}	0,0161	-11,9394	-0,2831	0,0150	-12,9194	-0,3925
T _{gi} X _{si}	-0,0073	-10,2206	---	-0,0084	-12,4031	---
F*	0,0002	1,6076	0,3814	0,00014	0,1662	0,3768

(F* - valor requerido para que o efeito seja significativo, do ponto de vista estatístico).

4.3.2.4. Influência de cada um dos fatores nas diversas respostas para o Planejamento Padrão.

Nas seções anteriores foram analisados os efeitos de cada um dos fatores numa dada resposta. Na presente seção analisar-se-á, de forma global, o estudo paramétrico da simulação. Considerar-se-ão como respostas as médias radiais da umidade da partícula e das temperaturas do gás e da partícula. A Tabela 4.3-12 contém a razão entre o efeito e o valor estatisticamente significativo para o planejamento padrão.

Tabela 4.3-11. Efeitos dos fatores na umidade da partícula
- X_{si} alto.

Fator	z = 2,0 m	
	X _{smr}	X _s (r = 0,015750 m)
W _g	0,0027	0,0024
W _s	0,0004	0,0005
T _{gi}	-0,0184	-0,0214
T _{si}	-0,0005	-0,0005
X _{si}	0,2340	0,2340
F [*]	0,0005	0,0006

a) Vazão de Gás

Com base nos resultados contidos na Tabela 4.3-12, evidencia-se que a variável mais influenciada pela vazão de gás é a temperatura do gás: ao se acrescer W_g, as trocas de calor e de massa entre o gás e as partículas vão ser menores em decorrência do menor tempo de residência tanto do gás quanto das partículas no secador; assim é que o gás, trocando menor calor e massa, se resfria menos e sua temperatura será maior que a correspondente a uma menor vazão de gás. Em se tendo menores tempos de residência das partículas no secador, apesar dos maiores coeficientes de transferências de calor e de massa, nem toda a umidade superficial da partícula será removida e esta por sua vez não sofrerá aquecimento. Portanto, com o aumento de W_g, há os aumentos de X_{smr} e de T_{gmr} e a diminuição de T_{smr}. Concluindo, o aumento de W_g é prejudicial à secagem tendo em vista a discussão apresentada.

Tabela 4.3-12. Razão entre o efeito e o valor estatisticamente significativo para o Planejamento Padrão

(Fator / F [*])	z = 2,0 m		
	X _{smr}	T _{smr}	T _{gmr}
W _g /F [*]	8,0	-1,7	8,9
W _s /F [*]	—	-0,9	-5,3
T _{gi} /F [*]	-44,5	16,1	132,4
T _{si} /F [*]	-0,5	5,8	3,7
X _{si} /F [*]	80,5	-7,4	-0,7

b) Vazão de Sólidos

Fundando-se nos resultados contidos na Tabela 4.3-12, verifica-se que a variável mais influenciada pela vazão de sólidos é a temperatura do gás. Ao se aumentar W_s , diminui-se a velocidade relativa entre as fases e em consequência há o decréscimo dos coeficientes de transferências de calor e de massa, o que leva a uma menor evaporação de umidade. O gás cede calor para a partícula, se resfriando; não obstante, o calor cedido não é suficiente para remover a umidade e assim não haverá saldo de energia para aquecer a partícula. Portanto, o efeito de W_s , com relação a X_{smr} é positivo, enquanto que relativamente a T_{smr} e T_{gmr} esses efeitos são negativos. Conclui-se, diante disso, que o aumento da vazão de sólidos é prejudicial à secagem.

c) Temperatura do gás na alimentação

A variável mais influenciada pela temperatura do gás na alimentação é a sua temperatura, conforme se pode verificar valendo-se dos resultados contidos na Tabela 4.3-12. Ao se aumentar T_{gi} , a taxa de secagem é aumentada uma vez

que se aumenta a quantidade de calor de que sua fase gasosa dispõe. Como consequência, a umidade da partícula diminui, havendo saldo de energia suficiente para aquecer a partícula e ainda o gás continuar aquecido. Em assim sendo, o efeito do aumento de T_{gi} é positivo ao se ter T_{smr} e T_{gmr} como respostas e negativo com relação a X_{smr} . Conclui-se dessa forma que o aumento da temperatura do gás na alimentação favorece a secagem.

d) Temperatura da partícula na alimentação

A variável que sofre maior influência da temperatura da partícula na alimentação é a sua temperatura, conforme resultados na Tabela 4.3-12. Ao se aumentar a temperatura inicial da partícula, a sua umidade, que se encontra a uma temperatura aproximadamente igual à da partícula é mais facilmente removida; em consequência, a quantidade de calor requerida pela partícula será menor e assim o gás cederá menos calor, se resfriando menos e havendo calor suficiente para aquecimento da partícula. Consequentemente, o efeito de T_{si} em X_{smr} é negativo, sendo positivo com relação a T_{smr} e T_{gmr} . Dessa forma, conclui-se que o aumento da temperatura da partícula na alimentação favorece a secagem.

e) Umidade da partícula na alimentação

Ao se aumentar a umidade inicial da partícula, mantendo-se constantes os outros fatores, o valor de que a fase gasosa dispõe não será suficiente para eliminar essa umidade, embora o gás ceda mais calor, se resfriando. Todo o calor cedido pela fase gasosa é utilizado na remoção da umidade não restando calor para aquecer a partícula. Assim o efeito de X_{si} em X_{smr} é positivo, sendo negativo com relação a T_{smr} e T_{gmr} . Na Tabela 4.3-12 apresenta-se a razão entre o efeito e o respectivo valor significativo; verifica-se que a variável (resposta) mais influenciada pelo aumento de X_{si} é X_{smr} , visto que apresenta maior razão

$(X_{si}/F^*) = 80,5$. Conforme a expectativa, o aumento da umidade inicial da partícula é prejudicial à secagem.

4.3.3. Variáveis de Projeto

4.3.3.1. Introdução

Realizou-se a análise paramétrica da simulação aplicada à secagem pneumática vertical considerando-se como fatores as variáveis geométricas a saber: diâmetro do tubo de secagem e diâmetro médio da partícula. Tomaram-se como respostas as médias radiais da umidade e da temperatura da partícula como também da temperatura do gás, em $z = 2,0\text{m}$. Não se inclui nesse estudo, como fator, a altura L do secador posto que as respostas foram todas elas registradas à mesma altura, evidenciando a não influência desse fator nas respostas consideradas.

Escolheu-se como padrão a corrida experimental nº 16, cujos valores se encontram na Tabela 4.3-1, realizado por Rocha (1988), tendo sido estipulado que os valores dos fatores correspondentes a essa corrida equivaliam ao nível superior. Estipulou-se ainda que os valores equivalentes ao nível inferior correspondiam à variação de 50% dos valores padrões, em conformidade com a Tabela 4.3-13, em que D é o diâmetro nominal do tubo de secagem e d_p o diâmetro médio das partículas. Como só se dispõe de dois fatores, para se poder calcular o valor significativo para os efeitos, procedeu-se da seguinte maneira: além dos planejamentos efetuados com as respostas dadas na Tabela 4.3-14, para $L=4,0\text{m}$, realizaram-se outros planejamentos considerando-se as mesmas respostas para $L = 2,0 \text{ m}$. Dessa forma, ter-se-ão dois efeitos para cada um dos fatores, efetuando-se uma média entre eles. A Tabela 4.3-15 mostra as respostas considerando-se $L=2,0\text{m}$.

A Tabela 4.3-16 mostra os resultados e os planejamentos. Mediante esses resultados, foi possível se obter uma estimativa, com 2 graus de liberdade, do uso padrão de um efeito e ainda, se calcular o valor mínimo de um efeito a fim de que

ele seja considerado significativo, do ponto de vista estatístico. Ressalta-se, todavia, que essa metodologia utilizada é válida visto que a altura do secador não influencia nos valores dos efeitos.

Tabela 4.3-13. Níveis inferior e superior para as variáveis geométricas.

Fator	Nível	
	Superior	Inferior
D (in)	2	1
d _p (mm)	0,38	0,19

Tabela 4.3-14. Matriz de Planejamento e Respostas Consideradas - Variáveis Geométricas (L = 4,0 m)

Nome do Arquivo	Fatores			Respostas em z=2,0m		
	D _t	d _p	D _t d _p	X _{smr}	T _{smr}	T _{gmr}
G1	-	-	+	0,018601	70,89	101,36
G2	+	-	-	0,018266	81,08	100,10
G3	-	+	-	0,025565	52,88	104,17
G4	+	+	+	0,018826	55,23	102,59

Tabela 4.3-15. Matriz de Planejamento e Respostas Consideradas - Variáveis Geométricas (L=2,0m)

Fatores			Resposta em z=2,0m		
D _t	d _p	D _t d _p	X _{smr}	T _{smr}	T _{gmr}
-	-	+	0,018416	71,98	101,26
+	-	-	0,017518	82,58	99,95
-	+	-	0,025414	52,93	104,18
+	+	+	0,018544	55,31	102,58

4.3.3.2 - Resultados da Análise Paramétrica

Utilizar-se-ão, para discussão, os resultados contidos na Tabela 4.3-16, além dos resultados parciais para os arquivos G1 a G4 apresentados na Tabela 4.3-17, na qual t_p é o tempo de residência das partículas na altura considerada, e das Figuras 4.3-5 a 4.3-7.

Tabela 4.3-16. Efeitos das Variáveis Geométricas

	$X_{smr} (z = 2,0m)$			$T_{smr} (z = 2,0m)$			$T_{gmr} (z = 2,0m)$		
	L=4,0m	L=2,0m	Média	L=4,0m	L=2,0m	Média	L=4,0m	L=2,0m	Média
D_t	-0,0035	-0,0039	-0,0037	6,2700	6,4900	6,3800	-1,420	-1,455	-1,4375
d_p	0,0038	-0,0040	0,0039	-21,9300	-23,160	-22,545	2,650	2,775	2,7125
$D_t d_p$	-0,0032	-0,0030	-0,0031	-3,9200	-4,1100	-4,0150	-0,160	-0,145	-0,1525
F^*	—	—	0,0007	—	—	1,901	—	—	0,1975

Tabela 4.3-17. Resultados Parciais da Simulação - Variáveis Geométricas ($z = 1,0m$)

Ar- quivo	U_{mr} (m/s)	V_{mr} (m/s)	h_{mr} [W/ $m^2 \cdot K$]	K_{ymr} [kg/ $m^2 \cdot s$]	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)	t_p (s)
G1	87,498	57,599	4830,3	4,486	0,023773	53,51	103,86	0,017
G2	22,352	16,893	1584,1	1,480	0,018266	55,75	102,56	0,059
G3	87,819	43,655	5430,4	5,056	0,034560	48,66	106,22	0,023
G4	22,483	12,427	1851,1	1,731	0,030595	50,72	105,24	0,080

Ao se aumentar o diâmetro do tubo, as velocidades do gás e das partículas diminuem, como também a velocidade relativa; em consequência, os coeficientes de transferências de calor e de massa diminuem. Em contrapartida, o tempo de residência das partículas no secador aumenta 240% em $z = 1,0m$, enquanto os coeficientes de transferências de calor e massa diminuem cerca de

67%. Portanto, o efeito que predomina é o do aumento do tempo de residência das partículas; assim, como as fases gasosa e particulada permanecem em contato por um tempo maior, remove-se uma maior quantidade de água da partícula, diminuindo sua umidade; a fase gasosa cede mais calor à fase particulada, se resfriando mais e fazendo com que a partícula se aqueça. Portanto, o efeito do aumento do diâmetro do tubo de secagem favorece a secagem, pois seu efeito sobre a umidade da partícula é negativo, positivo com relação à temperatura da partícula e negativo com relação à temperatura do gás. Atesta-se, com base nos valores da Tabela 4.3-18, a qual contém a razão entre o efeito e o valor estatisticamente significativo para as variáveis geométricas, que a variável mais influenciada pela variação do diâmetro do tubo de secagem é a temperatura do gás. Visualiza-se, por meio das Figuras 4.3-5 a 4.3-7, a influência do diâmetro do tubo nas médias radiais dos coeficientes convectivos das transferências de calor e de massa e do tempo de residência das partículas, respectivamente.

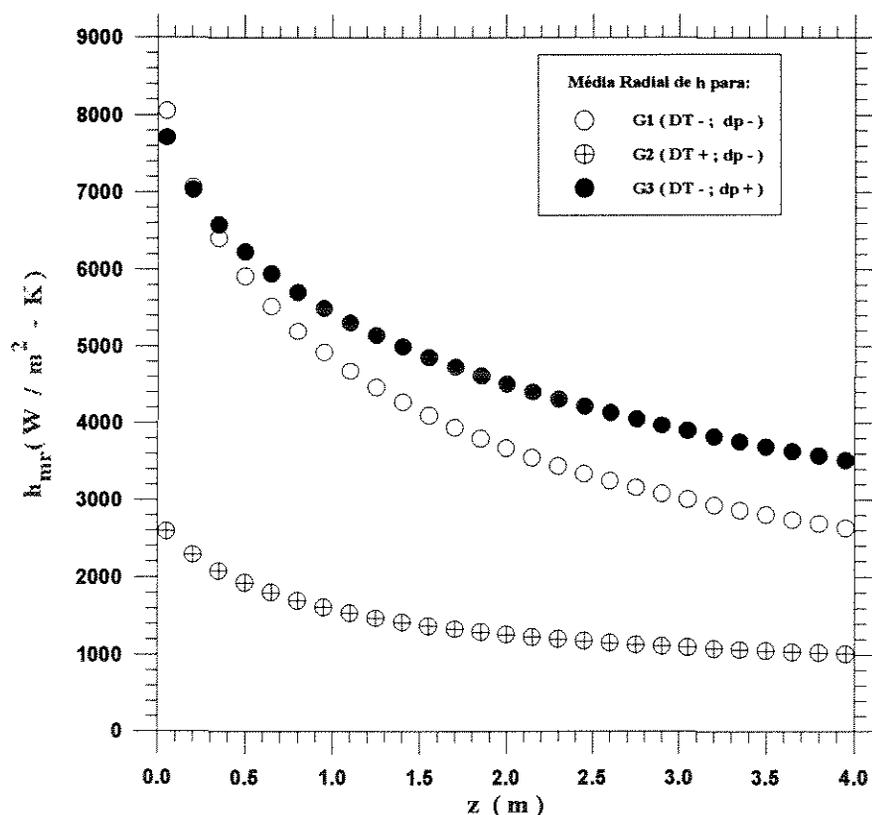


Fig. 4.3-5. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Calor Gás - Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetros os diâmetros do tubo (DT) e da partícula (dp).

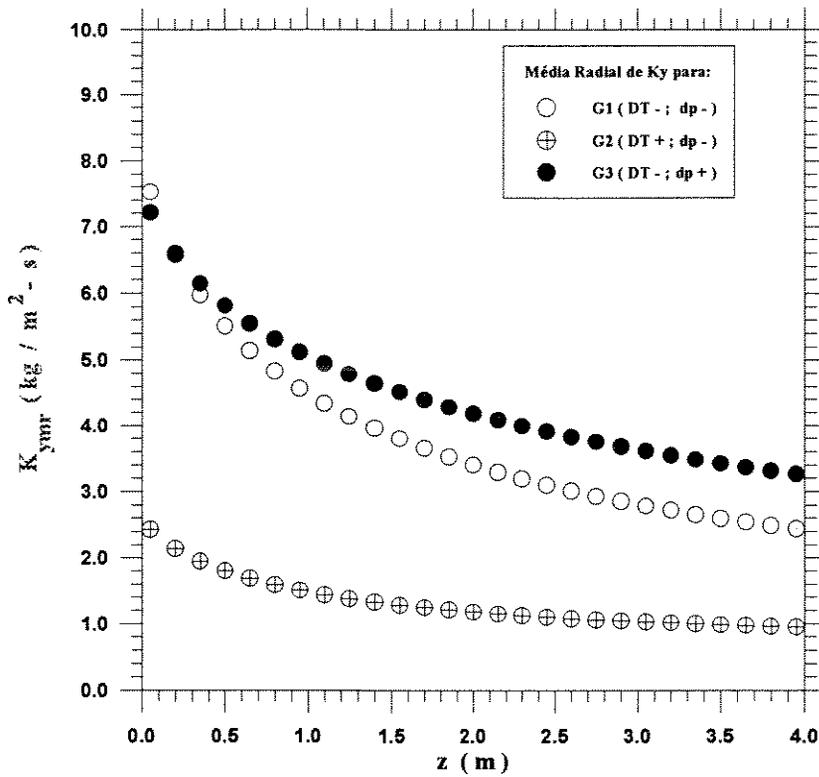


Fig. 4.3-6. Coeficiente Médio Radial de Transferência de Massa em função da Altura no Secador, tendo como parâmetros os diâmetros do tubo e da partícula.

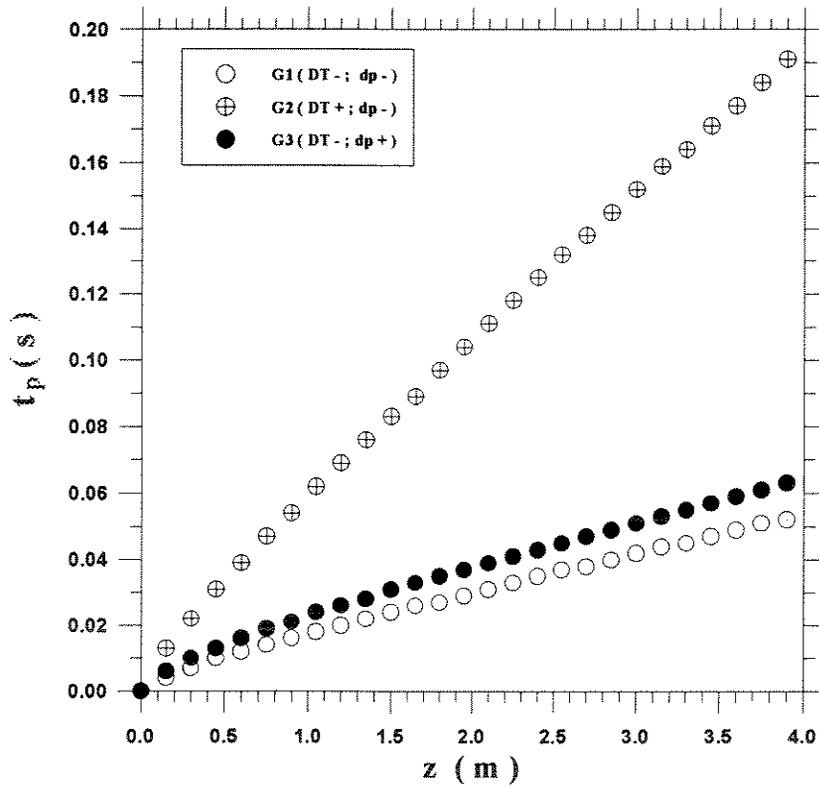


Fig. 4.3-7. Tempo de Residência das Partículas em função da Altura no Secador, tendo como parâmetros os diâmetros do tubo e da partícula.

Ao se aumentar o diâmetro da partícula, sua velocidade diminui, enquanto a velocidade relativa aumenta, como também os coeficientes de transferência de calor e de massa. Há ainda o aumento do tempo de residência das partículas no secador: em $z = 1,0\text{m}$, esse aumento é da ordem de 30%, ao passo que o aumento dos coeficientes é de cerca de 12%, variações essas menores que as variações que ocorrem ao se aumentar o diâmetro, como se pode constatar por intermédio das Figuras 4.3-5, 4.3-6 e 4.3-7. Em se acrescentando o diâmetro da partícula, acresce-se também a massa de água que envolve a partícula; o calor de que a fase gasosa dispõe não será então suficiente para remover essa maior quantidade de água da partícula; o efeito do aumento de d_p sobre a umidade da partícula é positivo, conquanto sejam maiores os coeficientes de transferência de calor e de massa e o tempo de residência da partícula no secador. Como consequência de se ter uma maior quantidade de água a ser removida da partícula e o calor da fase gasosa não ser suficiente para tal, o efeito do aumento do diâmetro da partícula na temperatura do gás é positivo, ou seja, a fase gasosa não se resfria por não ceder todo seu calor disponível e a fase particulada, por outro lado, não se aquece por não receber calor suficiente para tal. Assim, o efeito do aumento de d_p em T_{smr} é negativo. Mediante os resultados da Tabela 4.3-18, verifica-se que a variável mais influenciada pelo diâmetro da partícula é a temperatura do gás.

Tabela 4. 3-18 Razão entre o efeito e o valor estatisticamente significativo para variáveis geométricas

Fator / F^*	$z = 2,0 \text{ m}$		
	X_{smr}	T_{smr}	T_{gmr}
(D_T / F^*)	-5,28	3,36	-7,28
(d_p / F^*)	5,57	-11,86	13,73
$(D_T d_p / F^*)$	-4,43	-2,11	-0,77

Além dos efeitos principais dos diâmetros do tubo e da partícula, há que se considerar o efeito da interação entre essas variáveis, o que significa que o efeito de D_T numa dada resposta depende do nível em que d_p se encontra quanto o efeito de d_p na mesma resposta depende do nível em que D_T se encontra. Os efeitos de D_T em X_{smr} são: $-6,165 \times 10^{-4}$ quando d_p se encontra no nível inferior e $-6,8045 \times 10^{-3}$ quando d_p se encontra no nível superior e os efeitos de d_p em X_{smr} são: $-6,981 \times 10^{-3}$ para D_T no nível inferior e $7,93 \times 10^{-4}$ para D_T no nível superior, evidenciando a interação entre as variáveis ao se ter X_{smr} como resposta, obtendo-se menores umidades ao se combinarem os níveis inferior de d_p e superior de D_T , o que favorece a secagem. Ao se ter T_{smr} como resposta, os efeitos de D_T são: 10,44 para d_p no nível inferior e 2,37 para d_p no nível superior, enquanto os efeitos de d_p são de -18,49 para D_T no nível inferior e de -26,56 para D_T no nível superior, obtendo-se maiores temperaturas da partícula combinando-se os níveis inferior de d_p e superior de D_T . De acordo com a Tabela 4.3-16, constata-se que o efeito duplo $D_T d_p$ não é significativo ao se ter T_{gmr} como resposta; de fato, os efeitos de D_T são de -1,285 para d_p no nível inferior e de -1,59 para d_p no nível superior e os efeitos de d_p são de 2,865 para D_T no nível inferior e de 2,560 para D_T no nível superior, comprovando-se a pouca diferença entre os efeitos ao se mudar o nível de uma das variáveis. Mediante a Tabela 4.3-18 verifica-se também que a variável mais influenciada pelo efeito de interação $D_T d_p$ é a umidade da partícula.

Conclui-se, conseqüentemente, que o aumento do diâmetro do tubo de secagem favorece-a, enquanto o aumento do diâmetro médio da partícula lhe é prejudicial.

4.3.3.3. Estudo da razão D_T/d_p

Mediante o estudo paramétrico das variáveis geométricas realizado no item anterior, se observou a interação entre essas variáveis decidindo-se, portanto, se realizar o estudo da influência da razão entre os diâmetros do tubo e da partícula na umidade média radial da mesma. Para tal, valeu-se das corridas experimentais de números 10, 16 e 25 realizadas por Rocha (1988), referentes, respectivamente, à alumina, areia 1 e resina acrílica, cujas propriedades se encontram na Tabela 4.1-1 já apresentada.

Para cada uma das corridas estudadas calculou-se o valor experimental de D_T/d_p , que se situou na faixa de 130 a 150; na simulação fez-se D_T/d_p variar acima e abaixo desse valor, desde 50 até 300, conforme se comprova por intermédio das Tabelas 4.3-19 a 4.3-21. Registraram-se, para cada simulação, os valores médios radiais da umidade e da temperatura da partícula — X_{smr} e T_{smr} , respectivamente, — além da temperatura do gás — T_{gmr} ; foram ainda registrados o termo relacionado ao calor perdido pela fase gasosa para o ambiente — Q^*_{∞} — e o termo X_{Tg} relacionado ao calor cedido pela fase gasosa à fase particulada para remoção de sua umidade superficial e eventualmente para seu aquecimento, quando houver cessado a transferência de massa. Para cada valor de D_T/d_p apresentam-se dois valores de X_{Tg} , os quais se referem, respectivamente, a X_{Tg} em $r = 0$ (centro do tubo) e X_{Tg} em $r = R$ (parede do tubo). Esses termos se originam da equação de transferência de calor para fase gasosa:

$$\frac{\partial T_g}{\partial z} = - \frac{6 v (1-\varepsilon) S}{W_g d_p u \varepsilon} \left[\frac{h + c_{pv} K_y (Y_s - Y)}{(c_{pg} + c_{pv} Y)} \right] (T_g - T_s) - \frac{a_t S h_p (T_e - T_{\infty})}{W_g (c_{pg} + c_{pv} Y)} \quad (3.47)$$

a qual, depois de discretizada, pode ser representada esquematicamente por:

$$T_{g_{i,j+1}} = T_{g_{i,j}} - X_{Tg} - Q_{\infty}^* \quad (4-5)$$

Nas tabelas anteriormente citadas foi registrado o primeiro valor de z a partir do qual cessa a transferência de massa, ou seja, a partir de z^* a umidade da partícula não mais se altera, evidenciando que a partir desse ponto só se tem a transferência de calor. À proporção que D_T/d_p aumenta, z^* diminui, mostrando que a transferência de massa está sendo favorecida. Por exemplo, no caso da alumina — Tabela 4.3-19 — tem-se que para $D_T/d_p = 50$, $z^* = 3,8$ m enquanto que para $D_T/d_p = 300$, $z^* = 0,6$ m; isso ocorre devido à menor perda de calor para o ambiente e às transferências de calor e de massa mais efetivas, posto que se obtém umidades da partícula e temperaturas do gás menores e temperaturas da partícula maiores, à medida que D_T/d_p aumenta. O ponto no qual cessa a transferência de massa — z^* — pode ser determinado graficamente, para a Alumina — corrida 10, com base nas Figuras 4.3-8 a 4.3-11; em cada figura, para cada valor D_T/d_p , ele é determinado pela interseção das duas curvas pertinentes ao valor de D_T/d_p considerado.

Ao se acrescer a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula, o termo relacionado ao calor perdido para o ambiente — Q_{∞}^* — diminui, enquanto o termo relacionado às transferências convectivas de calor e de massa — X_{Tg} — aumenta, evidenciando maior eficiência na secagem. De fato, com o aumento de D_T/d_p , verifica-se que a umidade da partícula diminui, a temperatura da partícula aumenta e a temperatura do gás diminui, conforme as Tabelas 4.3-19 a 4.3-21 e as Figuras 4.3-8 a 4.3-10 para a Alumina — corrida 10, Figuras 4.3-11 a 4.3-13 para a Areia 1 — corrida 16 e Figuras 4.3-14 a 4.3-16 para a Resina Acrílica — corrida 25.

Tabela 4.3-19 Estudo D_T/d_p para Alumina – Corrida 10

Alumina			z = 0,60 m					
Ar- quivo	d_p (mm)	D_T/d_p	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)	$Q_\infty^* \times 10^3$	$X_{Tg} \times 10^3$	z^* (m)
DP1	1,050	50	0,036057	32,02	186,81	1,800	27,1 5,0	3,8
DP2	0,525	100	0,030661	37,13	185,45	1,786	65,0 14,3	1,6
ALUM10	0,370	131,25	0,026737	40,65	184,49	1,776	87,8 21,7	1,2
DP3	0,262	200	0,017798	48,04	182,46	1,756	129,0 21,0	0,8
DP4	0,175	300	0,017273	69,87	180,63	1,740	125,0 45,7	0,6

Tabela 4.3-20 Estudo D_T/d_p para Areia 1 – Corrida 16

Alumina			z = 0,60 m					
Ar- quivo	d_p (mm)	D_T/d_p	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)	$Q_\infty^* \times 10^3$	$X_{Tg} \times 10^3$	z^* (m)
DP1	1,050	50	0,044882	41,53	108,81	1,023	17,8 3,4	—
DP2	0,525	100	0,041716	44,00	107,98	1,013	39,8 9,0	3,6
ESF116	0,380	138,16	0,039069	45,86	107,31	1,006	54,5 13,9	2,6
DP3	0,262	200	0,034862	48,44	106,30	0,995	73,0 19,1	1,6
DP4	0,175	300	0,029833	50,86	105,21	0,983	90,4 20,5	1,2

A umidade final da partícula é tanto menor quanto maior a razão D_T/d_p , como se comprova com base nas Figuras 4.3-8, 4.3-11 e 4.3-14. A taxa de secagem, a qual é proporcional à inclinação da curva X_{smr} em função de z , para $z < z^*$, também aumenta com D_T/d_p . Vale ressaltar que para $z \geq z^*$ não mais ocorre transferência de massa; a partir desse ponto X_{smr} é constante, conquanto ainda ocorra transferência de calor.

Tabela 4.3 -21 Estudo D_T/d_p para Resina Acrílica – Corrida 25

Resina Acrílica			$z = 0,60 \text{ m}$					
Ar- quivo	d_p (mm)	D_T/d_p	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)	$Q_{\infty}^* \times 10^3$	$X_{Tg} \times 10^3$	z^* (m)
DP1	1,050	50	0,057765	22,72	180,81	2,326	73,4 18,4	—
DP2	0,525	100	0,051702	26,26	177,58	2,281	155,0 38,1	2,8
RES25	0,346	151,73	0,045517	29,77	174,37	2,238	216,0 55,0	1,8
DP3	0,2625	200	0,040309	32,63	171,74	2,203	253,0 62,2	1,2
DP4	0,175	300	0,032253	36,83	167,88	2,152	281,0 65,5	0,8

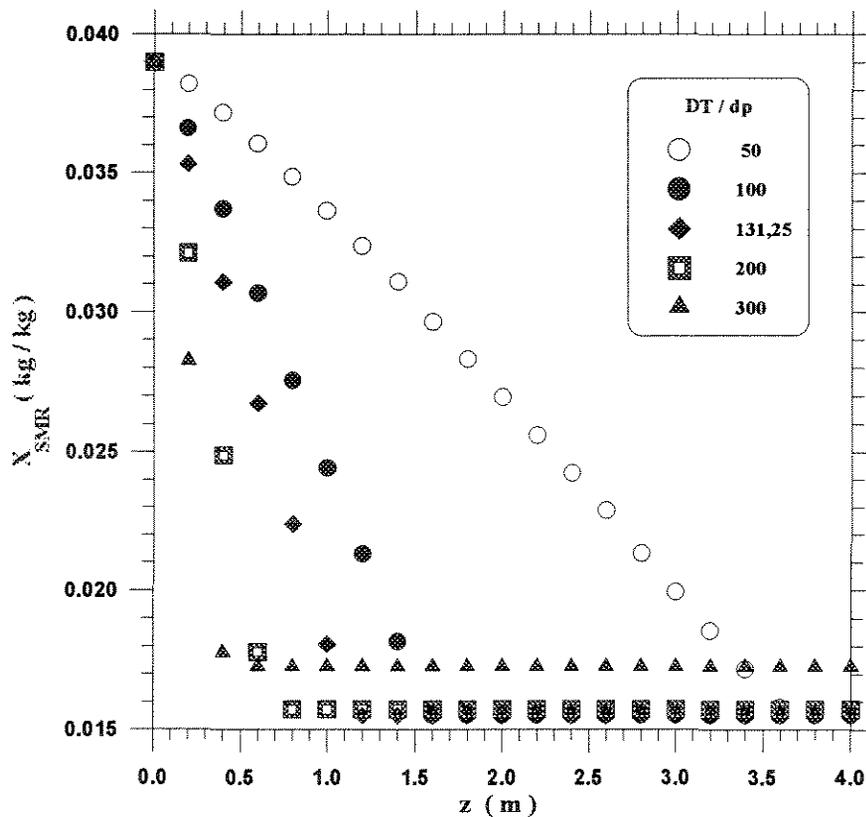


Figura 4.3-8. Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Alumina - Corrida 10

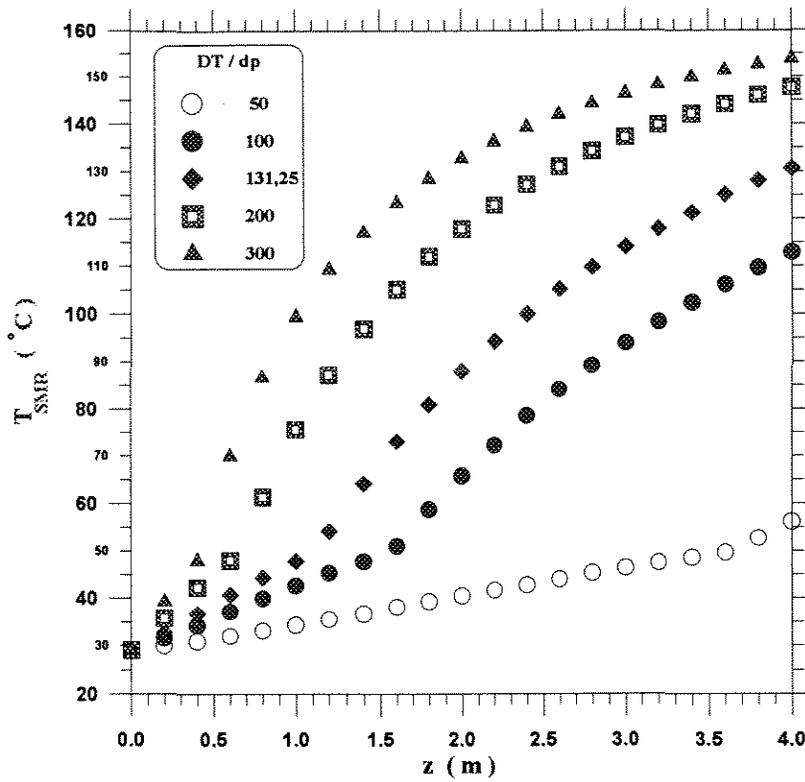


Figura 4.3-9. Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Alumina - Corrida 10

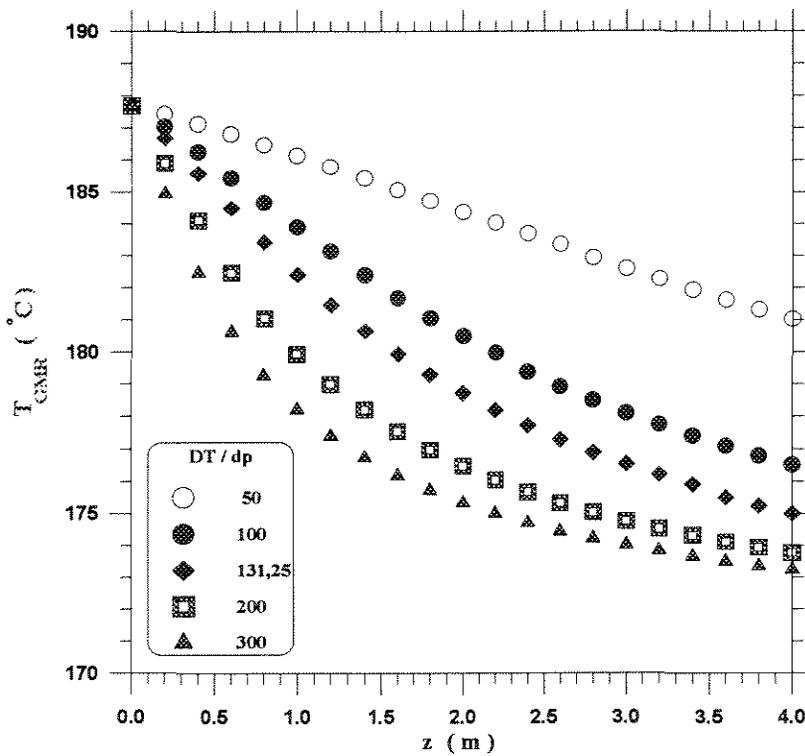


Figura 4.3-10. Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Alumina - Corrida 10

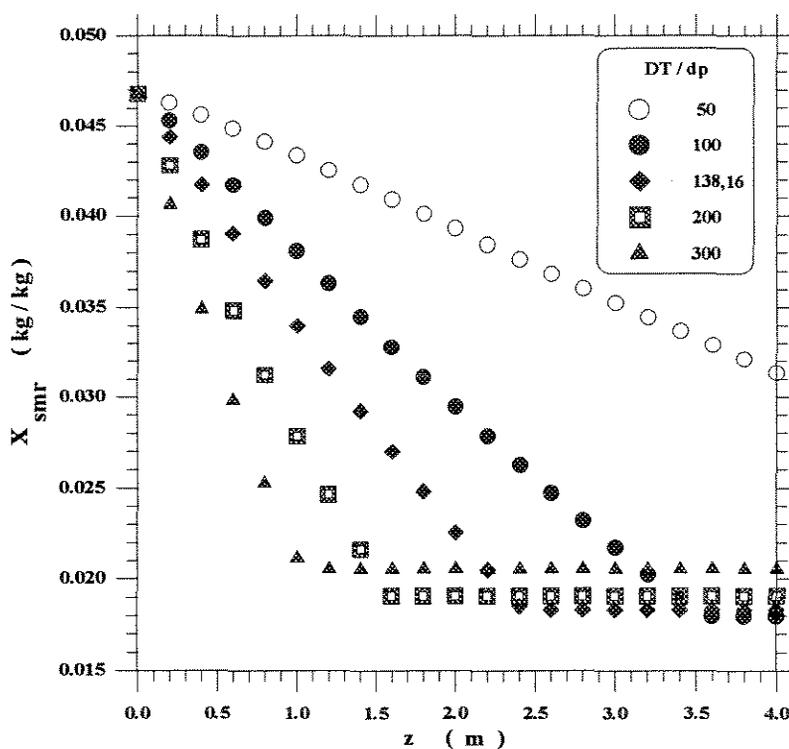


Figura 4.3-11. Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Areia 1 - Corrida 16

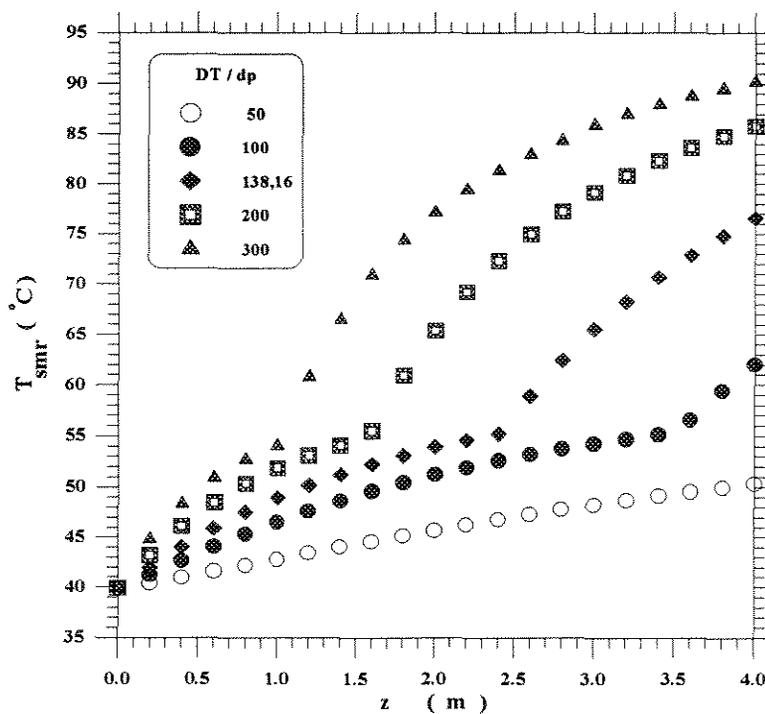


Figura 4.3-12. Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Areia 1 - Corrida 16

Até o ponto $z = z^*$ ocorrem transferências de calor e de massa, a temperatura da partícula aumenta e a do gás diminui. Como parte do calor cedido pelo gás está sendo utilizado para remoção da umidade da partícula, a temperatura da partícula aumenta, todavia esse aumento é menor do que o aumento relativo a $z > z^*$, o que pode ser verificado pelas inclinações das curvas de T_{smr} em função de z para um dado valor de D_T/d_p , conforme as Figuras 4.3-9, 4.3-12 e 4.3-15. Para $z \geq z^*$ todo o calor cedido à partícula pelo gás é utilizado para transferência de calor; assim, a variação da temperatura da partícula com a direção axial é mais acentuada do que a correspondente variação para $z \leq z^*$. Ao se acrescentar D_T/d_p , a temperatura da partícula também aumenta, tanto para a região correspondente a $z \leq z^*$ quanto para a região correspondente a $z \geq z^*$.

A temperatura do gás é tanto menor quanto maior for D_T/d_p , conforme se pode atestar com base nas Figuras 4.3-10, 4.3-13 e 4.3-16, evidenciando que o gás cede mais calor, se resfriando mais, à medida que D_T/d_p aumenta. O gás atinge uma certa temperatura numa altura menor para D_T/d_p maior. Por exemplo, o gás atinge $T_{gmr} = 185$ °C em $z = 0,1$ m para $D_T/d_p = 300$, ao passo que essa temperatura é atingida em $z = 1,6$ m para $D_T/d_p = 50$, no caso da Alumina - corrida 10, conforme a Figura 4.3-10.

Conclui-se, em consequência, que o aumento de D_T/d_p favorece a secagem tendo-se em vista todas as considerações abordadas.

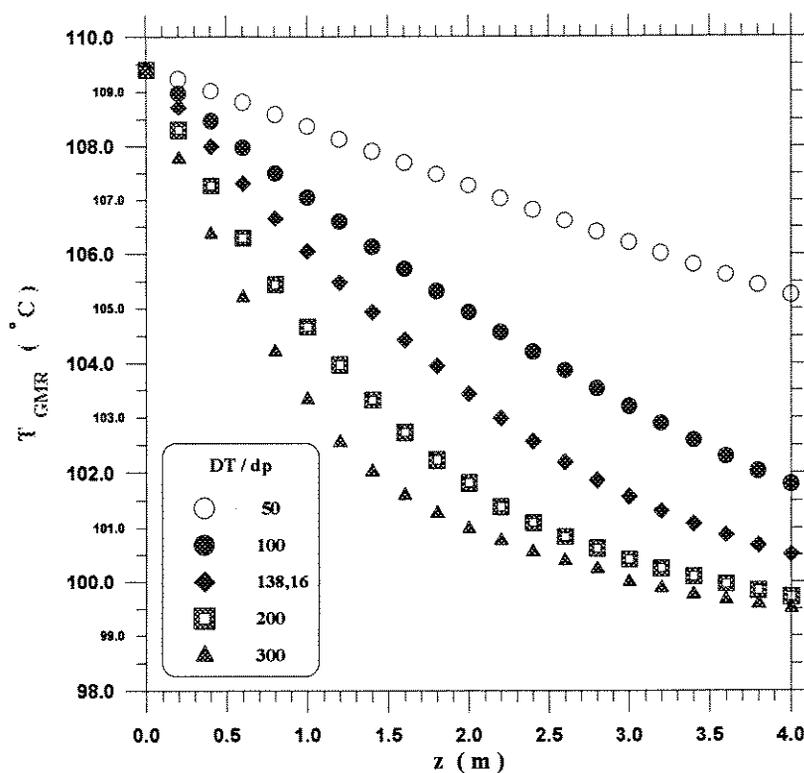


Figura 4.3-13. Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Areia 1 - Corrida 16

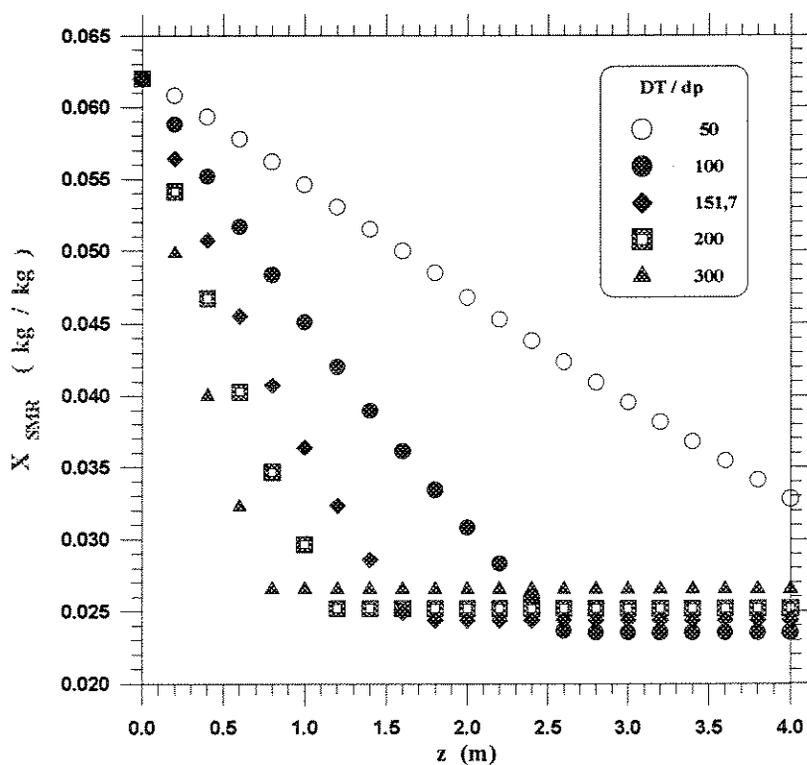


Figura 4.3-14. Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula.
Resina Acrílica - Corrida 25

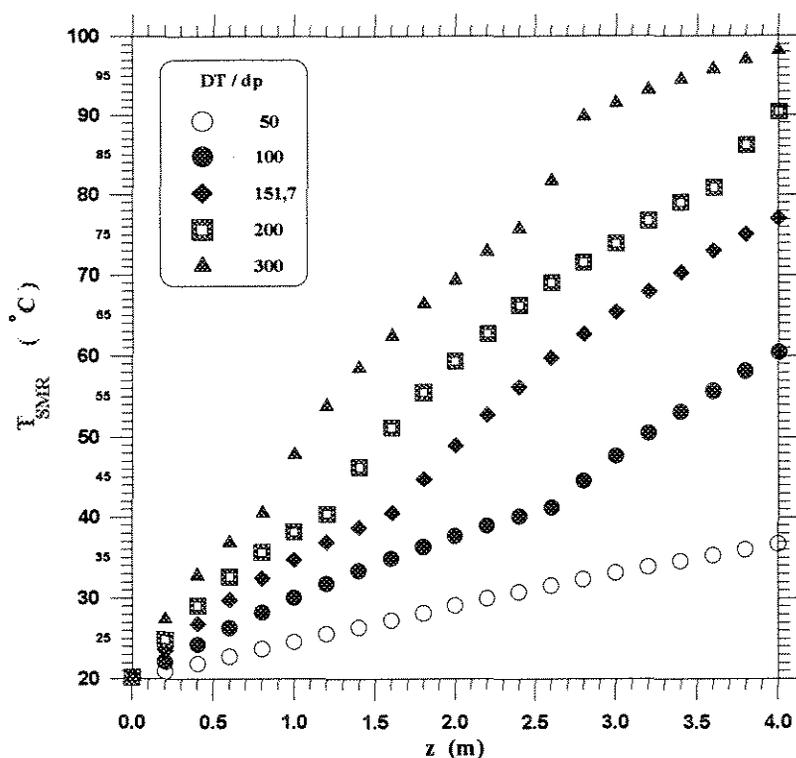


Figura 4.3-15. Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula. Resina Acrílica - Corrida 25

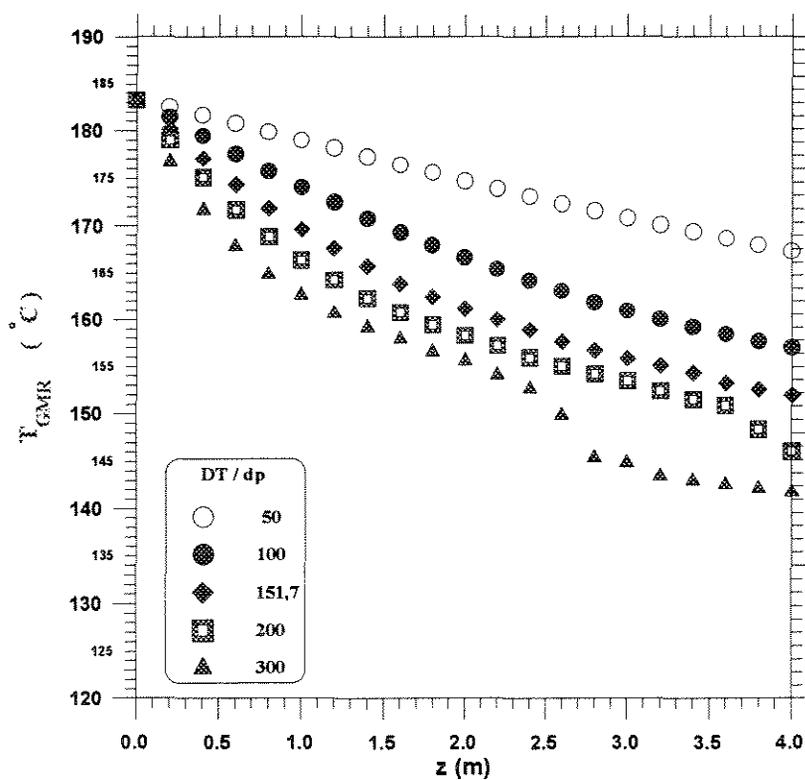


Figura 4.3-16. Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, tendo como parâmetro a razão entre os diâmetros do tubo e da partícula. Resina Acrílica - Corrida 25

4.3.3.4. Secadores em paralelo

Após se ter realizado o estudo paramétrico da simulação no que concerne às variáveis geométricas e ainda ao estudo da razão entre os diâmetros internos do tubo e médio da partícula, resta se realizar um estudo sobre a disposição dos secadores; para tal, tomou-se por base um secador de 4,0m de altura com uma certa vazão W_g de gás e uma certa vazão W_s de sólidos. Para dois secadores em paralelo, as alturas de cada um dos secadores serão iguais à metade da altura do secador original; as vazões de gás e de sólidos serão iguais à metade das respectivas vazões para o secador original. Para quatro secadores em paralelo, as alturas de cada um dos secadores serão iguais à quarta parte da altura original; as vazões de gás e de sólidos em cada um dos secadores também serão iguais à quarta parte das respectivas vazões para o secador original.

Tomaram-se como padrões as corridas para a Alumina, Areia 1 e Resina Acrílica de números 10, 16 e 25, respectivamente, realizadas por Rocha (1988), cujas características se encontram na Tabela 4.3-22. Para cada uma das corridas padrões procedeu-se à simulação com dois e quatro secadores em paralelo; no entanto, para todas as corridas consideradas não foi possível se considerar o arranjo de quatro secadores em paralelo, visto que se obteve uma dinâmica incoerente em virtude de a velocidade do gás não atingir o valor adequado para o transporte das partículas. Assim é que só será considerado o arranjo de dois secadores em paralelo, posto que nesse caso se obteve uma fluidodinâmica coerente para todas as simulações efetuadas com base nas corridas padrões, ou seja, a velocidade do gás em todos os casos atingiu o valor adequado para o transporte das partículas.

Na Tabela 4.3-24 são apresentados os valores médios radiais da umidade e da temperatura da partícula e da temperatura do gás, além da direção axial a partir da qual a umidade média radial permanece constante (z^*). As variáveis foram registradas para cada uma das corridas padrões, conforme a Tabela 4.3-22, para as quais se dispunha de um secador de 4,0m de altura. Considerou-se também a disposição de dois secadores em paralelo, de 2m de altura cada,

referente a cada uma das corridas padrões, cujos valores na alimentação estão apresentadas na Tabela 4.3-23.

Tabela 4.3-22 Características das corridas 10, 16 e 25 realizadas por Rocha (1988).

Sólido	Corrida n°	$W_g \times 10^3$ (kg/s)	$W_s \times 10^3$ (kg/s)	X_{so} (kg/kg)	T_{so} (°C)	T_{so} (°C)
Alumina	10	3,991	4,64	0,0390	29,1	187,7
Areia 1	16	3,947	4,74	0,0468	39,9	109,4
Resina Acrílica	25	2,931	6,32	0,0620	20,2	183,3

Tabela 4.3-23 Valores da alimentação para Dois Secadores em Paralelo

Sólido	Arquivo	$W_s \times 10^2$ (kg/s)	$W_g \times 10^3$ (kg/s)	X_{so} (kg/kg)	T_{so} (°C)	T_{go} (°C)
Alumina	PAR10	1,996	2,32	0,0390	29,1	187,7
Areia 1	PAR16	1,974	2,37	0,0468	39,9	109,4
Resina Acrílica	PAR25	1,466	3,16	0,0620	20,2	183,3

Para cada um dos arquivos são registradas as variáveis em duas posições verticais no(s) secador(es), uma das quais, $z = 1,0\text{m}$, é comum para os arquivos padrões (1 secador) e para os arquivos correspondentes aos secadores em paralelo; a outra posição corresponde à posição final no(s) secador(es): $z = 4,0\text{m}$ para os arquivos padrões e $z = 2,0\text{m}$ para os secadores em paralelo.

Verifica-se que a umidade da partícula para dois secadores em paralelo é sempre menor que a respectiva umidade para um secador maior, conforme se pode visualizar mediante as Figuras 4.3-17 a 4.3-19, o que favorece a secagem. A temperatura da partícula aumenta no decorrer da secagem, sua taxa de aquecimento é ainda maior após ter cessado a transferência de massa, isto é, para $z > z^*$, como já comentado anteriormente. Obtiveram-se maiores temperaturas da partícula com dois secadores em paralelo, posto que para essa disposição a

transferência cessa sempre num ponto anterior ao correspondente ao secador maior.

Tabela 4.3-24 Resultados da disposição de Secadores em Paralelo:

Areia 1, Alumina e Resina Acrílica

Arquivo (N)*	z (m)	X_{smr} (kg/kg)	T_{smr} (°C)	T_{gmr} (°C)	z^* (m)
ALUM10 (1)	1 4	0,018064 0,015498	47,84 130,67	182,40 175,00	1,2
PAR10 (2)	1 2	0,015522 0,015522	50,08 98,34	181,68 177,55	1,0
ESF116 (1)	1 4	0,033986 0,018318	48,93 76,55	106,05 100,51	2,6
PAR16 (2)	1 2	0,026441 0,014549	52,73 63,33	104,15 100,37	1,8
RES25 (1)	1 4	0,036365 0,024381	34,74 77,08	169,67 152,00	1,8
PAR25 (1)	1 2	0,032867 0,022369	36,60 55,97	167,58 157,57	1,5

*(N) - número de secadores

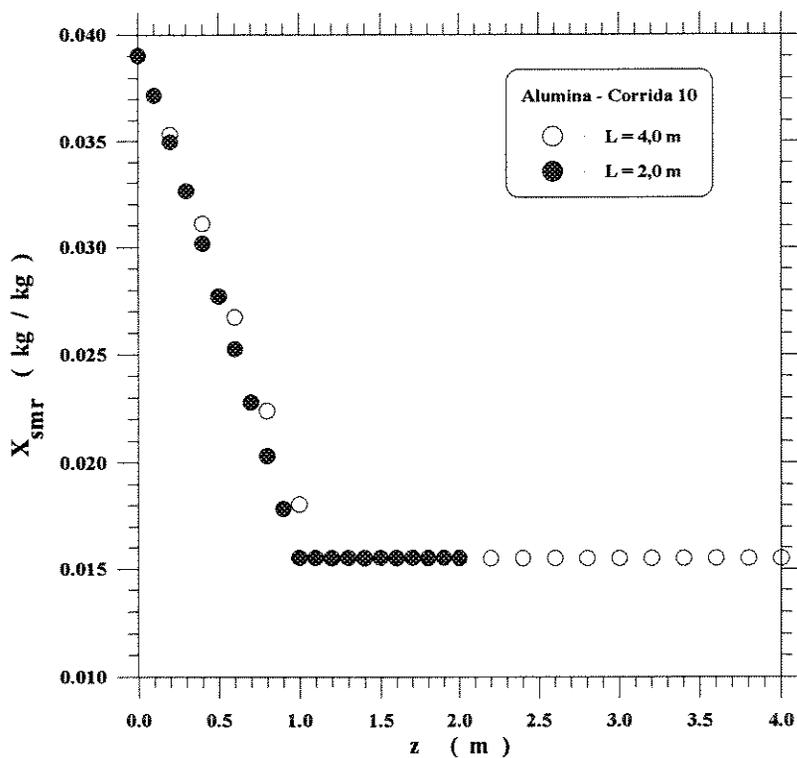


Figura 4.3-17. Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Alumina - Corrida 10

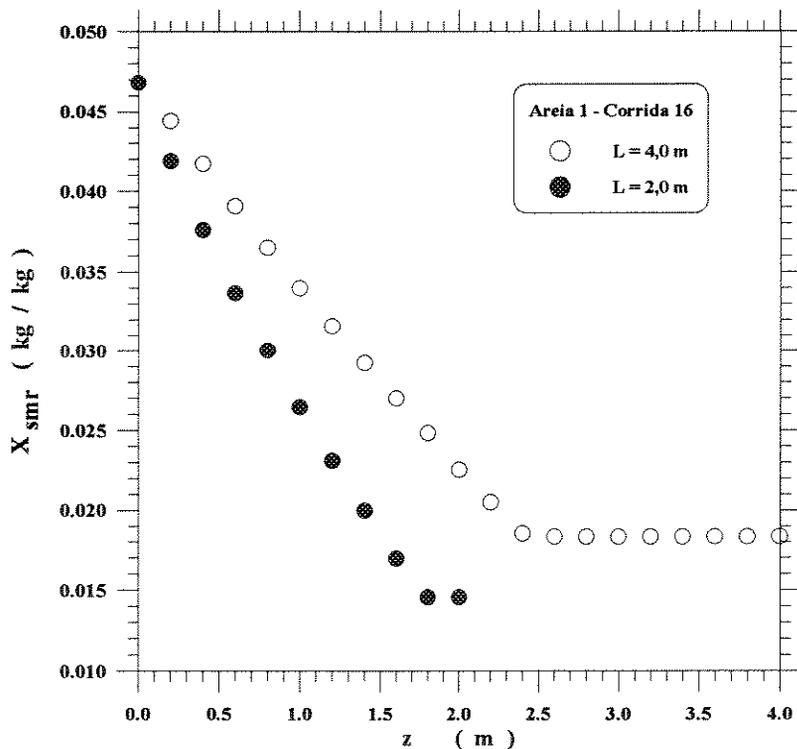


Figura 4.3-18. Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador para um secador de 4,0 m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Areia 1 - Corrida 16

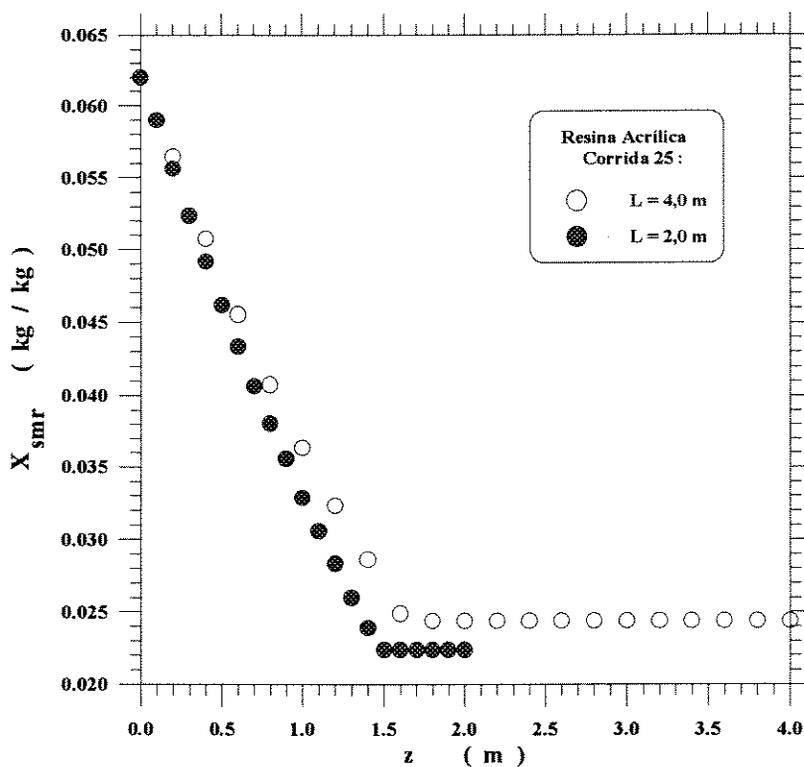


Figura 4.3-19. Umidade Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Resina Acrílica - Corrida 25

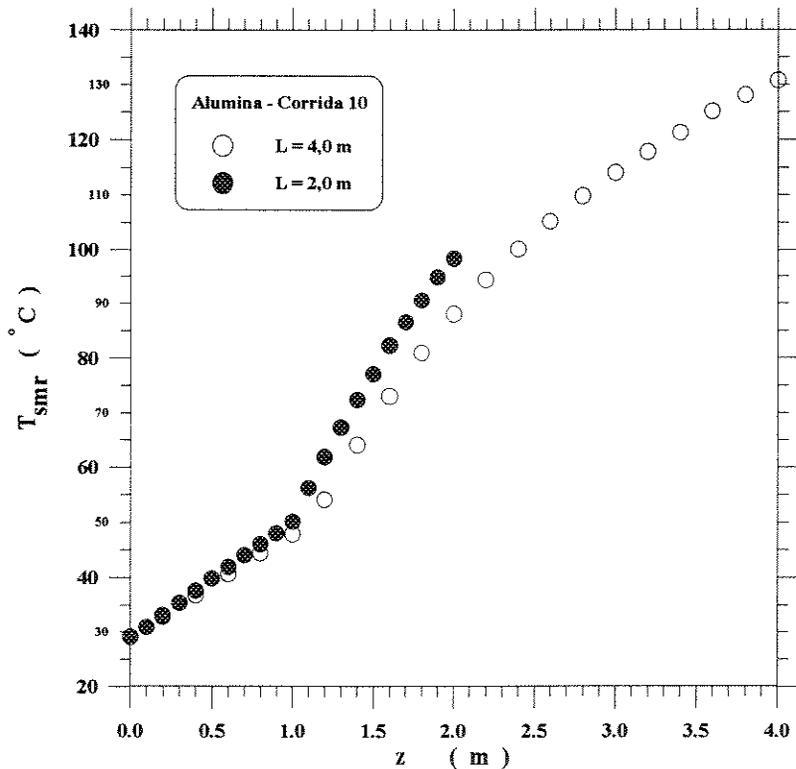


Figura 4.3-20. Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Alumina - Corrida 10

Por exemplo, para Areia 1 — $z^* = 2,6\text{m}$ para o secador maior, enquanto $z^*=1,8\text{m}$ para dois secadores em paralelo. Ao cessar a transferência de massa, todo o calor cedido pela fase gasosa é utilizado no aquecimento da partícula; assim, nos secadores em paralelo, a partícula se aquece mais, conforme se pode atestar valendo-se das Figuras 4.3-20 a 4.3-22.

O gás, por sua vez, se resfria mais ao se terem dois secadores em paralelo; além disso, a taxa de resfriamento para os dois secadores em paralelo é maior que a referente ao secador maior, em conformidade com as Figuras 4.3-23 a 4.3-25.

Conclui-se, por conseguinte, que dadas as vazões de gás e de sólidos e a altura do secador, a secagem é altamente favorecida ao se dividirem as vazões da alimentação em tantos secadores em paralelo quantos forem possíveis para se manter o transporte pneumático.

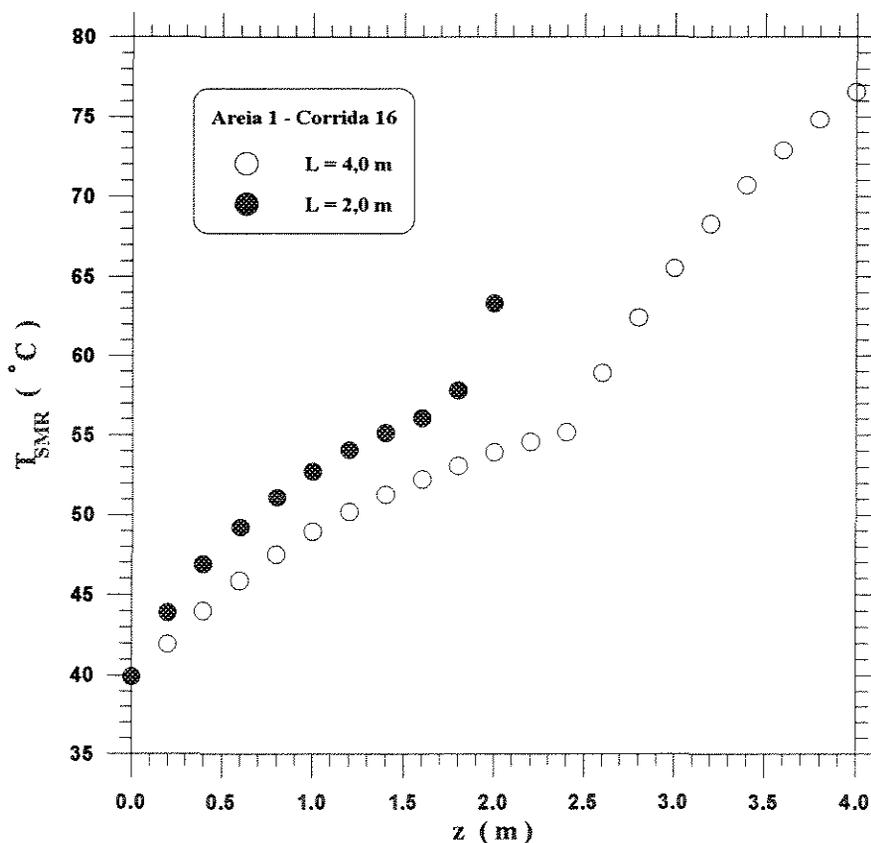


Figura 4.3-21. Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Areia 1 - Corrida 16

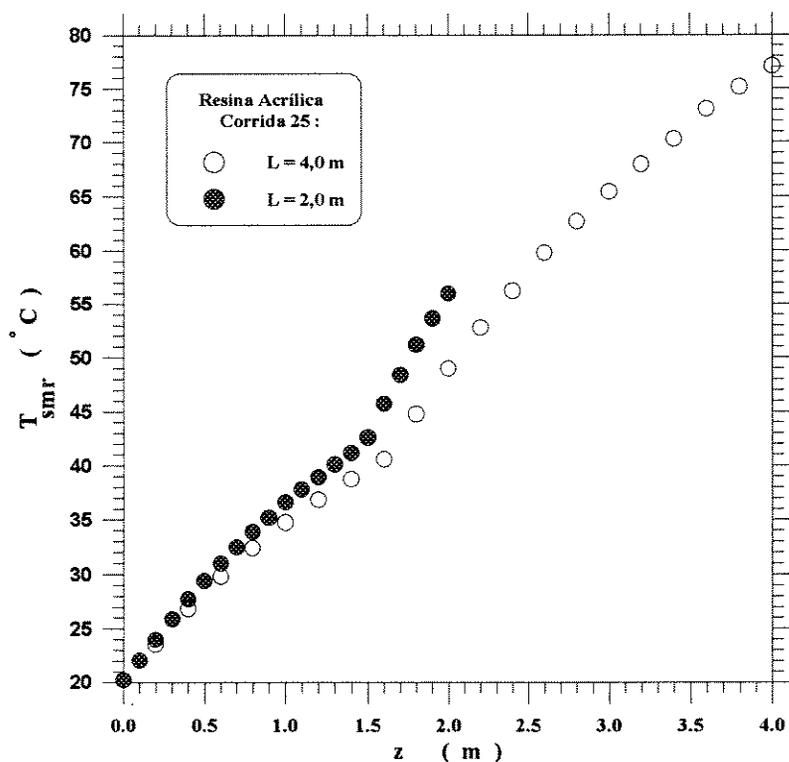


Figura 4.3-22. Temperatura Média Radial da Partícula em função da Altura no Secador para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Resina Acrílica - Corrida 25

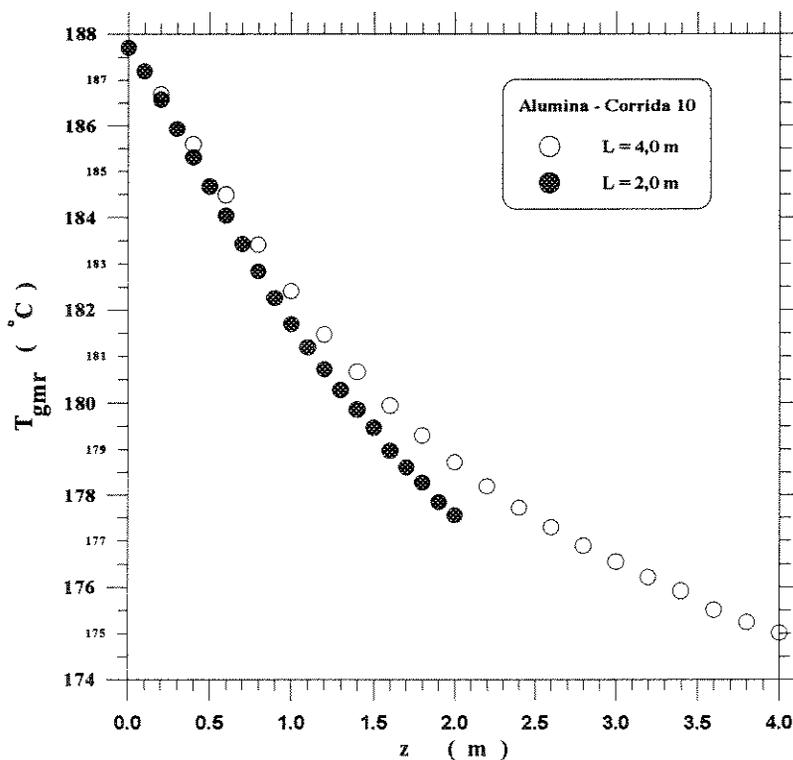


Figura 4.3-23. Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador, para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Alumina - Corrida 10

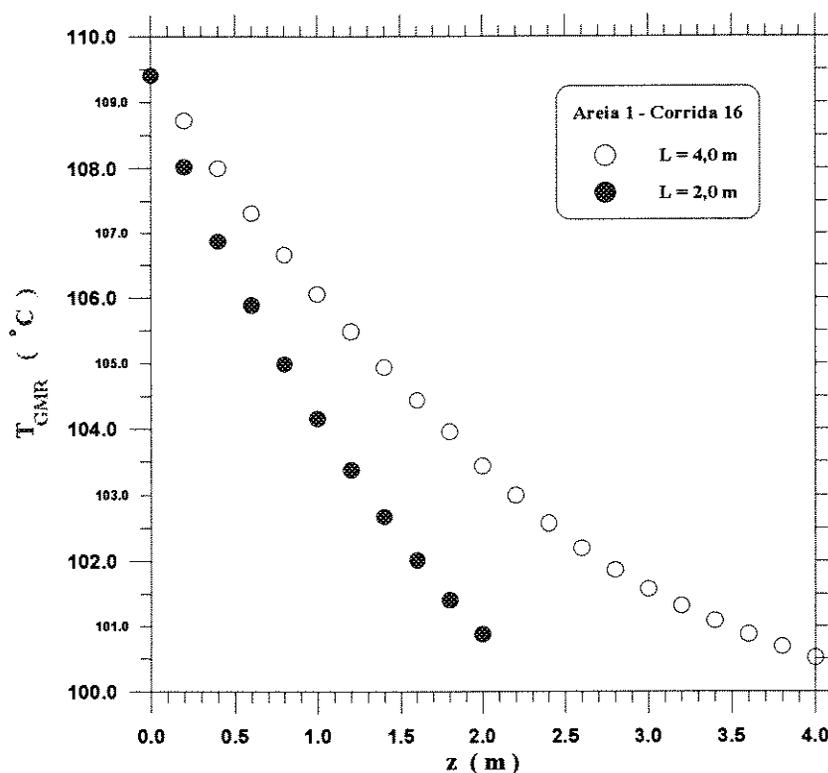


Figura 4.3-24. Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Areia 1 - Corrida 16

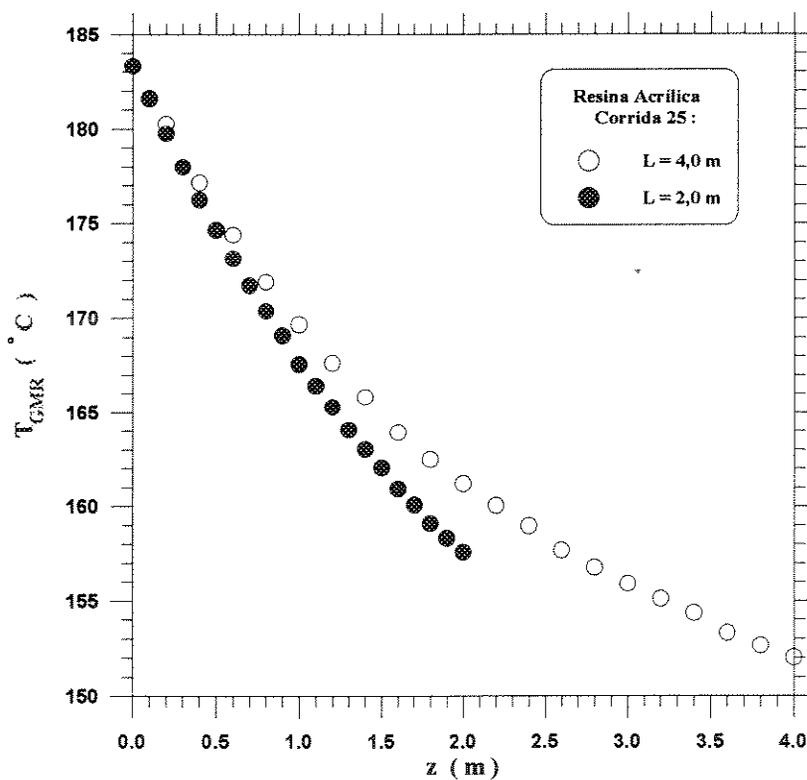


Figura 4.3-25. Temperatura Média Radial do Gás em função da Altura no Secador para um secador de 4,0m de altura e 2 secadores em paralelo de 2,0m de altura cada. Resina Acrílica - Corrida 25

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

5.1. Conclusões

Valendo-se dos resultados contidos no capítulo precedente, pode-se chegar às seguintes conclusões referentes à secagem pneumática vertical em fase diluída:

- ◆ O **modelo matemático** utilizado nesse trabalho para o transporte pneumático vertical com aplicações em transferência de calor e secagem atendeu às expectativas, fornecendo as previsões não só com relação às variações axiais como também às variações radiais das variáveis de processo;
- ◆ O **método numérico** utilizado, o das diferenças finitas, mostrou-se adequado à resolução das equações concernentes ao modelo matemático proposto neste trabalho para o transporte pneumático vertical com aplicações em transferência de calor e secagem;
- ◆ Paixão & Rocha (1993) apresentaram, como parte do presente trabalho, a comparação entre os resultados obtidos mediante as simulações dos modelos unidimensional e bidimensional para o transporte pneumático vertical, referente aos perfis das velocidades do gás e das partículas, concluindo que:

- a) A ordem de grandeza das velocidades do gás e das partículas é a mesma para ambos os modelos;
 - b) O valor máximo do desvio médio relativo para a velocidade do gás foi da ordem de 3%, enquanto para a velocidade das partículas, foi da ordem de 100%;
 - c) Os desvios relativos para a velocidade do gás ao longo da altura do tubo de transporte permaneceu praticamente constante, enquanto que esses mesmos desvios para a velocidade das partículas variaram bastante, sendo maior no trecho inicial do tubo, concluindo-se, conseqüentemente, que atenção especial deve ser dada à região de entrada do tubo de transporte.
- ◆ Na extensão do modelo matemático a um secador pneumático vertical, com relação aos **coeficientes das transferências de calor e de massa**, conclui-se que:
- a) A variação desses coeficientes é função primordial da velocidade relativa ($u-v$);
 - b) No tocante à variação axial, verificou-se que esses coeficientes diminuem ao longo do secador;
 - c) No tocante à variação radial, verificou-se que esses coeficientes diminuem no sentido da coordenada radial, similarmente à variação da velocidade relativa.

- ◆ Na análise paramétrica da simulação da secagem pneumática vertical, no tocante às **variáveis de processo**, conclui-se que, ao tempo em que se ressalta que no planejamento fatorial efetuado tomou-se o valor médio radial da partícula em $z = 2,0\text{m}$ como resposta, posto que a umidade média radial varia ao longo do secador:
 - a) Os aumentos das **vazões de gás e de sólidos** e ainda da **umidade inicial da partícula** são prejudiciais à secagem porquanto seus efeitos são positivos com relação à umidade média radial da partícula em $z = 2,0\text{m}$;
 - b) Os aumentos das **temperaturas iniciais do gás e da partícula** são favoráveis à secagem porquanto seus efeitos são negativos com relação à umidade média radial da partícula em $z = 2,0\text{m}$;
 - c) A temperatura média radial do gás é a variável mais influenciada pelos aumentos das **vazões de gás e de sólidos** e ainda da **temperatura inicial do gás**; a temperatura média radial da partícula é a variável mais influenciada pelo aumento da **temperatura inicial da partícula**; a umidade média radial da partícula é a variável mais influenciada pelo aumento da **umidade inicial da partícula**;
 - d) Não houve influência significativa, do ponto de vista estatístico, dos efeitos cruzados entre as variáveis de processo.

- ◆ Na análise paramétrica da simulação da secagem pneumática vertical em fase diluída, no tocante às **variáveis geométricas**, conclui-se que:
 - a) O aumento do diâmetro do tubo favorece a secagem porquanto seu efeito é negativo com relação aos valores médios radiais da umidade da partícula e da temperatura do gás e positivo com relação à temperatura média radial da partícula;
 - b) O aumento do diâmetro médio da partícula é prejudicial à secagem porquanto seu efeito é positivo com relação às médias radiais da umidade da partícula e da temperatura do gás e negativo com relação à temperatura média radial da partícula;
 - c) O aumento da razão D_T / d_p favorece a secagem porquanto seu efeito é negativo com relação à umidade da partícula e à temperatura do gás e positivo com relação à temperatura da partícula;
 - d) Verificou-se ainda que com o aumento da razão D_T / d_p o termo relacionado à perda de calor para o ambiente diminui enquanto o termo relacionado às transferências convectivas de calor e de massa aumenta, evidenciando maior eficiência na secagem.

- ◆ A disposição de **secadores em paralelo**, tal que as vazões de gás e de sólidos sejam divididas igualmente entre os secadores, se mostrou favorável à secagem pois se atinge menores valores da umidade da partícula, o gás se resfria mais e a partícula se aquece

mais que quando se tem um único secador com as mesmas condições de processo e o dobro do comprimento.

5.2. Sugestões para trabalhos futuros

A fim de dar continuidade ao presente trabalho, sugere-se:

- ◆ Proceder à comparação com dados experimentais obtidos não só axial como também radialmente;

- ◆ Modificar o termo de viscosidade do fluido por um termo de viscosidade turbulenta na equação de momentum da fase gasosa;

- ◆ Proceder à simulação considerando partículas de diferentes tamanhos, o que leva a uma influência mais significativa da interação partícula-partícula.

APÊNDICE A

FIGURAS COMPLEMENTARES

A.1. Introdução

Neste apêndice serão apresentadas figuras complementares concernentes à fluidodinâmica e às transferências de calor e de massa de mais três corridas experimentais, tomadas como exemplo, quais sejam: 15, 20 e 26, relativas, respectivamente, à Alumina, Areia 1 e Resina Acrílica.

Para cada uma das corridas apresentar-se-ão os perfis radiais e axiais das velocidades das fases gasosa e particulada, no que concerne à fluidodinâmica do escoamento; os perfis do coeficiente de transferência convectiva de calor gás-partícula e das temperaturas das fases, no que concerne à transferência de calor; os perfis do coeficiente convectivo de transferência de massa e das umidades das fases, no que concerne à transferência de massa.

A.2. Alumina – Corrida 15

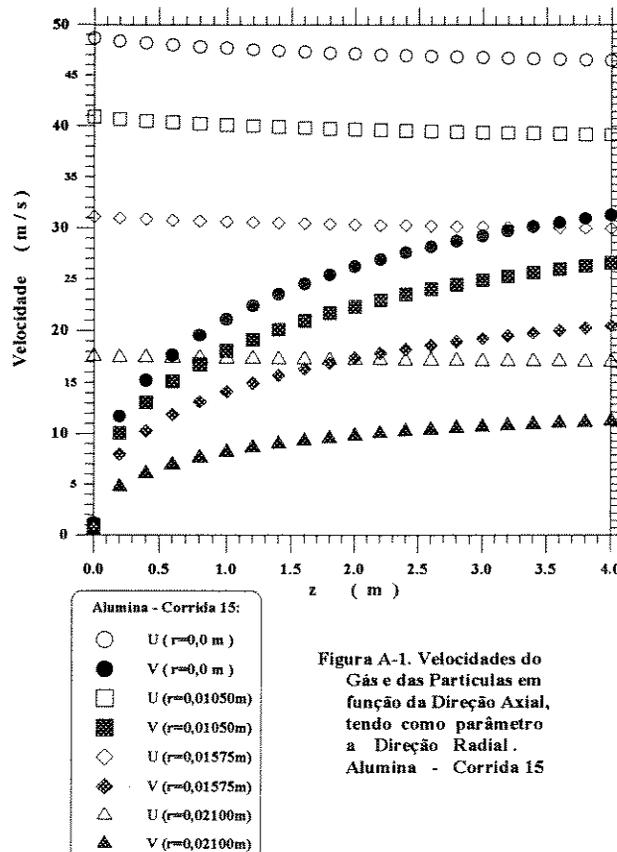


Figura A-1. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 15

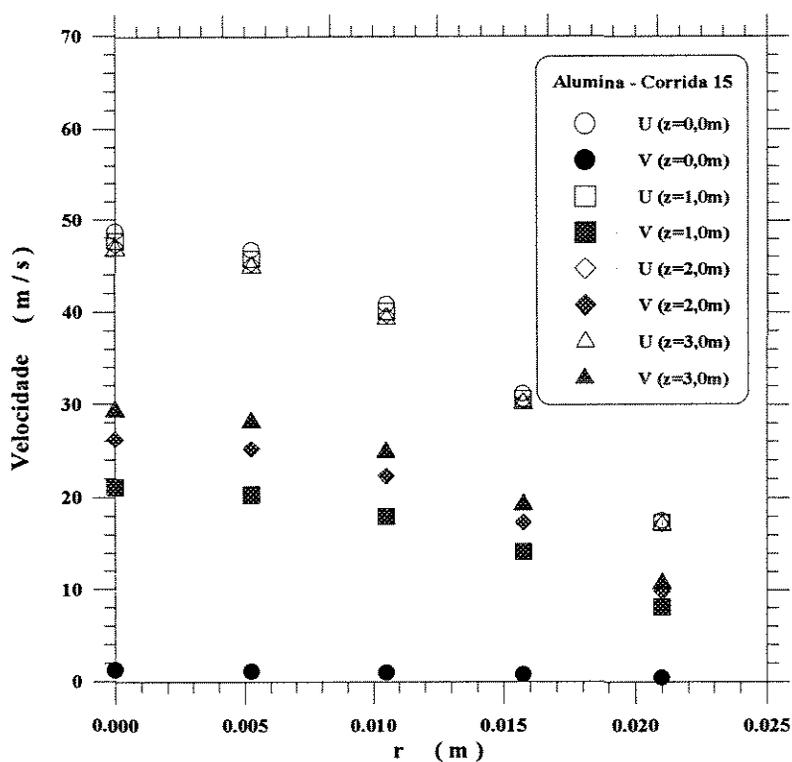


Figura A-2. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a coordenada axial. Alumina - Corrida 15

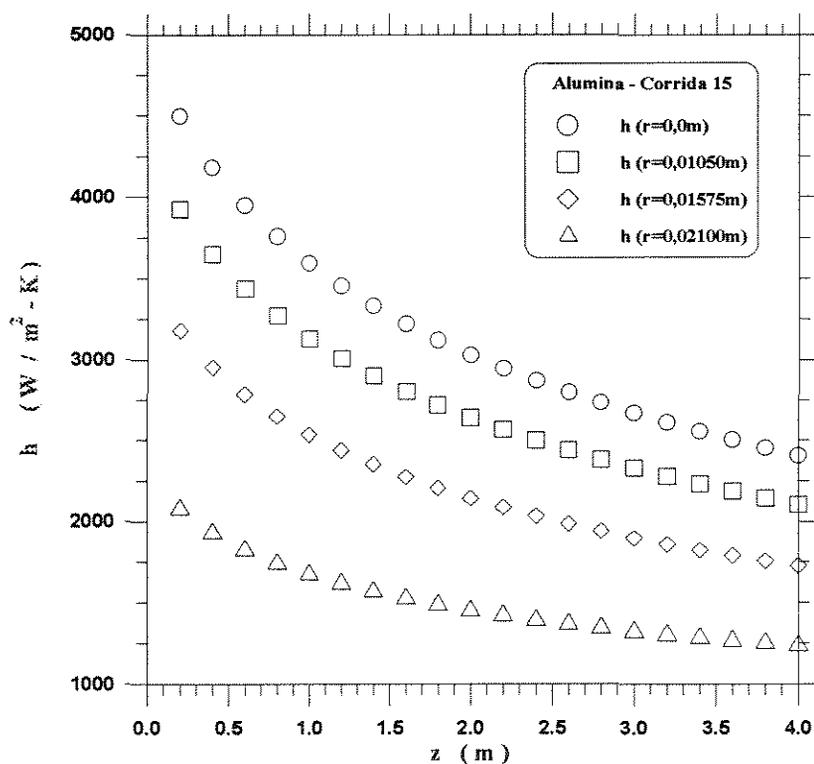


Figura A-3. Coeficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 15

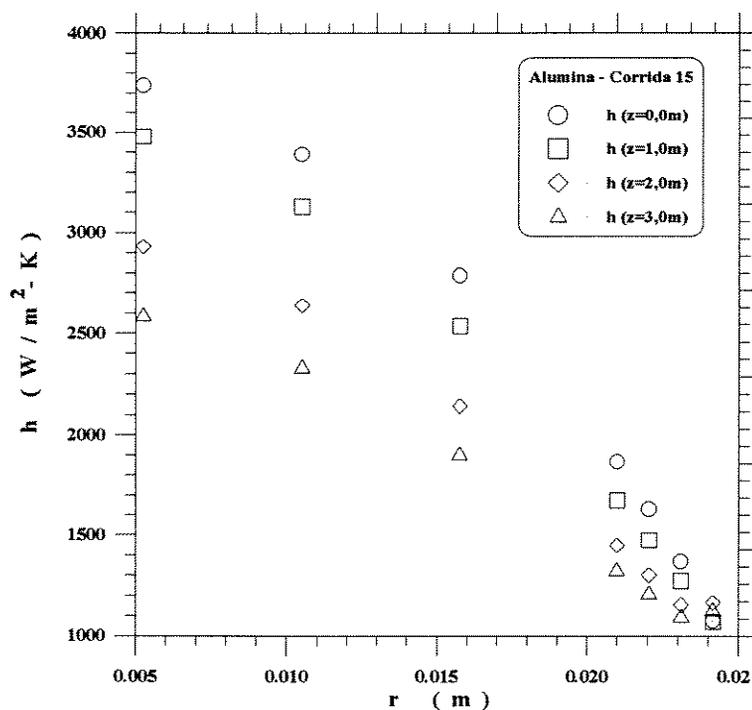


Figura A-4. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina - Corrida 15

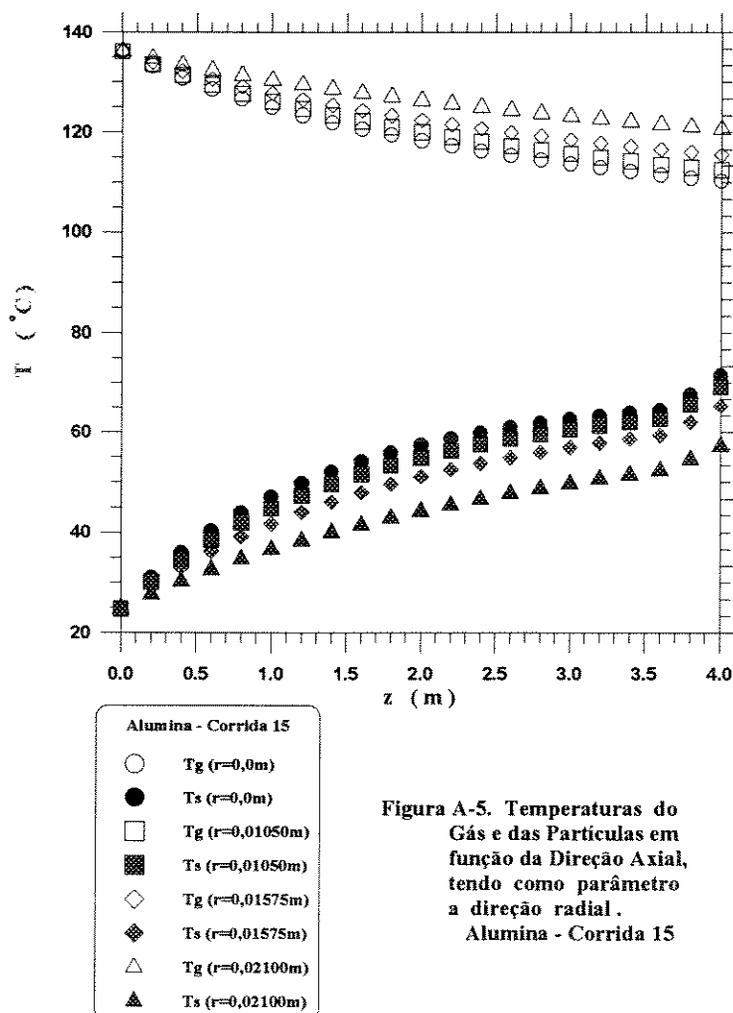


Figura A-5. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a direção radial. Alumina - Corrida 15

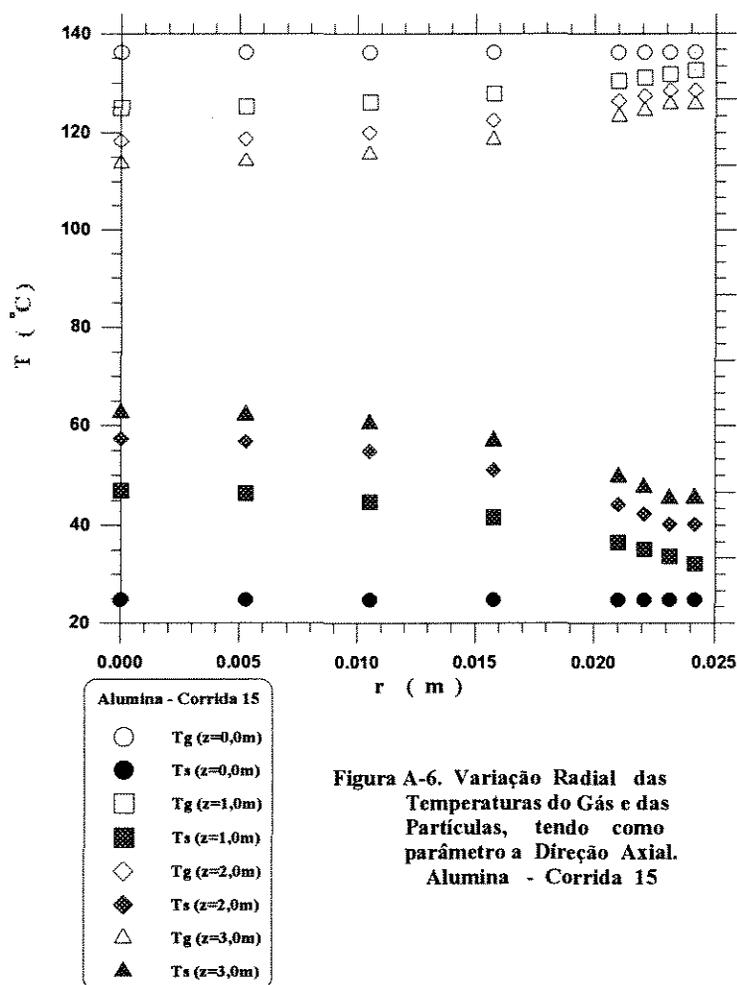


Figura A-6. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina - Corrida 15

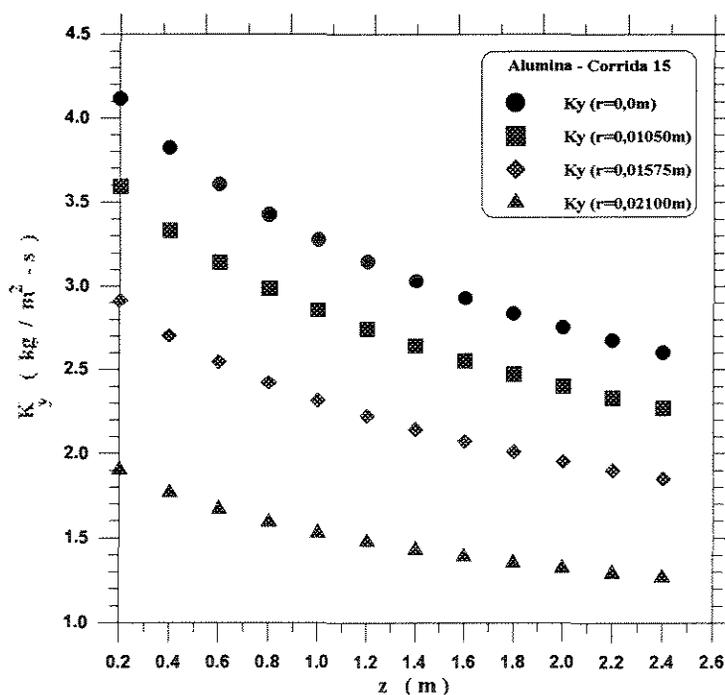


Figura A-7. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro da Direção Radial. Alumina - Corrida 15

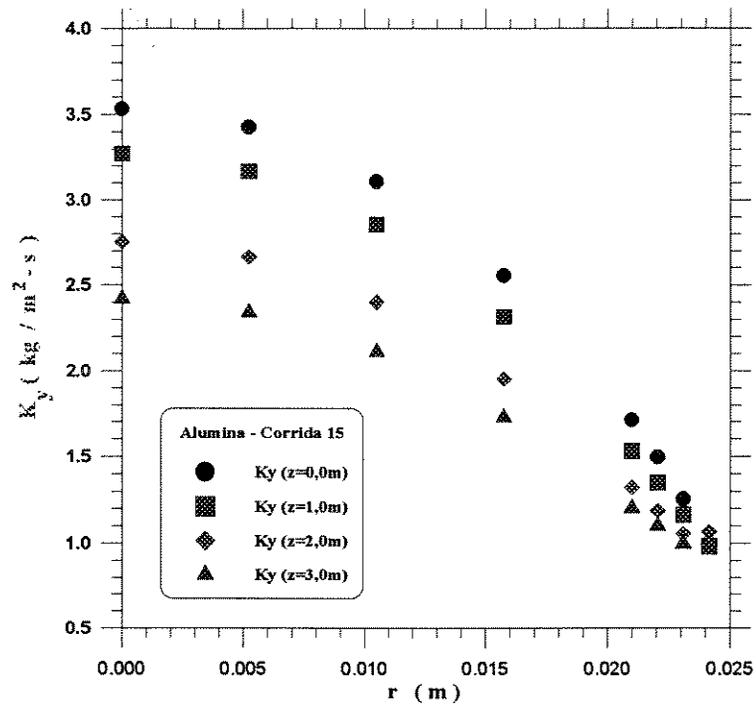


Figura A-8. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Alumina - Corrida 15

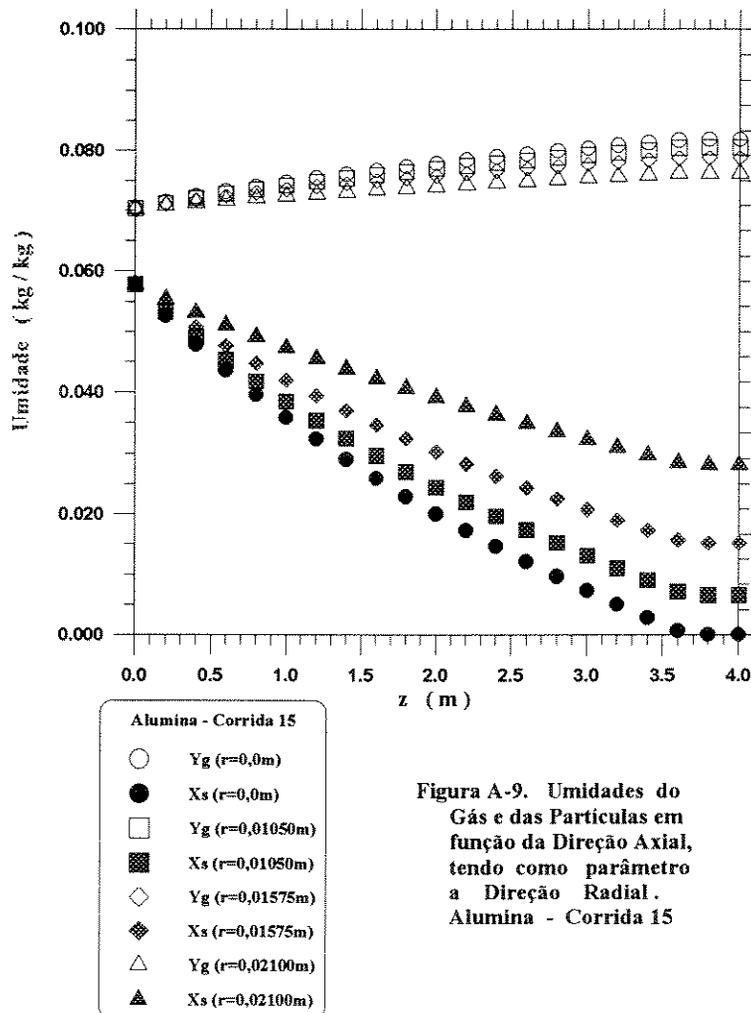


Figura A-9. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Alumina - Corrida 15

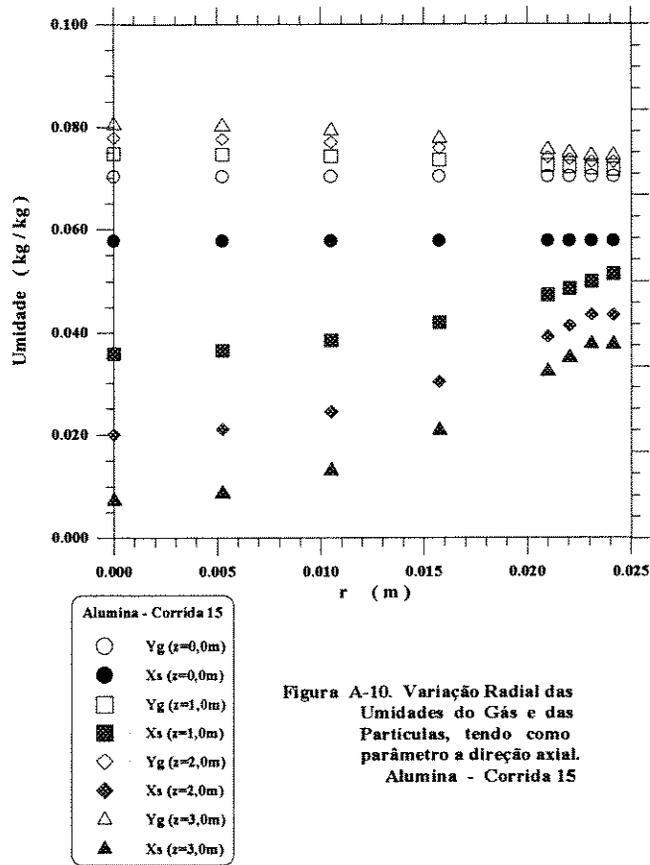


Figura A-10. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a direção axial. Alumina - Corrida 15

A.3. Areia 1 – Corrida 20

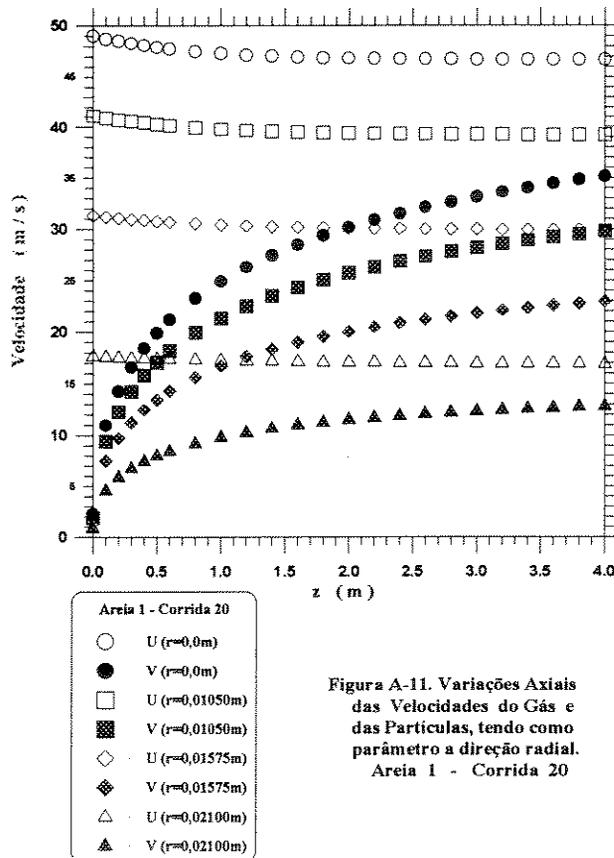


Figura A-11. Variações Axiais das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a direção radial. Areia 1 - Corrida 20

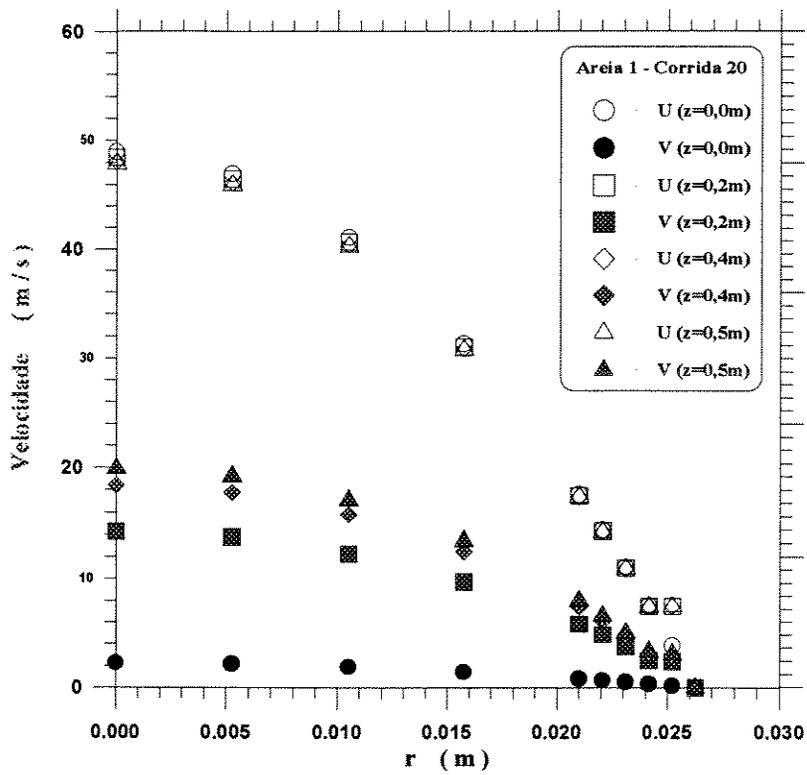


Figura A-12. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial
Areia 1 - Corrida 20

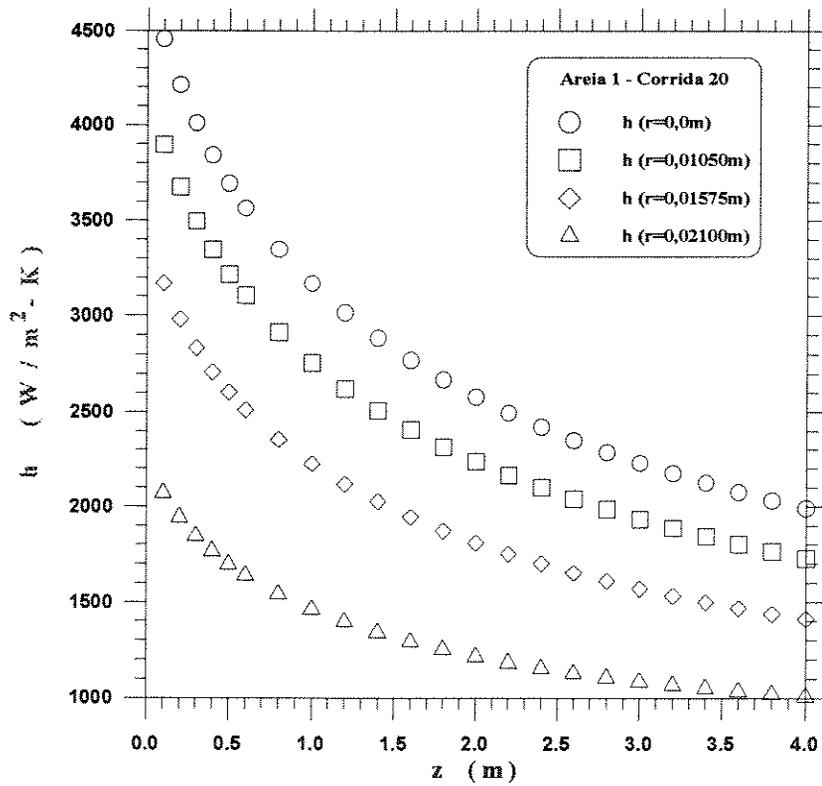


Figura A-13. Coeficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial.
Areia 1 - Corrida 20

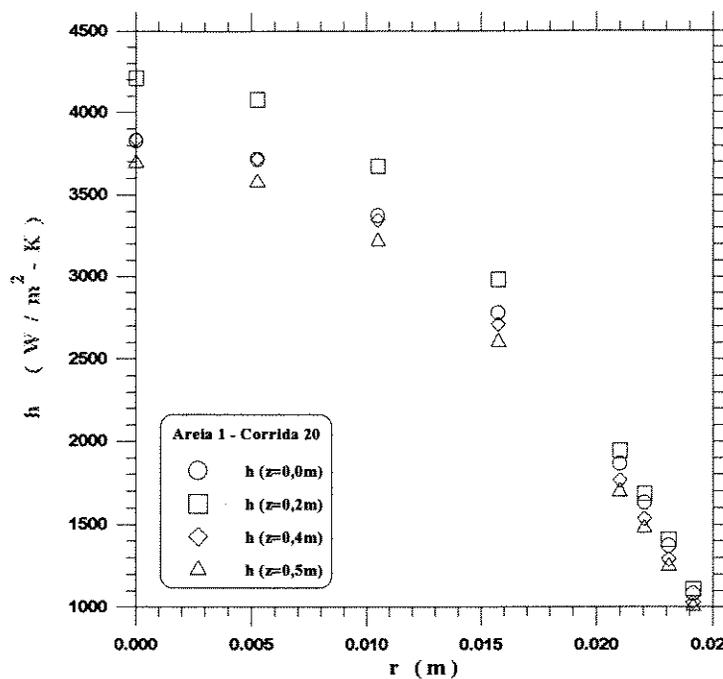


Figura A-14. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial.
Areia 1 - Corrida 20

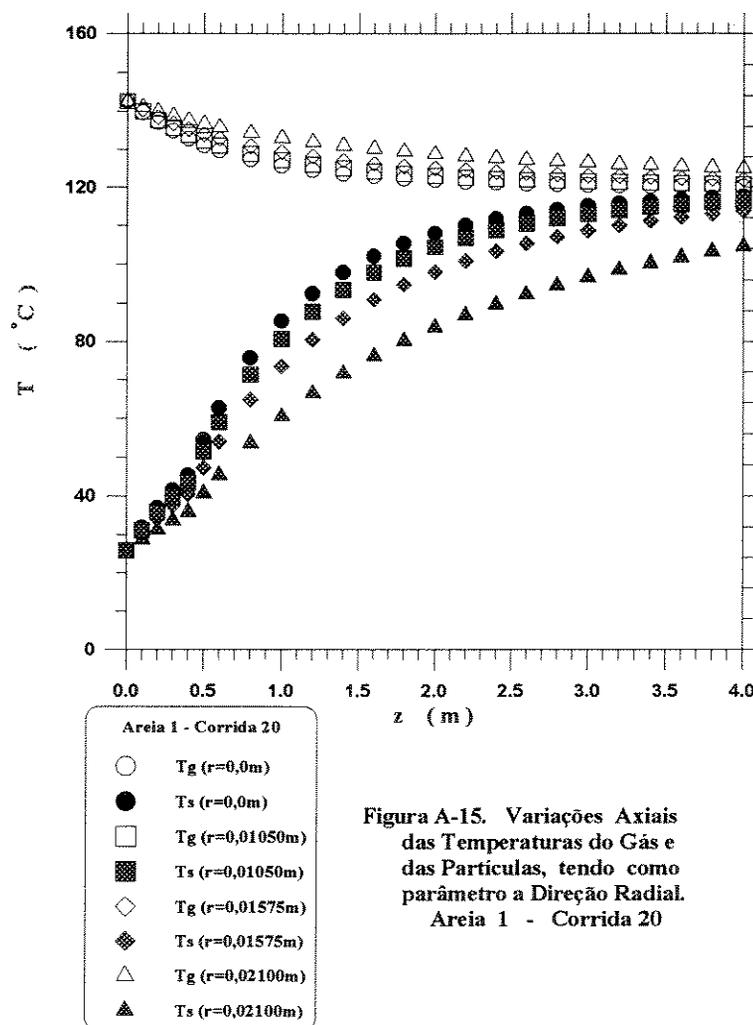


Figura A-15. Variações Axiais das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Radial.
Areia 1 - Corrida 20

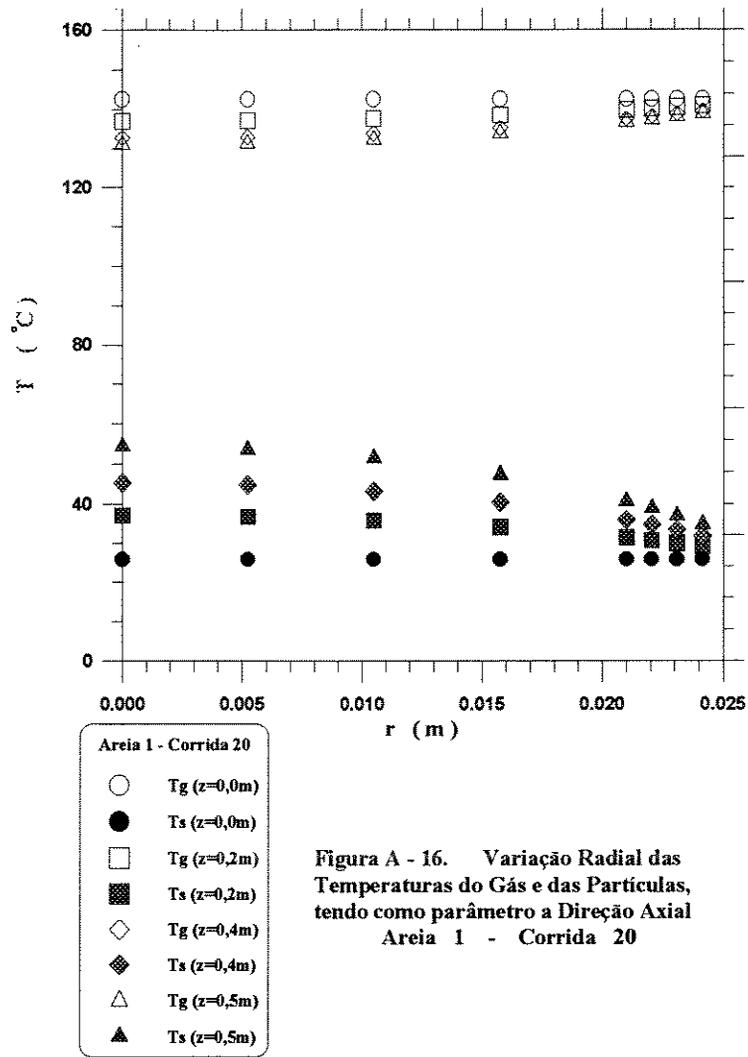


Figura A - 16. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial Area 1 - Corrida 20

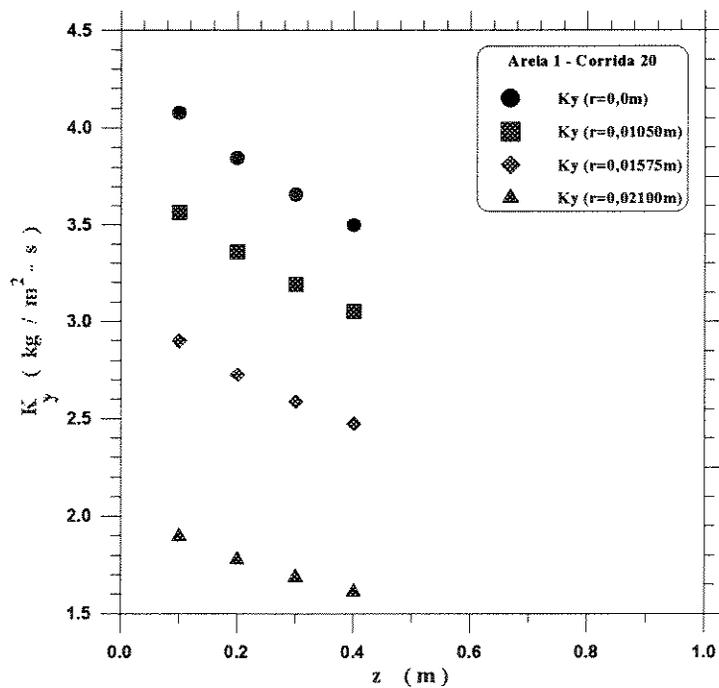


Figura A-17. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Area 1 - Corrida 20

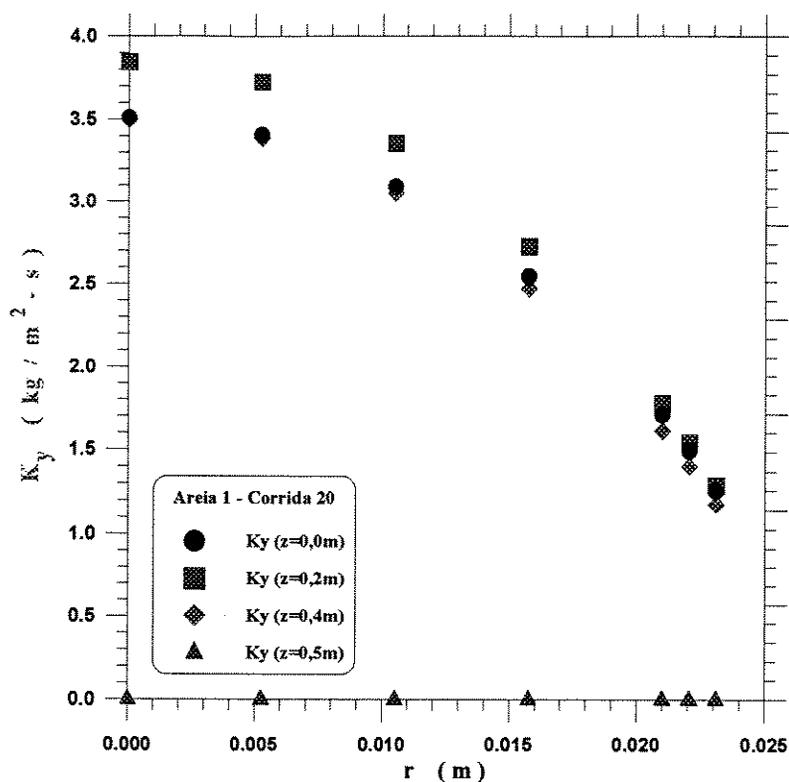


Figura A - 18. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 - Corrida 20

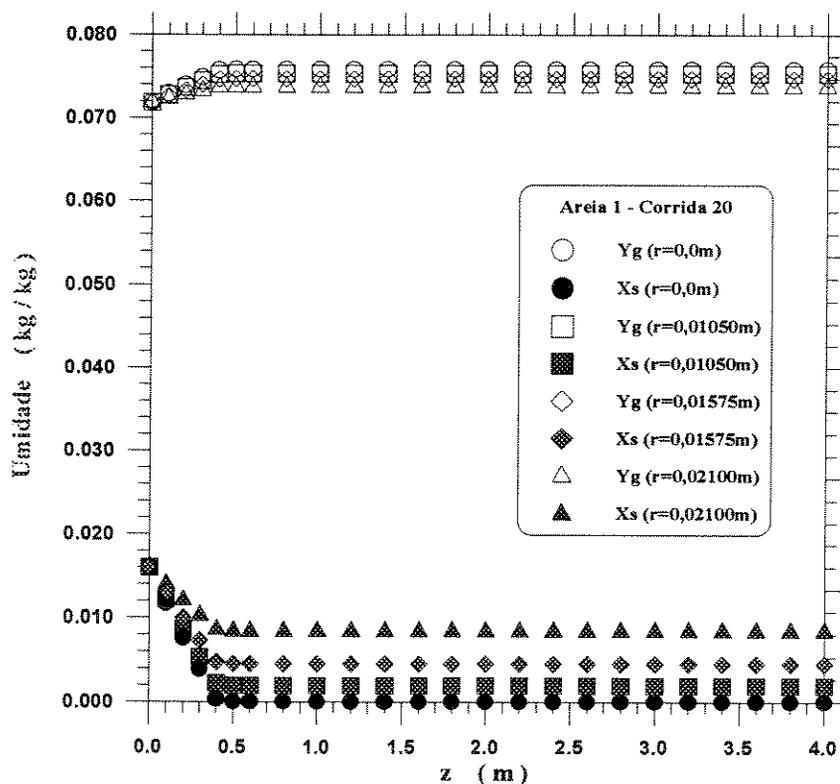


Figura A-19. Variações Axiais das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Radial. Areia 1 - Corrida 20

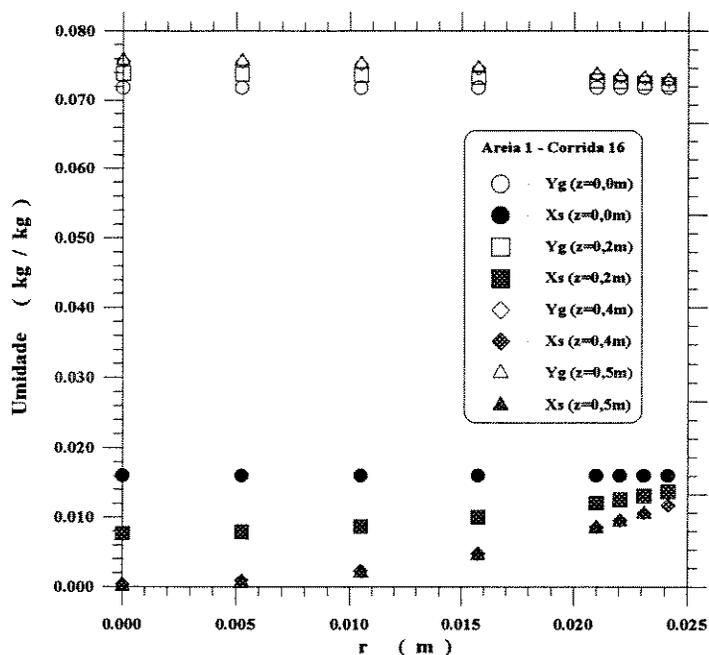


Figura A-20. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Areia 1 - Corrida 20

A.4. Resina Acrílica - Corrida 26

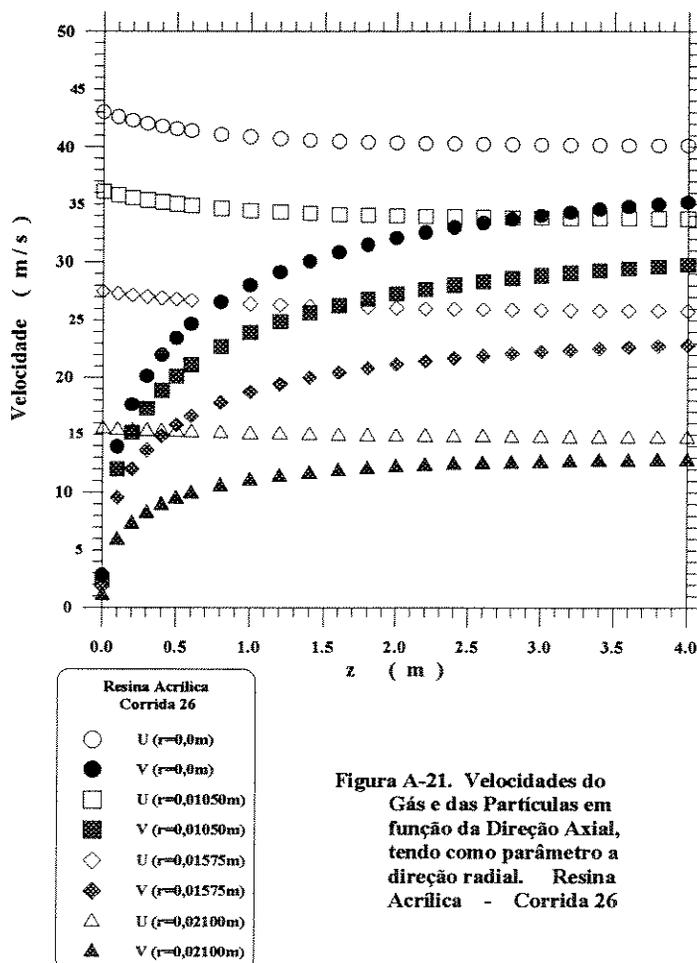


Figura A-21. Velocidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a direção radial. Resina Acrílica - Corrida 26

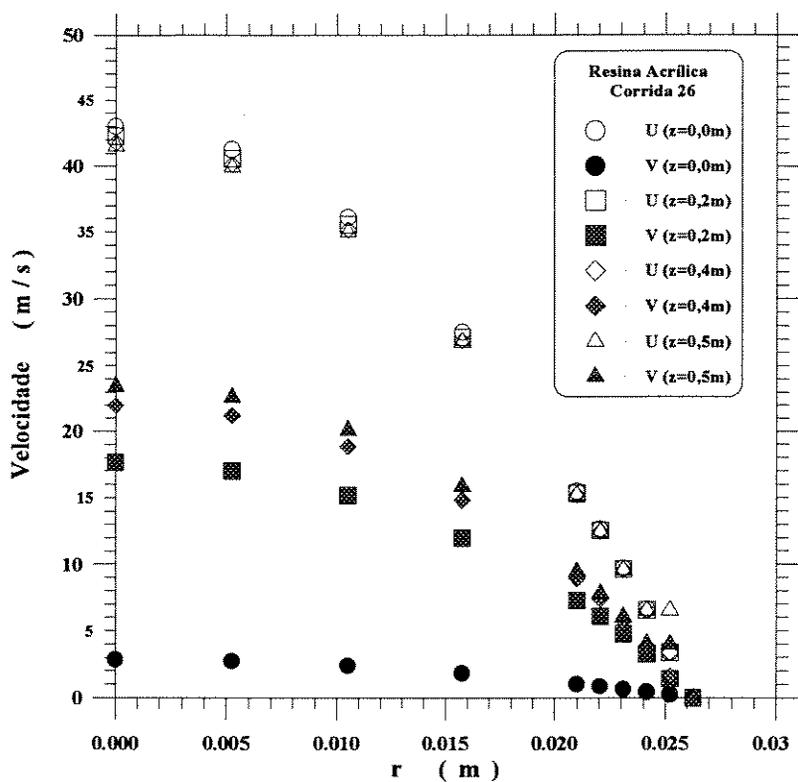


Figura A-22. Variação Radial das Velocidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a coordenada axial. Resina Acrílica - Corrida 26

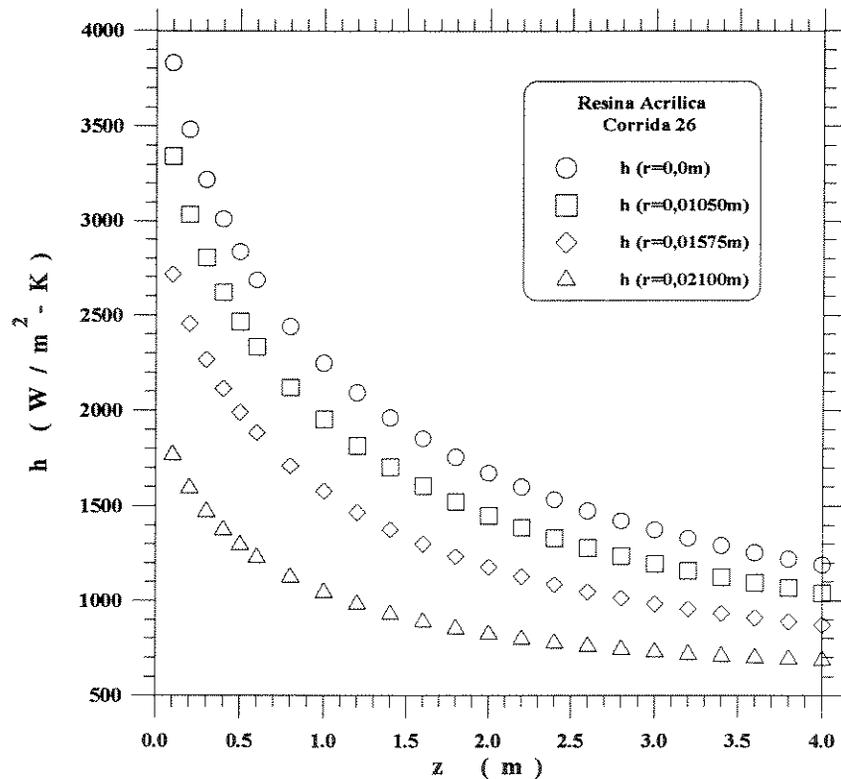


Figura A-23. Coeficiente de Transferência de Calor em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica - Corrida 26

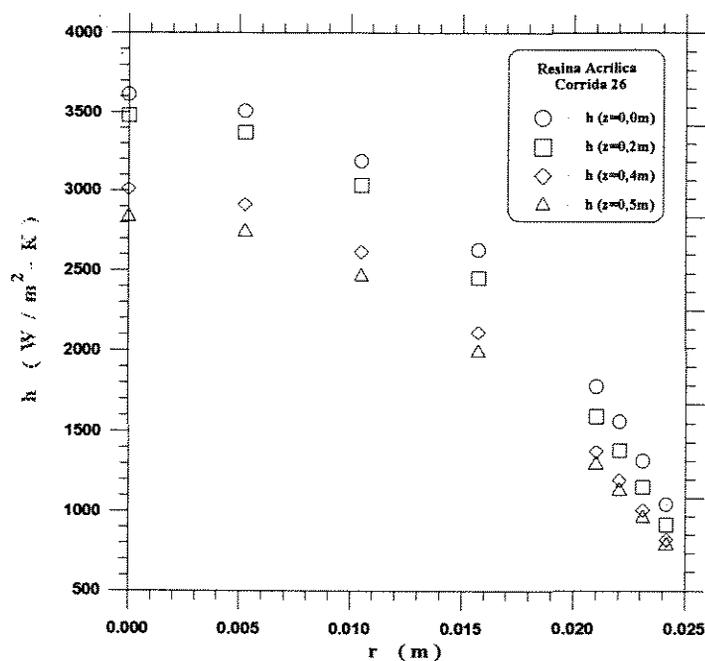


Figura A-24. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Calor, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrílica - Corrida 26

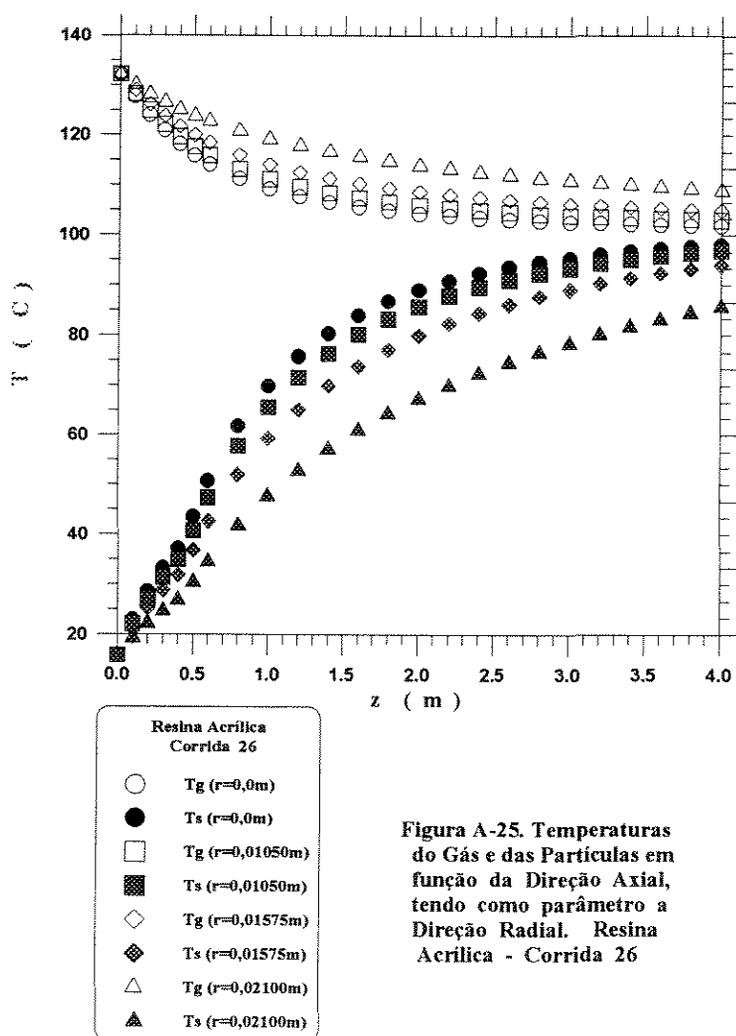


Figura A-25. Temperaturas do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrílica - Corrida 26

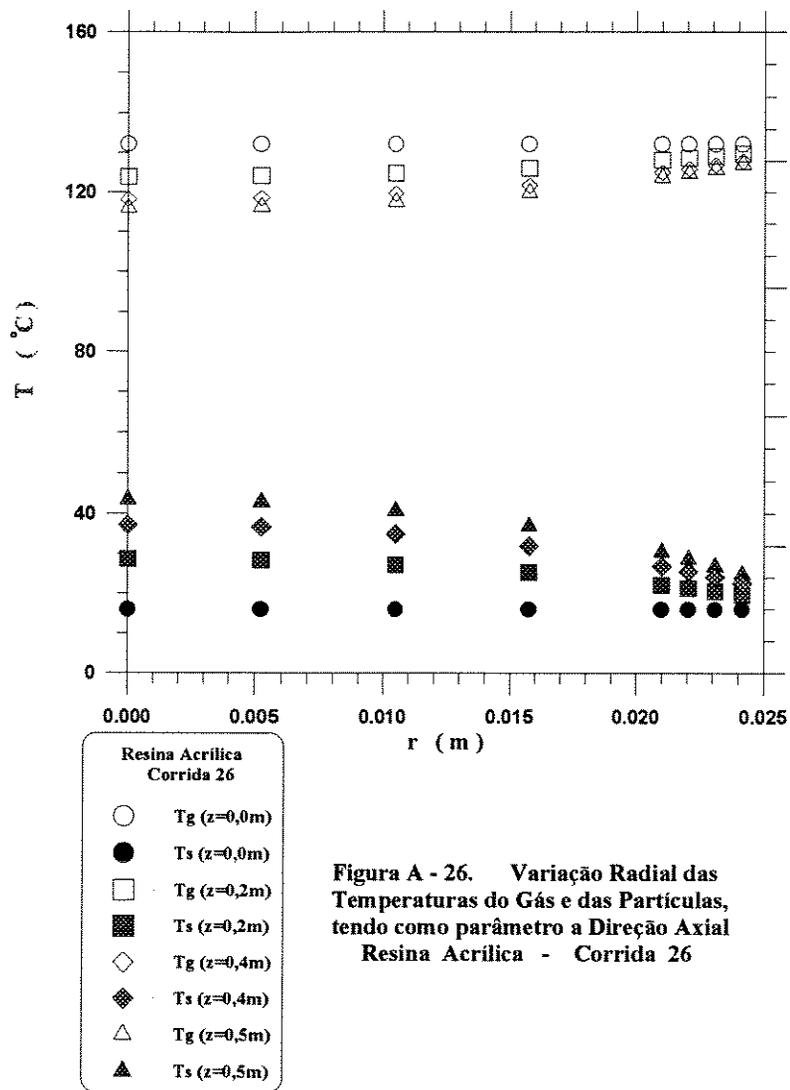


Figura A - 26. Variação Radial das Temperaturas do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial Resina Acrilica - Corrida 26

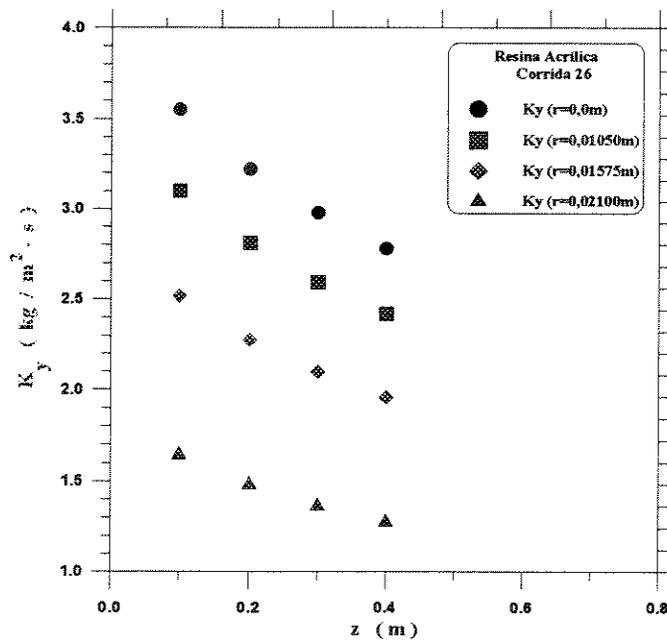


Figura A-27. Coeficiente de Transferência de Massa em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrilica - Corrida 26

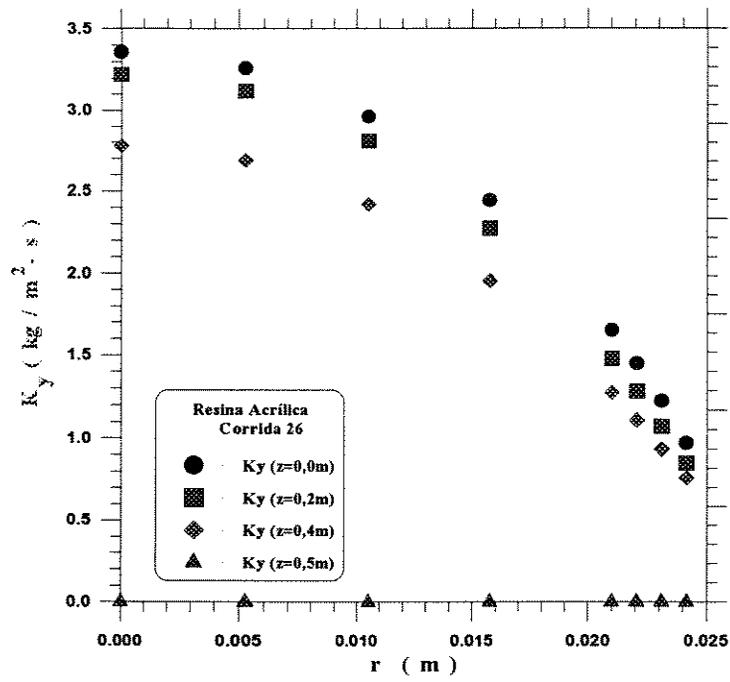


Figura A-28. Variação Radial do Coeficiente de Transferência de Massa, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrilica - Corrida 26

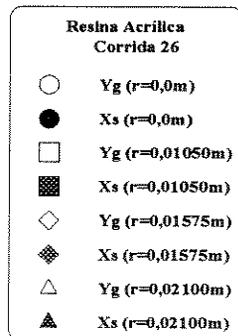
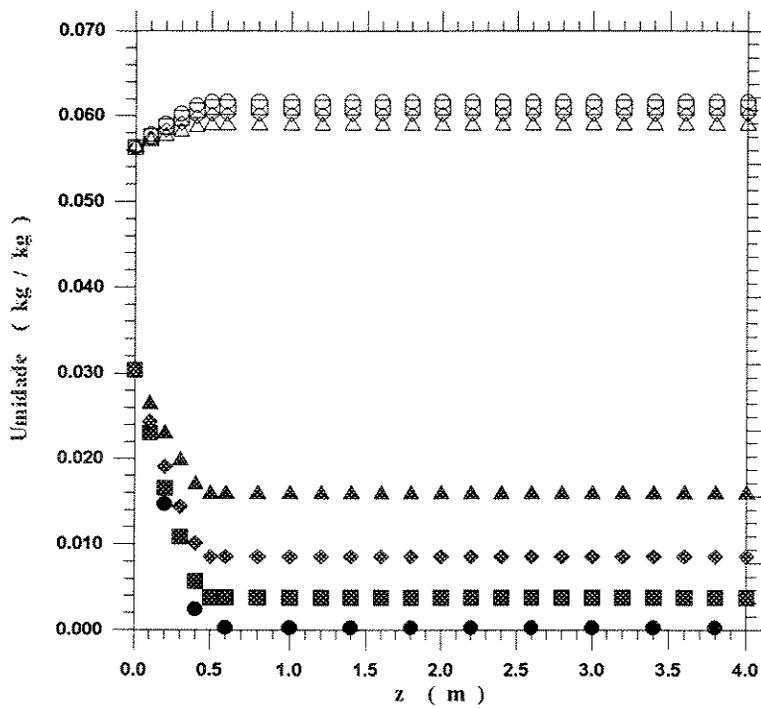


Figura A-29. Umidades do Gás e das Partículas em função da Direção Axial, tendo como parâmetro a Direção Radial. Resina Acrilica - Corrida 26

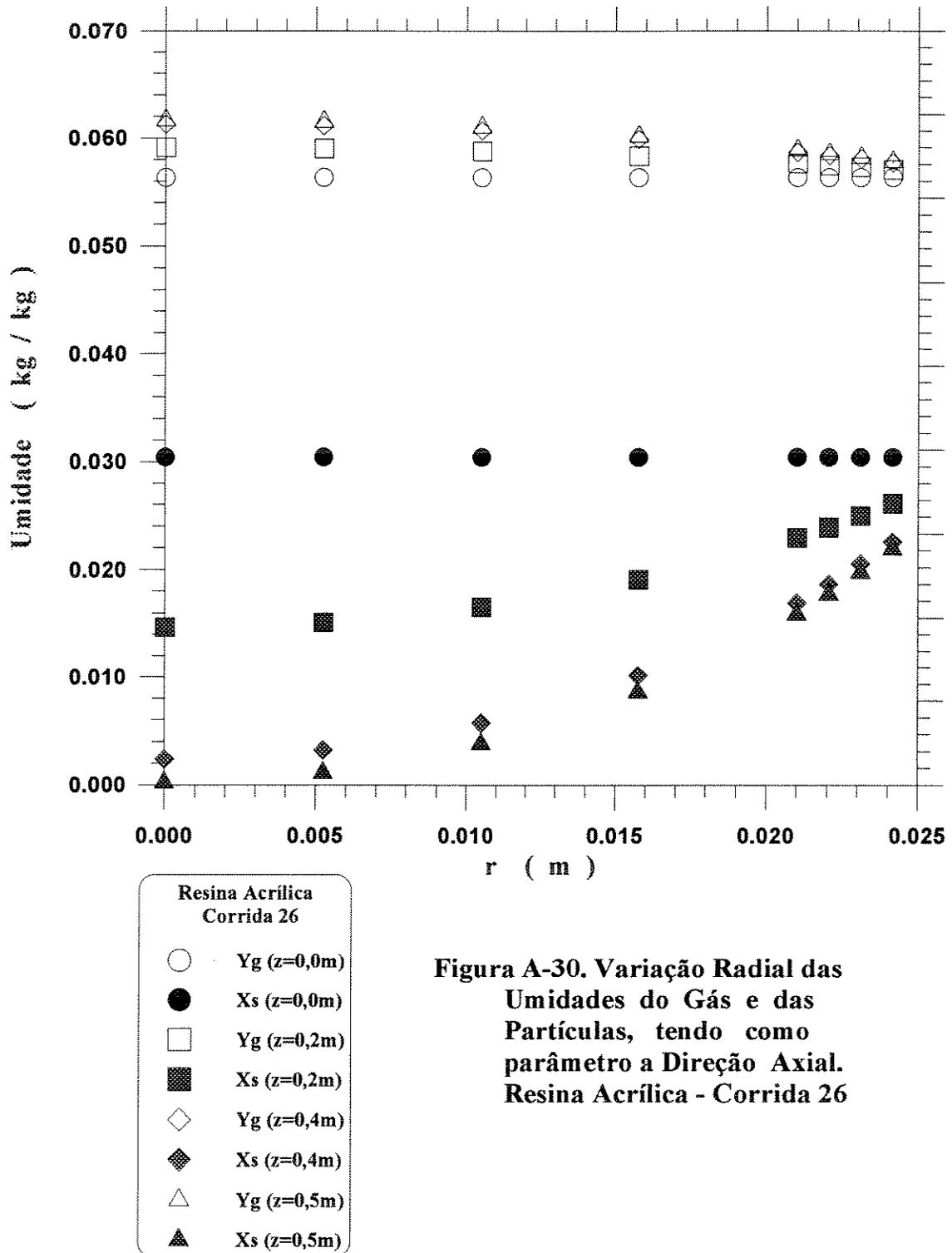


Figura A-30. Variação Radial das Umidades do Gás e das Partículas, tendo como parâmetro a Direção Axial. Resina Acrilica - Corrida 26

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMS, D.S.; MASSALDI, H.A; PRAUSNITZ, J.M.. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 13, p. 259, 1974.

ADEWUMI, M.A.; ARASTOPOUR, H. Pseudo-Two-Dimensional Steady State Two-Phase Model for Gas-Solids Vertical Pneumatic Conveying Systems. Paper presented at the 1985 annual meeting of the American Institute of Chemical Engineers, November 10-15, 1985 in Chicago, IL, USA.

ADEWUMI, M.A.; ARASTOPOUR, H. Two-Dimensional Steady State Hydrodynamic Analysis of Gas-Solids Flow in Vertical Pneumatic Conveying Systems. Powder Technology, vol. 48, p. 67-74, 1986.

ANDRIEU, J.; BRESSAT, R. Experimental and Theoretical Study of a Pneumatic Dryer. Third International Drying Symposium, Birmingham, UK, p. 10-19, 1982.

ARASTOPOUR, H.; GIDASPOW, D. Analysis of IGT Pneumatic Conveying Data and Fast Fluidization Using a Thermodynamic Model. Journal of Powder Technology, vol. 22, p. 77-87, 1979a.

ARASTOPOUR, H.; GIDASPOW, D. Vertical Countercurrent Solids- Gas Flow. Chemical Engineering Science, vol. 34, p. 1063-1066, 1979b.

- ARASTOOPOUR, H.; GIDASPOW, D.** Vertical Pneumatic Conveying Using Four Hydrodynamic Models. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 18, n° 2, p. 123-130, 1979c.
- ARASTOOPOUR, H.; CUTCHIN III, J.H.** Measurement and Analysis of Particle-Particle Interaction in a Cocurrent Flow of Particles in a Dilute Gas-Solid System. Chemical Engineering Science, vol. 40, n° 7, p. 1135-1143, 1985.
- ARASTOOPOUR, H.; LIN, S.C.; WEIL, S.A.** Hydrodynamic Analysis of the Segregation of Particles in a Vertical Gas-Solids Conveying Line. Paper presented at Poster Session of Fluidization 1980, Henniker, New Hampshire, 3-8 August.
- ARASTOOPOUR, H.; LIN, S.C.; WEIL, S.A.** Analysis of Vertical Pneumatic Conveying of Solids Using Multiphase Flow Models. American Institute of Chemical Engineering Journal, vol. 28, n° 3, p. 467-473, 1982.
- ARASTOOPOUR, H.; WANG, C.H.; WEIL, S.A.** Particle-Particle Interaction Force in a Dilute Gas-Solid System. Chemical Engineering Science, vol. 37, n° 9, p. 1379-1386, 1982.
- BANDROWSKI, J.; KACZMARZYK, G.** Gas-to-Particle Heat Transfer in Vertical Pneumatic Conveying of Granular Materials. Chemical Engineering Science, vol. 33, p. 1303, 1978.
- BANERJEE, S.; CHAN, A.M.C.** Separated Flow Models - I, Analysis of the Averaged and Local Instantaneous Formulations. International Journal of Multiphase Flow, vol. 6, n°1, 1980.

- BARROS NETO, B.; SCARMINIO, I.S.; BRUNS, R.E.** Planejamento e Otimização de Experimentos, Campinas, SP: Editora da UNICAMP, Universidade Estadual de Campinas, 1995. 299p. (Série Manuais).
- BIRD, R.B.; STEWART, W.E.; LIGHTFOOT, E.N.** Transport Phenomena., New York: John Wiley & Sons Incorporation, 1960. 780p.
- BOHNET, M.** Transportation of Powder and Bulk Solids, in Proceedings of International Symposium on Powder Technology'81, The Society of Powder Technology, Kyoto, Japan, 1982.
- BOX, G.E.P.; HUNTER, J.H.; HUNTER, W.G.** Statistics for Experimenters – An Introduction to Design, Data Analysis and Model Building, New York: John Wiley & Sons, 1978. 653p.
- BRAUER, H.; MEWES, H.** Chemie Ingenieur Technik, vol. 44, p. 865, 1972.
- BRODKEY, R.S.** The Phenomena of Fluid Motions, Addison-Wesley, 1967.
- CAPEL, C.E.; NAKAMURA, K.** Vertical Pneumatic Conveying: An Experimental Study with Particles in the Intermediate and Turbulent Flow Regimes. The Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 51, p. 31-38, 1973.
- CHAO, B.T.; SOO, S.L.; SHA, W.T.** Some Remarks on Time/Volume Averaged Conservation Equations for Multiphase Flow. Paper presented at Multiphase Thermal Hydraulics Workshop, Argonne National Laboratory, 1984.

- CHILTON, T.H.; COLBURN, A.P.** Mass Transfer (Absorption) Coefficients Prediction from Data on Heat Transfer and Fluid Friction. Industrial and Engineering Chemistry, vol. 26, n° 11, p. 1183-1187, 1934.
- CHUKHANOV, Z.F.** Heat and Mass Transfer between Gas and Granular Material. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 13, p. 1805-1817, 1970.
- CHUKHANOV, Z.F.** Heat and Mass Transfer between Gas and Granular Material - Part III. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 14, p. 337, 1971.
- CROWE, C.T.** Review - Numerical Models for Dilute Gas-Particle Flows. Journal of Fluids Engineering, vol. 104, n°3, p. 297-303, 1982.
- CURTISS, C.F.; HIRSCHFELDER, J.O.** Journal of Chemical Physics, vol. 17, p. 550-555, 1949.
- DEBRAND, S.** Heat Transfer during a Flash Drying Process. Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development, vol. 13, n° 4, p. 396, 1974.
- DING, J.; GIDASPOW, D.** A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow. American Institute of Chemical Engineering Journal, vol. 36, p. 523-538, 1990.
- DITTUS, F.W.; BOELTER, L.M.K.** Publ. Eng., University of California, vol. 2, p. 443, 1930.
- DOIG, I.D.** Ph.D. Thesis. University New South Wales, Australia, 1965.
- EINSTEIN, A.** Ann. Phys., Leipzig, vol. 19, p. 289, 1906.

- FARIA, L.J.G.** Estudo Experimental do Secador Pneumático Vertical. Campinas, São Paulo, 1986. Dissertação (Mestrado) – Departamento de Engenharia Química, FEC, UNICAMP, Universidade Estadual de Campinas.
- GELDART, D.** Types of Gas Fluidization. Powder Technology, vol. 7, p. 285-292, 1973.
- GIDASPOW, D.** A Thermodynamic Theory of Two-Phase Flow with Unequal Phase Velocities. 1976 NATO Advanced Study Institute of Two Phases Flows and Heat Transfer Proceedings, Istanbul, Turkey, August 1976. ASI Proceedings, Istanbul, Turkey.
- GIDASPOW, D.** Hydrodynamics of Fluidization and Heat Transfer: Supercomputer Modeling. Applied Mechanics Reviews, vol. 39, nº 1, p. 1-23, 1986.
- GIDASPOW, D.** Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions. London: Academic Press Incorporation, 1994.
- GIDASPOW, D.; TSUO, Y.P.; DING, J.** Hydrodynamics of Circulating and Bubbling Fluidized Beds. Comunicação pessoal à S.C.S. Rocha, 1990.
- GIDASPOW, D.; TSUO, Y.P.; LUO, K.M.** Computed and Experimental Cluster Formation and Velocity Profiles in Circulating Fluidized Beds. Published in Fluidization VI, Engineering Foundation, International Fluidization Conference, Banff, Alberta, Canada, May 1989.
- IRONS, G.A.; CHANG, J.S.** Dispersed Powder Flow Through Vertical Pipes. Powder Technology, vol. 34, p. 233-242, 1983.

- ISHII, M.** Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow. Paris, Eyrolles, 1975.
- JENKINS, J.T.; SAVAGE, S.B.** A Theory for the Rapid Flow of Identical, Smooth, Nearly Elastic, Spherical Particles. J. Fluid Mech, vol. 130, p. 187-202, 1983.
- KLINZING, G.** Gas-Solid Transport. New York: McGraw-Hill Book Company, 1981.
- KNOWLTON, T.M.** Solids Transport: State-of-the-Art and Research Needs. Paper presented at NSF Workshop on Fluidization and Fluid Particles Systems - Research Needs and Priorities, RPI, NY, October 1979.
- KNOWLTON, T.M.; BACHOVCHIN, D.M.** The Determination of Gas-Solid Pressure Drop and Choking Velocity as a Function of Gas Density in a Vertical Pneumatic Conveying Line. In Fluidization Technology (D. Keairns), Washington: Hemisphere Publishing Corp., 1976. Vol. 2, p. 253.
- KONNO, H.; SAITO, S.** Pneumatic Conveying of Solids through Straight Pipes. Journal of Chemical Engineering of Japan, vol. 2, n° 2, p. 211-217, 1969.
- KRAMERS, H.** Heat Transfer from Spheres to Flowing Media. Physica, vol. 12 (2-3), p. 61, 1946.
- LEE, S.L.; DURST, F.** On the Motion of Particles in Turbulent Duct Flows. International Journal of Multiphase Flow, vol. 8, n° 2, p. 125-146, 1982.
- LEUNG, L.S.** The Ups and Downs of Gas-Solids Flow: A Review. In Fluidization, New York: Plenum Press, 1980.

- LIN, S.C.** Hydrodynamic Analysis of Vertical Solids Transport Using Multiphase Flow Models. M.S. Thesis, Illinois Institute of Technology, Chicago, 1980.
- LUIKOV, A.V.** Heat and Mass Transfer in Capillary – Porous bodies. Pergamon Press, 1966.
- MASTERS, K.** Spray Drying. Second Edition, John Wiley & Sons, 1972.
- MICHAELIDES, E.E.** A Model for the Flow of Solid Particles in Gases. International Journal of Multiphase Flow, vol. 10, n° 1, p. 61-77, 1984.
- MORIKAWA, Y.** Review of Japanese Research Activities on Pneumatic Conveying. In Proceedings of International Symposium on Powder Technology'81, The Society of Powder Technology, Kyoto, Japan, 1982.
- MUJUMDAR, A.S.** Drying of Granular Materials. Lecture Notes. Department of Chemical Engineering, Mac Gill University, Montreal, 1981.
- NAKAMURA, K.; CAPES, C.E.** Vertical Pneumatic Conveying: A Theoretical Study of Uniform and Annular Particle Flow Models. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1973, vol. 51, p. 39-46.
- NAKAMURA, K.; CAPES, C.E.** Vertical Pneumatic Conveying of Binary Particle Mixtures. Fluidization Technology, vol. 2, p. 159-184. D. Keairns. Hemisphere Publishing Corp., Washington, 1976.
- NEBRA, S.A.** Secagem Pneumática de Bagaço de Cana. Campinas, São Paulo, 1985. Tese (Doutorado) – Departamento de Engenharia Mecânica, FEC, UNICAMP, Universidade Estadual de Campinas.

OZBELGE, T.A. An Algorithm for Hydrodynamics of Turbulent Upward Flowing Dilute Gas-Solids Suspension. International Journal of Multiphase Flow, vol. 9, n° 4, p. 437-446, 1983.

PERRY, R.H.; CHILTON, C.H. Chemical Engineers' Handbook. Fifth Edition, New York: McGraw-Hill Incorporation, 1973.

REDDY, K.V.S. Ph.D. Thesis. University of Waterloo, 1967.

REID, R.C.; PRAUSNITZ, J.M.; POLING, B.E. The Properties of Gases and Liquids. Fourth Edition, New York: McGraw-Hill Book Company, 1987.

RICHARDSON, J.F.; ZAKI, W.N. Sedimentation and Fluidization: Part I. Transactions of Institution of Chemical Engineers, vol. 32, p. 35, 1954.

RIETEMA, K.; VAN DER AKKER, H.E.A. On the Momentum Equations in Dispersed Two-Phase Systems. International Journal of Multiphase Flow, vol. 9, n° 1, p. 21-36, 1983.

ROCHA, S.C.S. Contribuição ao Estudo da Secagem Pneumática Vertical: Simulação e Influência do Coeficiente de Transferência de Calor Gás-Partícula. São Paulo, São Paulo, 1988. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de São Paulo.

ROWE, P.N.; HENWOOD, G.A. Drag Force in a Hydraulic Model of a Fluidized Bed. Transactions of Institution of Chemical Engineers, vol. 39, p. 43, 1961.

SANTANA, C.C.; TORREZAN, L.M.B. Gas-Solid Overall Convective Heat Transfer Coefficient in Pneumatic Conveying: The Role of the Particle

Concentration. Latin American Applied Research, vol. 19, p. 147-154, 1989.

SAVAGE, S.B. Mechanics of Granular Materials and Constitutive Relations. Edited by J.T. Jemkins and M. Satake, Elsevier Science, Pub. B.B. Amsterdam, 1983a.

SAVAGE, S.B. Granular Flows at High Shear Rates. In Theory of Dispersed Multiphase Flow, edited by R.E. Meyer, Academic Press, p. 339-358, 1983b.

SAVAGE, S.B. Streaming Motions in a Bed of Vibrationally Fluidized Dry Granular Material. J. Fluid Mech. 1, vol. 194, p. 457-478, 1988.

SCHMIDT, E.; BECKMAN, W. Tech. Mech. U. Thermodynamik, vol. 1, p. 341, 1930.

SHIH, Y.T.; ARASTOPOUR, H.; WEIL, S.A. Hydrodynamic Analysis of Horizontal Solids Transport. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 21, n° 1, p. 37-43, 1982.

SOO, S.L. Fully Developed Turbulent Pipe Flow of a Gas-Solid Suspension. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 1, n° 1, p. 33-37, 1962.

SOO, S.L. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, vol. 4, p. 426, 1965.

SOO, S.L. Fluid Dynamics of Multiphase Systems. Waltham, MA: Blaidell Publishing Corporation, 1967.

SOO, S.L. Applied Scientific Research, vol. 21, p. 68, 1969.

- SOO, S.L.** On the Nature of Equations of Multiphase - Multidomain Mechanics. Paper presented at the Second Multiphase Flow and Heat Transfer Symposium - Workshop, Miami, April 1979.
- SOO, S.L.** Particulate and Continuum: Multiphase Fluid Dynamics. Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- TELLES, A.S.** Fenômenos de Dispersão em Meios Porosos. Anais do II ENEMP, Encontro sobre Escoamento em Meios Porosos, vol. 1, Rio Claro, São Paulo, 1974.
- TOFIK, C.S.** Utilização da Equação de Clausius-Clapeyron na Correlação e Predição de Propriedades Termodinâmicas. Campinas, São Paulo, 1984. Tese (Mestrado) – Departamento de Engenharia Química, FEC, UNICAMP, Universidade Estadual de Campinas.
- VARGAFTIK, N.B.** Tables on the Thermophysical Properties of Liquids and Gases. Second Edition, John Wiley & Sons Incorporation, 1975.
- WALLIS, G.B.** One Dimensional Two Phase Flow. New York: McGraw-Hill Book Company, 1967.
- WATSON, K.M.** Industrial and Engineering Chemistry, vol. 35, p. 398, 1943.
- WELTY, J.R.; WICKS, C.E.; WILSON, R.E.** Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer. Third Edition, John Wiley & Sons Incorporation, 1984.
- WEN, C.Y.; GALLI, S.** In Fluidization (J.F. Davidson and D. Harrison). New York, USA: Academic Press, 1971.

WEXLER, A.; GREENSPAN, L. Vapor Pressure Equation for Water in the Range 0 to 100°C. NBS Journal of Research, 75A(3), p. 213, 1971.

WILKE, C.R. (1950). Journal of Chemical Physics, vol. 18, p. 517-519, 1950.

YANG, W.C. Journal of Powder and Bulk Solids Technology, 1977.

YOSHIDA, H.; MASUDA, H. Model Simulaton of Particle Motion in Turbulent Gas-Solid Pipe Flow. Powder Technology, vol. 26, p. 217-220, 1980.

BIBLIOGRAFIA

CEGALLA, D.P. MiniGramática da Língua Portuguesa, Companhia Editora Nacional, São Paulo, 1990, 496p.

FERREIRA, A.B.H. Novo Dicionário da Língua Portuguesa, Editora Nova Fronteira, 2^a Edição, Rio de Janeiro, 1986, 1838p.

KURY, A.G. Para Falar e Escrever Melhor o Português, Editora Nova Fronteira, 2^a Edição, Rio de Janeiro, 1989, 275p.

SILVA, M.A. Estudo da Secagem em Ciclone. Campinas, São Paulo, 1991. Tese (Doutorado) – Departamento de Energia, FEM, UNICAMP, Universidade Estadual de Campinas.

da SILVA, M.G.C. Dinâmica do Transporte Pneumático Vertical de Partículas. Campinas, São Paulo, 1984. Dissertação (Mestrado) – Departamento de Engenharia Química, FEC, UNICAMP, Universidade Estadual de Campinas.