

UNESP
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

Guaratinguetá
1993



**COMPORTAMENTO DE PARTÍCULAS
EM ESCOAMENTO OSCILATÓRIO**

TESE DE LIVRE DOCÊNCIA

000292



JOÃO ANDRADE DE CARVALHO JUNIOR

292

Apresentada à Faculdade de Engenharia de
Guaratinguetá da Universidade Estadual Paulista
como parte dos requisitos do Concurso Público
para o Título de Professor Livre Docente do
Departamento de Energia.

T662.61 (043)
C331c

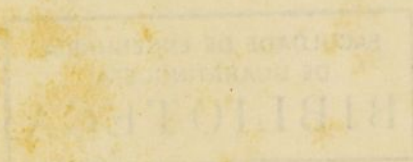
1993



1110000292



000328



À minha esposa, Marta, e aos meus filhos,
Leonardo, Daniel e Felipe.



AGRADECIMENTOS

Ao Sr. Fábio Gavião Avelino de Mello, pelo auxílio no uso da estação de trabalho SUN SPARC2.

Ao Sr. Marco Aurélio Ferreira e ao Prof. Dr. Mardson Queiroz, pelas sugestões e discussões sobre o trabalho da tese.

Ao Prof. Dr. Paulo Magalhães Filho por todo apoio oferecido.



ÍNDICE

	Pág.
AGRADECIMENTOS	iii
LISTA DE FIGURAS	vi
LISTA DE TABELAS	ix
NOMENCLATURA	x
RESUMO	xiii
ABSTRACT	xiv
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Histórico	1
1.2. Interação entre partícula e escoamento	5
1.3. Objetivos	9
2. INTERAÇÃO ENTRE PARTÍCULA E ESCOAMENTO	10
2.1. Dinâmica da partícula	10
2.2. Partícula em evaporação	15
2.3. Resolução das equações	16
3. ACÚSTICA DE COMBUSTORES TUBULARES	18
3.1. A equação da onda	18
3.2. Equacionamento para tubos com fonte de calor	19
3.3. Condições de contorno	21
3.4. Solução	22
3.5. Tubos de meia onda e de quarto de onda	23
3.6. Soluções para a frequência, velocidade e pressão acústicas	24
3.7. Considerações adicionais	25



	Pág.
4. ANÁLISE	30
4.1. Partículas sólidas	30
4.2. Efeito da variação de temperatura	40
4.3. Partículas líquidas	45
5. CONCLUSÃO	59
APÊNDICE 1. Programa para resolução das equações	61
APÊNDICE 2. Dados experimentais de combustor tipo Rijke	65
APÊNDICE 3. Distribuição granulométrica de material elutriado	67
REFERÊNCIAS	69



LISTA DE FIGURAS

Pág.

Figura 1 - Esquema de um tubo de Rijke com a respectiva estrutura de onda acústica do modo fundamental.

2

Figura 2 - Sistema massa/mola com amortecimento, com incremento de energia durante o movimento descendente.

3

Figura 3 - Esquema de um tubo de Schmidt [12].

6

Figura 4 - Esquema de um combustor do tipo Rijke [26].

7

Figura 5 - Esquema das forças e velocidades que atuam em uma partícula imersa em um escoamento; caso bidimensional.

11

Figura 6 - Tubo com fonte de calor.

20

Figura 7 - Variação da velocidade média do gás na zona quente com a taxa de alimentação de carvão para o combustor da referência [18]; a) 0 % excesso de ar; b) 13 % excesso de ar.

27

Figura 8 - Variação da relação entre a amplitude de velocidade e a velocidade média do gás na seção média com a taxa de alimentação de carvão para o combustor da referência [18]; a) 0 % excesso de ar; b) 13 % excesso de ar.

28

Figura 9 - Posição de partículas de cinzas de carvão como função do tempo; a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

31



Figura 10 - Velocidade de partícula de cinza de 200 μm como função do tempo (1^o. a 5^o. períodos); a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

33

Figura 11 - Velocidade de partícula de cinza de 200 μm como função do tempo (11^o. e 12^o. períodos); a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

34

Figura 12 - Velocidade de partícula de cinza de 200 μm como função do tempo (78^o. e 79^o. períodos); a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

35

Figura 13 - Fase entre a velocidade da partícula e a velocidade acústica do escoamento como função do diâmetro da partícula, para cinzas de carvão.

37

Figura 14 - Posição de partículas de material elutriado como função do tempo; a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

38

Figura 15 - Tempos de residência para partículas de material elutriado como função do diâmetro da partícula; a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

39

Figura 16 - Tempos de residência de partículas tipo material elutriado como função do comprimento do tubo.

41



Figura 17 - Posição de partículas de material elutriado como função do tempo em escoamento oscilatório; a) zona quente com temperatura média variável, b) zona quente com temperatura média constante.	43
Figura 18 - Velocidades de partículas de material elutriado como função do tempo (101 ^o . a 106 ^o . períodos); a) zona quente com temperatura média variável, b) zona quente com temperatura média constante.	44
Figura 19 - Variação do diâmetro de corte com a massa específica da partícula.	46
Figura 20 - Posição de término de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial nula, b) velocidade inicial = 1 m/s.	48
Figura 21 - Tempo de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial nula, b) velocidade inicial = 1 m/s.	50
Figura 22 - Posição de término de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial = 7 m/s, b) velocidade inicial = 10 m/s.	51
Figura 23 - Tempo de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial = 7 m/s; b) velocidade inicial = 10 m/s.	52
Figura 24 - Variação da velocidade da partícula com o tempo ($D_0 = 100 \mu\text{m}$).	54
Figura 25 - Variação da taxa de geração de calor com o tempo ($D_0 = 100 \mu\text{m}$).	55
Figura 26 - Variação da velocidade da partícula com o tempo ($D_0 = 200 \mu\text{m}$).	56
Figura 27 - Variação da taxa de geração de calor com o tempo ($D_0 = 200 \mu\text{m}$).	57



LISTA DE TABELAS

Pág.

Tabela 1 - Posição de término de queima e integral de Rayleigh para gotas de 100 μm e na vizinhança inferior.

58

Tabela 2 - Posição de término de queima e integral de Rayleigh para gotas de 200 μm e na vizinhança inferior.

58

Tabela 3 - Parâmetros médios de operação estequiométrica do combustor do tipo Rijke da referência [18].

65

Tabela 4 - Parâmetros médios de operação com 13 % de excesso de ar do combustor do tipo Rijke da referência [18].

66

Tabela 5 - Composição granulométrica média de material elutriado de combustor tipo Rijke operando com carvão vegetal [26]; (a): $d_p > 2,0 \text{ mm}$; (b): $2,0 \text{ mm} > d_p > 1,0 \text{ mm}$; (c): $1,0 \text{ mm} > d_p > 0,59 \text{ mm}$; (d): $0,59 \text{ mm} > d_p > 0,35 \text{ mm}$; (e): $d_p < 0,35 \text{ mm}$.

67

Tabela 6 - Composição granulométrica média de material elutriado de combustor tipo Rijke operando com turfa peletizada [45].

68



NOMENCLATURA

- a: uma constante, definida pela equação (2) (cal/m);
- a_A : aceleração causada pelo arrasto (m/s);
- a_p : aceleração causada pelo peso (m/s);
- A: uma constante, definida pelas equações (42) e (43) (m/s);
área da seção reta do tubo (m);
- $\bar{A}$: arrasto da partícula (N);
- B: número de transferência, definido pela equação (9) (adimensional);
uma constante, definida pelas equações (42) e (43) (m/s^{1/2});
- c: velocidade do som (m/s);
- C: uma constante, definida pelas equações (42) e (43) (m/s^{1/2});
- C_A : coeficiente de arrasto (adimensional);
- $\bar{C}_A$: coeficiente de arrasto de partícula em evaporação (adimensional);
- C_g : calor específico do gás (cal/g K);
- C_p : calor específico da partícula líquida (cal/g K);
- D: diâmetro da partícula (m);
uma constante, definida pelas equações (42) e (43) (m/s^{1/2});
- D_0 : diâmetro inicial da partícula líquida (m);
- D_{12} : coeficiente de difusão (m/s);
- E: uma constante, igual a BC (m²/s);
- f: frequência (Hz);
- f_1 : frequência do modo fundamental (Hz);
- f_e : coeficiente adimensional tal que a reação estequiométrica entre combustível e oxidante possa ser escrita como f_e gramas de F + 1 grama de O $\longrightarrow$ (1 + f_e) gramas de P, onde F: combustível; O: oxidante; P: produtos;
- g: aceleração da gravidade (m/s²);
- k: condutividade térmica do gás (cal/m K);
número de onda (m⁻¹)
- K: uma constante, definida pela equação (2) (cal/s);
- L: comprimento de tubo (m);
calor latente de vaporização da partícula líquida (cal/g);
- m_{ar} : vazão mássica do ar (kg/s);
- m_c : vazão mássica do combustível (kg/s);
- m_g : vazão mássica do gás (kg/s);
- m_p : massa da partícula (Kg);
- M: coeficiente de amortecimento, definido pela equação (47) (adimensional);



O:	oxidante;
p_m :	pressão média (N/m^2);
p' :	pressão acústica (N/m);
P:	produtos;
$\bar{P}$:	peso da partícula (N);
Pr:	número de Prandtl, $\mu C_p/k$ (adimensional);
Q:	taxa de transferência de calor (cal/s);
R:	constante do gás (m/s K);
Re:	número de Reynolds, $\rho \bar{v}_g - \bar{v}_p D / \mu$ (adimensional);
Sc:	número de Schmidt, $\mu/\rho D_{12}$ (adimensional);
t:	tempo (s);
t_q :	tempo de queima (s);
T_m :	temperatura média (K);
T' :	temperatura acústica (K);
T_R :	temperatura de referência da partícula líquida (K);
T_B :	temperatura de ebulição da partícula líquida (K);
T_∞ :	temperatura do meio, distante da partícula líquida (K);
$T_{2,B}$:	temperatura na posição t_B (K);
$T_{2,T}$:	temperatura na posição t_T (K);
$\bar{v}_g$:	velocidade do escoamento (m/s);
$\bar{v}_m$:	velocidade média do escoamento (m/s);
$\bar{v}_{max}$:	amplitude da velocidade acústica do escoamento (m/s);
$\bar{v}_p$:	velocidade da partícula (m/s);
$\bar{v}_{p,0}$:	velocidade inicial da partícula (m/s);
v_m :	módulo da velocidade média (m/s);
v' :	módulo da velocidade acústica (m/s);
$v_{p,x}$:	componente da velocidade da partícula na direção x (m/s);
$v_{p,y}$:	componente da velocidade da partícula na direção y (m/s);
w:	frequência angular (s^{-1});
x:	coordenada na direção do escoamento (m);
x_p :	coordenada horizontal da partícula (m);
$x_{p,0}$:	coordenada horizontal inicial da partícula (m);
y:	coordenada vertical da partícula (m);
$y_{p,0}$:	coordenada vertical inicial da partícula (m);
Y_{O_∞} :	fração de massa do oxidante em local distante da chama (adimensional);



Símbolos gregos

- α : ângulo entre a velocidade do escoamento e a vertical (radiano);
 α_T : difusividade térmica do gás (m/s);
 β : definida como $M/(1+\eta)$ (adimensional);
 δ : espessura do leito em combustão (m);
 ΔH : calor de combustão (cal/Kg);
 $\Delta\phi$: fase entre as velocidades do gás e da partícula (radiano);
 η : termo que exprime a massa de combustível adicionada no leito em combustão (adimensional);
 ϕ : potencial de velocidades (m/s);
 γ : razão entre os calores específicos (adimensional);
 λ : constante de evaporação (m/s);
 λ_0 : constante de evaporação para partícula em meio quiescente (m/s);
 μ_g : viscosidade do gás (N s/m²);
 ρ_g : massa específica do gás (kg/m³);
 ρ_m : massa específica média do gás (kg/m³);
 ρ' : perturbação acústica da massa específica do gás (kg/m³);
 ρ_p : massa específica da partícula (kg/m³);
 θ : ângulo, definido por $\theta = wt$ (radiano);
 l : altura do leito em combustão (m);
 l_B : posição acima do leito em combustão, próxima à base (m);
 l_T : posição acima do leito em combustão, próxima ao topo (m).

Subscritos

- 1: região fria;
2: região quente;
N: nitrogênio;
O: oxigênio.

Superescrito

- ' : condições acústicas.



RESUMO

O presente trabalho investiga as características de partículas em escoamentos pulsantes. Um modelo baseado nas equações do movimento foi desenvolvido e aplicado a partículas sólidas inertes e líquidas reativas em um combustor pulsante do tipo Rijke com parâmetros de desempenho conhecidos. Um modelo acústico teórico de um combustor tipo Rijke também foi desenvolvido para mostrar como suas equações de escoamento foram usadas no trabalho. As equações foram resolvidas com um esquema computacional baseado no método de Runge-Kutta de ordem 4.

São os seguintes os principais resultados obtidos:

- a) velocidades e trajetórias de partículas, com predição do efeito das oscilações nas emissões de poluentes particulados;
- b) tempos de queima de partículas líquidas em um escoamento pulsante;
- c) fase entre as velocidades das partículas e do escoamento;
- d) comprimento de chama considerando os efeitos das oscilações.



ABSTRACT

This work investigates the characteristics of particles in pulsating flows. A model based on the momentum equation was developed and applied to inert solid and reacting liquid particles in a Rijke type pulsating combustor whose performance parameters were previously known. A theoretical acoustic model of a Rijke combustor was also developed to show how its flow equations were used. The equations were solved with a computational scheme based on the Runge-Kutta method of fourth order.

The main results obtained are the following:

- a) velocities and trajectories of particles, with prediction of the effect of oscillations on particulate emission;
- b) burning times of liquid particles in a pulsating flow;
- c) phase between particle and flow velocities;
- d) flame length with the effects of oscillations.



CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

No presente capítulo, um breve histórico sobre escoamentos oscilatórios e a interação entre estes escoamentos e partículas são apresentados. O histórico discute as condições necessárias para a excitação e manutenção de oscilações acústicas em câmaras de combustão, bem como alguns dos combustores que operam sob o regime oscilatório ou pulsante. Para finalizar, apresentam-se a importância e os objetivos da pesquisa desenvolvida neste trabalho.

1.1. Histórico

Oscilações acústicas geradas termicamente em escoamentos foram provavelmente descobertas por Higgins [1], quando ele observou chamas sonoras de hidrogênio em tubos. Mais tarde, em 1859, Rijke [2] verificou que oscilações eram excitadas quando uma tela metálica aquecida era colocada na metade inferior de um tubo vertical aberto em ambas as extremidades. Um esquema do tubo de Rijke original com sua estrutura de onda fundamental é mostrado na Figura 1. Dez anos depois, em 1869, Bosscha e Riess [2] mostraram, independentemente, que oscilações acústicas também eram excitadas quando um escoamento ascendente de um gás quente era resfriado na metade superior de um tubo aberto em ambas as extremidades.

A condição necessária para a amplificação de qualquer perturbação em um escoamento, com o consequente aparecimento de ondas acústicas, é estabelecida pelo critério de Rayleigh [2]. Fisicamente, o critério afirma que se a taxa de calor transferida periodicamente ao escoamento estiver em fase com a perturbação de pressão então a amplitude de pressão aumentará. O valor limite para essa amplitude ocorre quando a taxa de energia absorvida pela onda acústica se igualar à taxa de energia dissipada (por viscosidade, por exemplo).

O gás dentro de uma câmara ou de um tubo é um sistema elástico com condições de contorno em pressão e velocidade bem definidas nas seções de entrada e saída. Assim, para melhor explicar o critério de Rayleigh, pode-se utilizar de analogia com um sistema massa/mola com amortecimento, oscilando na vertical, conforme mostrado na Figura 2. Se um pequeno objeto de massa Δm for adicionado ao sistema cada vez que a massa m iniciar



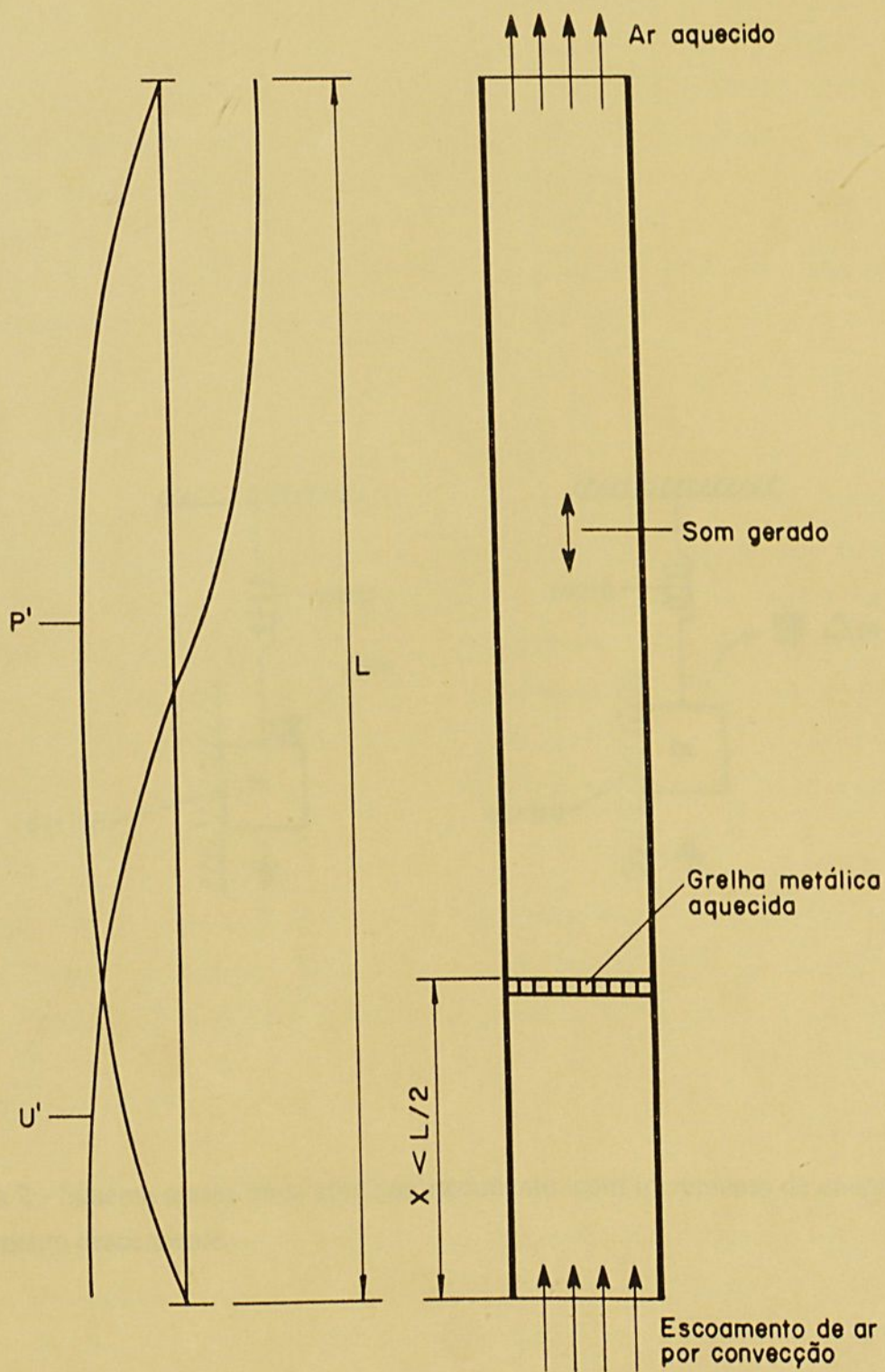


Figura 1 - Esquema de um tubo de Rijke com a respectiva estrutura de onda acústica do modo fundamental.

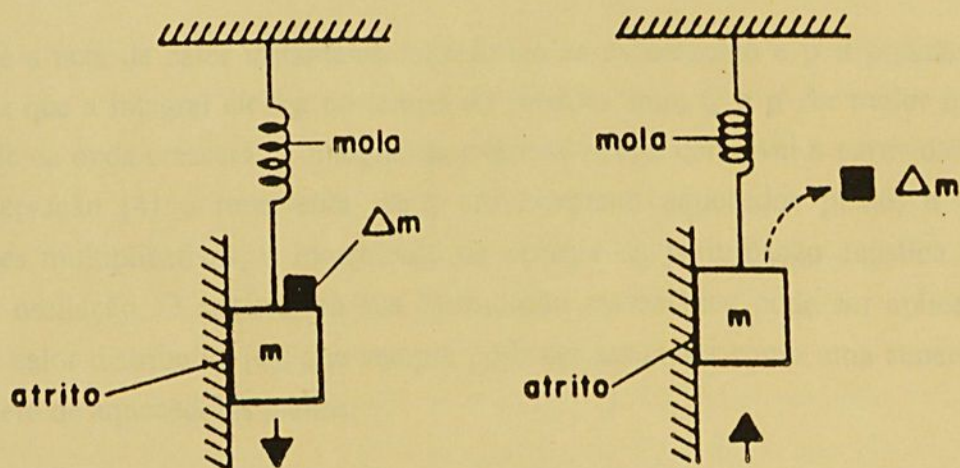


Figura 2 - Sistema massa/mola com amortecimento, com incremento de energia durante o movimento descendente.

o movimento descendente, e retirado assim que se iniciar o movimento ascendente, então a amplitude do deslocamento da massa m aumentará, por menor que seja Δm , até que os ganhos em energia se igualem às perdas. De fato, não é necessário que o objeto de massa Δm esteja incorporado ao sistema em toda a extensão do movimento descendente nem que ele seja retirado imediatamente ao se iniciar o movimento ascendente. Desde que, na média, ele permaneça mais tempo incorporado ao sistema durante o movimento descendente, então a amplitude do deslocamento aumentará.

Durante os anos 50, Putnam e Dennis [3] introduziram uma expressão matemática para o critério de Rayleigh, que é dada por

$$\oint Q p' dt > 0, \quad (1)$$

onde Q é a taxa de calor instantânea transferida ao escoamento e p' a pressão acústica. Toda vez que a integral cíclica no tempo do produto entre Q e p' for maior que zero, a amplitude da onda crescerá. A integral da expressão (1) é derivável a partir das equações de conservação [4] e representa, para um elemento aquecedor plano, a menos de constantes multiplicativas, o incremento de energia da perturbação acústica após cada ciclo de oscilação. O critério em sua formulação matemática pode ser aplicado a uma fonte de calor distribuída [4], que sempre pode ser assumida como uma superposição de um número de aquecedores planos.

O critério de Rayleigh na forma da expressão (1) foi usado por Carvalho et al [5] para determinar a localização da fonte de calor que maximizaria a amplitude de pressão acústica em um tubo de Rijke. Eles assumiram, de acordo com Zinn et al [6], que

$$Q = K + a|\bar{v} + v'|, \quad (2)$$

onde K e a são constantes, $\bar{v}$ a velocidade média do escoamento e v' a velocidade acústica. A integral foi calculada utilizando p' e v' derivadas da acústica linear para um tubo aberto. A análise resultante mostrou as posições do aquecedor que excitavam não somente o modo acústico fundamental do tubo, mas também o segundo e o terceiro harmônicos. Ficou demonstrado com comprovação experimental que, para o modo fundamental e o segundo harmônico puro de um tubo de Rijke, oscilações de pressão com máxima amplitude são excitadas quando o elemento aquecedor é colocado em $L/4$ e $5L/8$, respectivamente, onde L é o comprimento do tubo.



Quando a fonte de calor para a geração de oscilações acústicas, é uma chama ou um leito em combustão, tem-se o processo comumente chamado de instabilidade de combustão ou combustão pulsante. Várias pesquisas dedicaram-se a determinar as origens e as características da instabilidade de combustão em câmaras de motores foguete a propelentes sólidos [7-9] e líquidos [10]. O objetivo principal de tais estudos era prevenir a excitação das oscilações, que se constituem, em geral, em sérias ameaças à integridade de câmaras de combustão, por alterarem consideravelmente as taxas de queima e de transferência de calor.

Por outro lado, muitas aplicações práticas foram desenvolvidas para o processo pulsante, sendo uma bastante conhecida o motor usado para propelir as bombas alemãs V-1 durante a Segunda Guerra Mundial [11,12]. Esse aparelho, também chamado de tubo de Schmidt ou combustor de quarto de onda, por seu comprimento de câmara corresponder a um quarto do comprimento de onda fundamental característico, é basicamente um tubo aberto em uma das extremidades e fechado na outra, conforme mostrado esquematicamente na Figura 3. Os alemães usavam gasolina como combustível, que, no final da guerra, devido à escassez do produto, foi substituída por carvão pulverizado. Outras versões do combustor de quarto de onda foram desenvolvidas para geração de energia térmica [13,14].

Outra aplicação da combustão pulsante foi introduzida por Severyanin [15] na então União Soviética e desenvolvida por Zinn e colaboradores [6,16-20] nos Estados Unidos a partir de 1979. O combustor, para o qual uma das versões é mostrada na Figura 4, recebeu a denominação de combustor tipo Rijke, por consistir de um tubo de Rijke cuja grelha metálica original foi substituída por um leito em combustão. O combustor queimava carvão mineral e madeira, buscando incorporar à simplicidade do projeto, por não possuir partes móveis, as vantagens econômicas da combustão pulsante citadas na literatura, como altas taxas de consumo de combustível [13,14] e de transferência de calor [21,22] para um volume reduzido de câmara e baixas taxas de geração de poluentes [23,24]. A partir de 1985, novas versões do combustor foram desenvolvidas no Brasil, nas quais foram testados, como combustível, álcool etílico [25], carvão vegetal [26], turfa peletizada [27] e casca de dendê [28].

1.2. Interação entre partícula e escoamento

Poucas investigações sobre a combustão pulsante foram realizadas envolvendo a interação entre partículas e escoamento. A pesquisa nesta área faz-se importante porque,



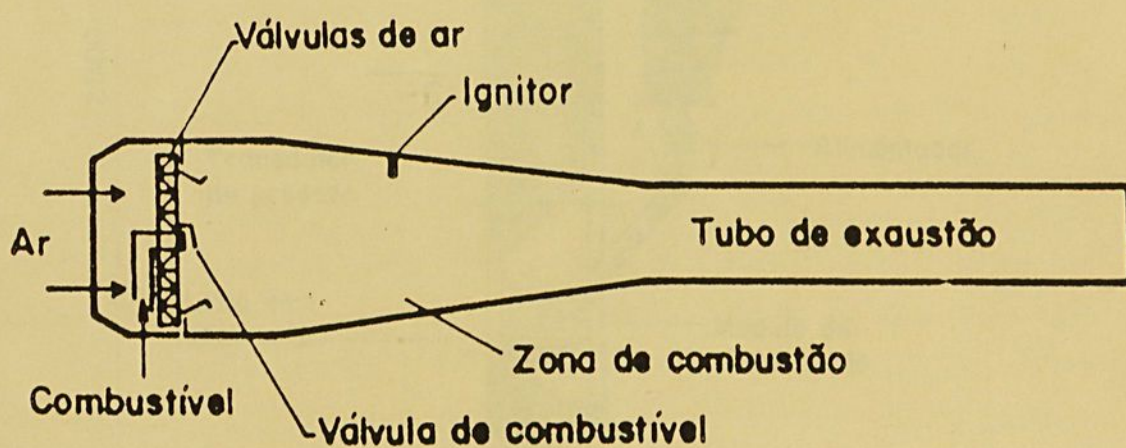


Figura 3 - Esquema de um tubo de Schmidt [12].

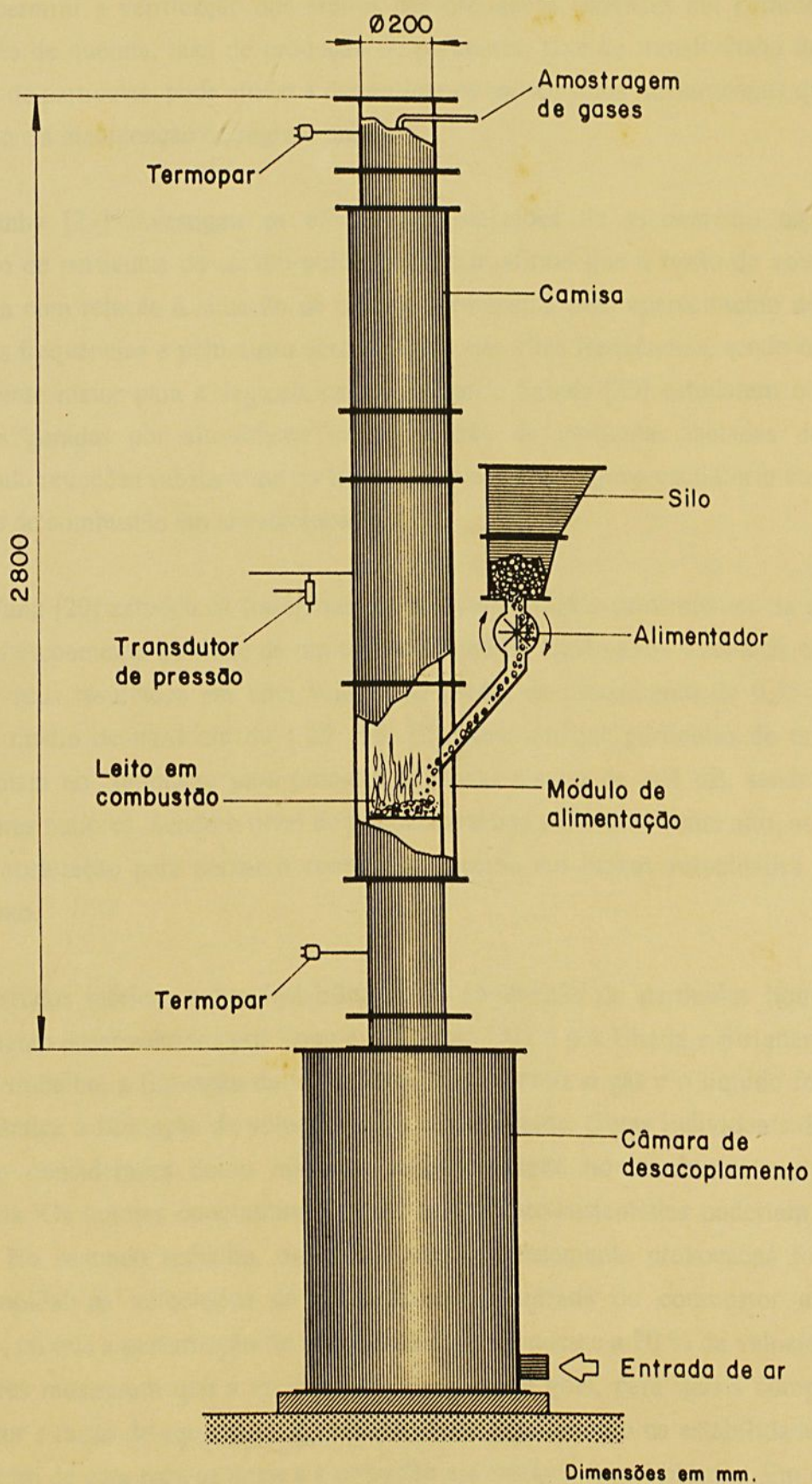


Figura 4 - Esquema de um combustor do tipo Rijke [26].

além de permitir a verificação dos efeitos das oscilações acústicas em parâmetros tais como razão de queima, taxa de produção de poluentes, taxa de transferência de calor e trajetórias de partículas, pode ajudar a determinar os mecanismos fundamentais que regem a excitação e a manutenção do regime pulsante.

Hanby [29] investigou os efeitos de oscilações de escoamento na taxa de combustão de partículas de carvão pulverizado. Ele afirma que a razão de combustão é aumentada com relação à situação de regime permanente pelo aparecimento de vórtices nas baixas frequências e pelo atrito aerodinâmico nas altas frequências, sendo o aumento relativamente maior para a segunda causa. Lyman e Sabnis [30] estudaram o efeito de oscilações geradas por alto-falante na combustão de partículas isoladas de carvão, encontrando reduções substanciais no tempo de queima no regime oscilatório com relação ao regime de combustão em ar estacionário.

Wang [20] estudou as trajetórias de partículas sólidas provenientes da queima de carvão no escoamento pulsante de um tubo de Rijke na região após a zona de combustão, baseando seus resultados em uma velocidade média de escoamento de 0,75 m/s e um diâmetro médio de partícula de 1,25 mm. Ele concluiu que partículas de tal tamanho permaneciam no combustor para pressões acústicas abaixo de 164 dB, sendo expelidas para valores maiores. Sendo o nível de pressão acústica suficientemente alto, as partículas atingem aceleração para deixar o combustor, mesmo em baixas velocidades médias de escoamento.

Estudos teóricos sobre instabilidade de combustão de partículas líquidas foram recentemente desenvolvidos por Tong e Sirignano [31] e por Bhatia e Sirignano [32]. No primeiro trabalho, a flutuação da velocidade relativa entre o gás e o líquido foi assumida como idêntica à flutuação da velocidade do gás ambiente. Gotas individuais de combustível eram consideradas como injetadas repetitivamente no combustor em uma dada frequência. Os autores concluíram que oscilações auto-sustentadas poderiam ocorrer na câmara. No segundo trabalho, oscilações eram externamente provocadas forçando um ciclo senoidal na velocidade do escoamento na entrada do combustor usado como exemplo, tal que a perturbação de velocidade correspondesse a 20 % da velocidade média. Os autores mostraram que a variação do tamanho de gota, para iguais comprimento de combustor e razão de equivalência, tem um efeito significativo na estabilidade. Intervalos de diâmetro de gota para os quais a combustão era instável foram obtidos. Em nenhum dos trabalhos foram apresentadas explicações sobre o mecanismo de sustentação das oscilações e correlações utilizando o critério de Rayleigh com base no movimento das partículas.



1.3. Objetivos

O presente trabalho investiga as características de uma partícula em um escoamento oscilatório. As equações do movimento foram resolvidas pelo método de Runge-Kutta de ordem 4, considerando-se os casos de partículas sólidas não reativas e líquidas em combustão. As soluções das equações permitem a obtenção dos seguintes parâmetros: a) velocidades e trajetórias de partículas, com predição do efeito das oscilações nas taxas de emissão das mesmas, b) incremento de taxas de queima de partículas líquidas em escoamento oscilatório e c) fase entre a taxa de liberação instantânea de calor e a pressão acústica, essencial para a satisfação do critério de Rayleigh.

O modelo desenvolvido para a partícula tem caráter geral, assumindo que as velocidades de escoamento e partícula não necessariamente estejam na mesma direção. Para efeito de aplicação, os dados experimentais de frequência e estrutura de onda do combustor tipo Rijke das referências [16-20] foram utilizados. Um modelo acústico teórico de um combustor pulsante deste tipo foi elaborado, permitindo mostrar como foram empregadas as equações de seus parâmetros de escoamento.



CAPÍTULO 2

INTERAÇÃO ENTRE PARTÍCULA E ESCOAMENTO

Neste capítulo são desenvolvidas as equações do movimento de uma partícula em escoamento pulsante. Consideram-se os casos de partículas sólidas inertes e líquidas em combustão. As equações são resolvidas por métodos numéricos.

2.1. Dinâmica da partícula

A Figura 5 mostra um esquema das forças e velocidades que atuam em uma partícula esférica imersa em um escoamento. O peso e o arrasto são, respectivamente:

$$\vec{P} = - m_p g \vec{j} , \quad (3)$$

$$\vec{A} = \frac{C_A \rho_g}{2} |\vec{v}_g - \vec{v}_p| (\vec{v}_g - \vec{v}_p) \frac{\pi D^2}{2} , \quad (4)$$

onde m_p é a massa da partícula, g a aceleração da gravidade, ρ_g a massa específica do gás, C_A o coeficiente de arrasto aerodinâmico da partícula, $\vec{v}_g$ e $\vec{v}_p$ as velocidades do escoamento gasoso e da partícula, respectivamente, e D o diâmetro da partícula. A força de flutuação foi desprezada em comparação com o peso e o arrasto. O vetor peso está na direção vertical e o arrasto na direção da velocidade relativa entre a partícula e o escoamento.

No presente desenvolvimento, adotou-se a hipótese quase permanente, que consiste em se considerar que as fórmulas derivadas para escoamento permanente para os diversos parâmetros, como o coeficiente de arrasto, por exemplo, continuam válidas para escoamento pulsante, a cada instante. A hipótese é em geral válida para frequências de oscilação moderadas (abaixo de 1000 Hz) [31], como são os casos tratados no presente trabalho (na faixa 60 - 110 Hz). Outro fator que fortalece a validade da hipótese é o fato da amplitude de oscilação do gás ser da ordem de centímetros [16-20,25-28] e os diâmetros de partículas considerados aqui da ordem de décimos de milímetros a milímetros.

Para partículas sólidas esféricas, o coeficiente de arrasto pode ser adotado como [33,34]



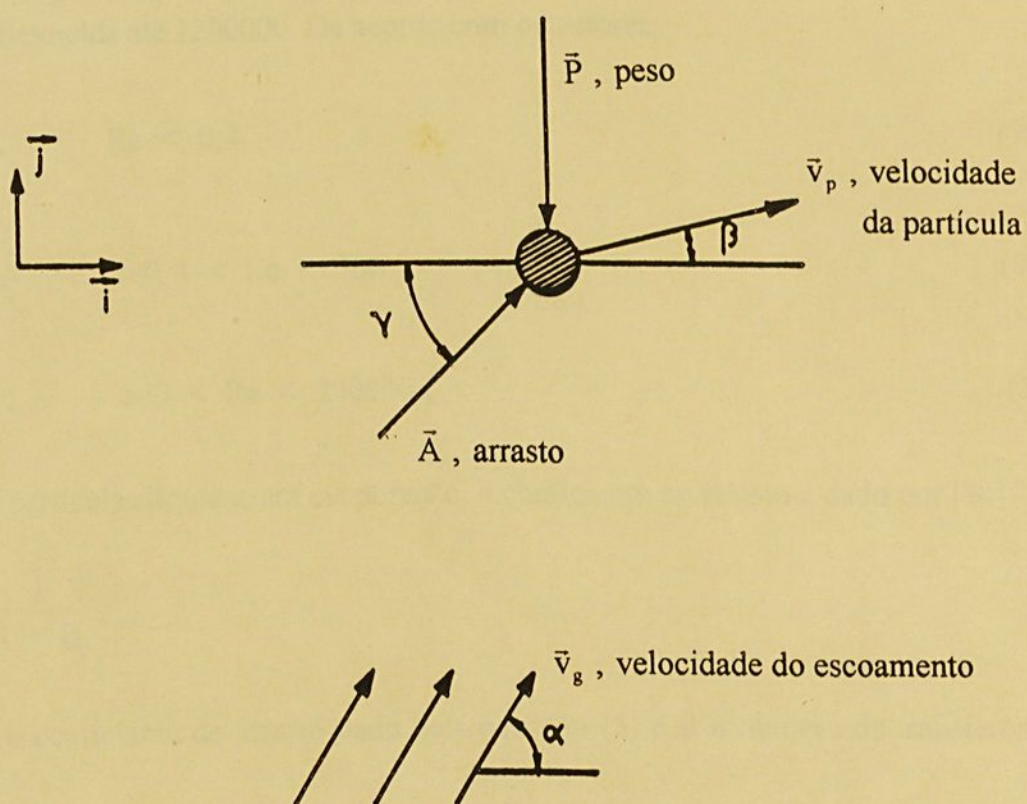


Figura 5 - Esquema das forças e velocidades que atuam em uma partícula imersa em um escoamento; caso bidimensional.

$$C_A = \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \quad Re < 800, \quad (5)$$

sendo o número de Reynolds, Re, dado por

$$Re = \frac{\rho_g |\bar{v}_g - \bar{v}_p| D}{\mu_g}, \quad (6)$$

onde μ_g é a viscosidade do gás.

Uma formulação alternativa para o coeficiente de arrasto para partículas sólidas esféricas é dada por Kunii e Levenspiel [35], que estendem o intervalo de aplicação para números de Reynolds até 1200000. De acordo com os autores,

$$C_A = \frac{24}{Re}, \quad Re < 0,4, \quad (7a)$$

$$C_A = \frac{24}{Re^{1/2}}, \quad 0,4 < Re < 500, \quad (7b)$$

$$C_A = 0,43, \quad 500 < Re < 200000, \quad (7c)$$

Para partículas líquidas em evaporação, o coeficiente de arrasto é dado por [34]

$$\bar{C}_A = C_A \frac{1}{1 + B}, \quad (8)$$

onde C_A é o coeficiente de arrasto dado pela equação (5) e B o número de transferência [34,36,37]

$$B = \frac{\Delta H f_e Y_{O,\infty} + c_g (T_\infty - T_B)}{L + c_p (T_B - T_R)}, \quad (9)$$

onde ΔH é o calor de combustão da partícula líquida, f_e um coeficiente, C_g e C_l são os calores específicos médios do gás e do líquido, respectivamente, T_∞ , T_B e T_R as temperaturas do gás, de evaporação do líquido e de referência do combustível, respectivamente, e L é o calor latente de vaporização do líquido.

O coeficiente f_e é definido de tal maneira que a reação química estequiométrica entre o combustível e o oxidante possa ser escrita como

$$f_e \text{ gramas de F} + 1 \text{ grama de O} \rightarrow (1 + f_e) \text{ gramas de P}, \quad (10)$$

onde F designa combustível, O oxidante e P produtos. Valores de f e B são tabelados para combustão de diversos combustíveis líquidos com ar [36], assumindo $T_\infty = T_R = 20^\circ\text{C}$ e $C_g = 0,31 \text{ cal/g.K}$, sendo que, para o ar, $Y_{O,\infty}$ é igual a 0,232. Para evaporação simples, sem reação de combustão, o primeiro termo do numerador da fração que define B é nulo, uma vez que ΔH e f_e , neste caso, são ambos nulos.

Para partículas líquidas, pode-se adotar, alternativamente, o coeficiente determinado por Ingebo [38]:

$$\overline{C}_A = \frac{27}{Re^{0,84}}, \quad 6 < Re < 500. \quad (11)$$

Para o problema aqui tratado, foram adotados coeficientes de arrasto dados pelas equações (5) e (8). Assim, a equação do movimento para a partícula sólida torna-se

$$m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = 3\pi\mu_g D \left[1 + 0,15 \left(\frac{\rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_p| D}{\mu_g} \right)^{0,687} \right] (\vec{v}_g - \vec{v}_p) - m_p \vec{g}. \quad (12)$$

Para a partícula líquida, a formulação é a mesma, exceto pelo fator $1/(1 + B)$ no coeficiente de arrasto.

Para perturbações de escoamento longitudinais, tem-se $\vec{v} = \vec{v}_m + \vec{v}_{\max} \sin wt$, onde $\vec{v}_m$ e $\vec{v}_{\max}$ são a velocidade média e a amplitude da velocidade acústica do escoamento, respectivamente, e w é a frequência angular, considerando que $\vec{v}_m$ e $\vec{v}_{\max}$ estejam na mesma direção. Inserindo $m_p = \rho_p (4/3)\pi(D/2)^3$ na equação anterior, a seguinte equação diferencial é obtida para a velocidade da partícula:

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = \frac{18 \mu_g}{\rho_p D^2} \left[1 + 0,15 \left(\frac{\rho_g |\vec{v}_m + \vec{v}_{\max} \sin wt - \vec{v}_p| D}{\mu_g} \right)^{0,687} \right] * \\ [\vec{v}_m + \vec{v}_{\max} \sin wt - \vec{v}_p] - \vec{g}. \quad (13)$$

Fazendo $\theta = wt = 2\pi ft$, onde f é a frequência, tem-se, desdobrando a equação (13) em componentes:

$$\frac{dv_{p,x}}{d\theta} = \frac{9 \mu_g}{f \pi \rho_p D^2} \left[1 + 0,15 \left(\frac{\rho_g |\bar{v}_m + \bar{v}_{\max} \sin \theta - \bar{v}_p| D}{\mu_g} \right)^{0,687} \right] * \\ \left[(v_m + v_{\max} \sin \theta) \cos \alpha - v_{p,x} \right], \quad (14a)$$

$$\frac{dv_{p,y}}{d\theta} = \frac{9 \mu_g}{f \pi \rho_p D^2} \left[1 + 0,15 \left(\frac{\rho_g |\bar{v}_m + \bar{v}_{\max} \sin \theta - \bar{v}_p| D}{\mu_g} \right)^{0,687} \right] * \\ \left[(v_m + v_{\max} \sin \theta) \sin \alpha - v_{p,y} \right] - g, \quad (14b)$$

onde $v_{p,x}$ e $v_{p,y}$ são as componentes horizontal e vertical da velocidade da partícula, respectivamente, e α é o ângulo entre a velocidade da partícula e a horizontal, conforme mostrado na Figura 5. O módulo da velocidade relativa entre o escoamento e a partícula é

$$|\bar{v}_m + \bar{v}_{\max} \sin \theta - \bar{v}_p| = \\ \left\{ [(v_m + v_{\max} \sin \theta) \cos \alpha - v_{p,x}]^2 + [(v_m + v_{\max} \sin \theta) \sin \alpha - v_{p,y}]^2 \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

sendo a condição inicial

$$\text{em } \theta = 0, \bar{v}_p = \bar{v}_{p,0}. \quad (16)$$

Calculando as velocidades, as coordenadas espaciais x_p e y_p da partícula são determinadas por

$$\frac{dx_p}{d\theta} = \frac{v_{p,x}}{2\pi f}, \quad (17)$$

$$\frac{dy_p}{d\theta} = \frac{v_{p,y}}{2\pi f}, \quad (18)$$

com a condição inicial

$$\text{em } \theta = 0, x_p = x_{p,0}, y_p = y_{p,0}. \quad (19)$$

2.2. Partícula em evaporação

Se a partícula for líquida e estiver sob processo de evaporação, o seu diâmetro diminuirá com o tempo, sendo a equação que exprime o decréscimo do diâmetro em meio quiescente [34,36,37]

$$D^2 = D_0^2 - \lambda_0 t, \quad (20)$$

onde λ_0 é a constante de evaporação, tal que

$$\lambda_0 = \frac{8\rho_g \alpha_g}{\rho_p} \ln(B + 1), \quad (21)$$

sendo D e D_0 os diâmetros da partícula em um instante $t = t$ e $t = 0$, respectivamente, e α_g a difusividade térmica do gás. O número de transferência B é o mesmo estabelecido pela equação (9). O tempo de queima é o tempo para o qual $D = 0$, sendo, para o caso particular de evaporação em meio quiescente,

$$t_q = \frac{D_0^2}{\lambda_0}. \quad (22)$$

Para gotas em evaporação simples, sem combustão, sob o efeito de convecção forçada por estarem imersas em um gás em escoamento, a constante de evaporação da equação (20) deve ser substituída por [37]

$$\lambda = \lambda_0 (1 + 0.276 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}), \quad (23)$$

onde Sc é o número de Schmidt,

$$\text{Sc} = \frac{\mu_g}{\rho_g D_{12}}, \quad (24)$$

sendo D_{12} o coeficiente de difusão.

Para partículas líquidas em combustão, o número de Schmidt é substituído pelo número de Prandtl, Pr , de tal forma que a constante de evaporação torna-se [37]

$$\lambda = \lambda_0 (1 + 0.276 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}), \quad (25)$$



onde

$$\text{Pr} = \frac{\mu_g c_g}{k_g}, \quad (26)$$

sendo k_g a condutividade térmica do gás.

Na equação (25), os números de Prandtl e Reynolds podem ser calculados com base em parâmetros médios, que podem ser a pressão ambiente, a composição média do gás e a média aritmética da temperatura inicial e a temperatura de chama [37].

A taxa de queima de uma partícula esférica cuja massa é $\rho_p \pi D^3/6$ corresponde a

$$\frac{dm_p}{dt} = \rho_p \frac{\pi}{2} D^2 \frac{dD}{dt}, \quad (27)$$

a qual, considerando a equação quadrática para variação do diâmetro (equação (20)), torna-se

$$\frac{dm_p}{dt} = - \lambda \rho_p \frac{\pi}{4} D. \quad (28)$$

Assim, a taxa de geração de calor durante a combustão de uma gota pode ser calculada por

$$Q = \lambda \Delta H \rho_p \frac{\pi}{4} D. \quad (29)$$

2.3. Resolução das equações

As equações para a velocidade e para a taxa de regressão da partícula foram resolvidas numericamente usando o método de Runge-Kutta de ordem 4 [39] em uma estação de trabalho SUN Sparc2. O tempo em cada uma destas equações foi normalizado como $\theta = 2\pi t$ e cada período de oscilação foi dividido em 100 intervalos $h = 2\pi/100$. O erro de truncamento neste caso é da ordem de h^5 , isto é, 9.8×10^{-7} .

A convergência do método foi testada para um caso particular, dividindo-se cada período em 1000 partes e comparando os resultados obtidos após 100000 passos com aqueles obtidos com o intervalo anterior após 10000 passos. A diferença entre as

velocidades obtidas foi inferior a 0,3 %. Os deslocamentos das partículas, listados com 4 casas decimais, não apresentaram diferenças.

Para aplicação do modelo, foram considerados os dados de frequência e estrutura de onda acústica do combustor pulsante tipo Rijke cujas características são descritas nas referências [16-20]. As coordenadas espaciais das partículas foram calculadas com base na velocidade média para cada intervalo considerado na aplicação do método numérico. O programa em FORTRAN desenvolvido para o problema encontra-se detalhado, para um caso particular, no APÊNDICE 1.



CAPÍTULO 3

ACÚSTICA DE COMBUSTORES TUBULARES

No presente capítulo desenvolve-se o equacionamento que relaciona a frequência de oscilação e a velocidade acústica com a pressão acústica e a temperatura média em um combustor pulsante tubular tipo tubo de Rijke. Tais parâmetros serão utilizados como base para análise da interação entre partículas e escoamento.

3.1. A equação da onda

Oscilações acústicas são, em geral, perturbações de pequena amplitude em relação a um estado médio, ambiente. Considerando as propriedades do escoamento como compostas de um valor médio e uma perturbação, denotados pelo subscrito m e pelo superescrito ', respectivamente, as equações de conservação de massa e quantidade de movimento podem ser escritas, para o caso de perturbações longitudinais, considerando x a direção do escoamento, como [40]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m + \rho') + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho_m + \rho')(v_m + v')] = 0, \quad (30)$$

$$(\rho_m + \rho') \left[\frac{\partial}{\partial t} + (v_m + v') \frac{\partial}{\partial x} \right] (v_m + v') = - \frac{\partial}{\partial x} (p_m + p'). \quad (31)$$

Para baixas velocidades médias de escoamento, como é em geral característica de escoamentos em câmaras de combustão, o termo v_m pode ser desprezado [40]. Considerando que as equações de conservação continuem válidas também para os parâmetros médios do escoamento, a aproximação linear conduz a

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_m \frac{\partial v'}{\partial x} = 0, \quad (32)$$

$$\rho_m \frac{\partial v'}{\partial t} = - \frac{\partial p'}{\partial x}. \quad (33)$$

Derivando a equação (32) com relação ao tempo e a seguinte com relação à coordenada x e eliminando o termo de velocidade, obtém-se a equação da onda para p' :



$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0, \quad (34)$$

onde c é a velocidade de propagação da onda acústica, tal que

$$c^2 = \frac{p'}{\rho'} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_0, \quad (35)$$

onde a derivada indicada é calculada para entropia constante. É pertinente observar que o resultado da equação (35) vem da aproximação linear da expansão em série de Taylor da expressão que exprime a dependência entre p' e ρ' ,

$$p' = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_0 \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_0 (\rho')^2 + \dots \quad (36)$$

Definindo o potencial de velocidades ϕ de tal forma que

$$v' = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (37)$$

$$p' = -\rho_m \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (38)$$

obtem-se a equação da onda

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0. \quad (39)$$

3.2. Equacionamento para tubos com fonte de calor

O tubo com fonte de calor é dividido em duas regiões, como indicado na Figura 6. As equações da acústica linear para estas regiões são

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} - c_1^2 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} = 0, \quad (40)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} - c_2^2 \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} = 0, \quad (41)$$

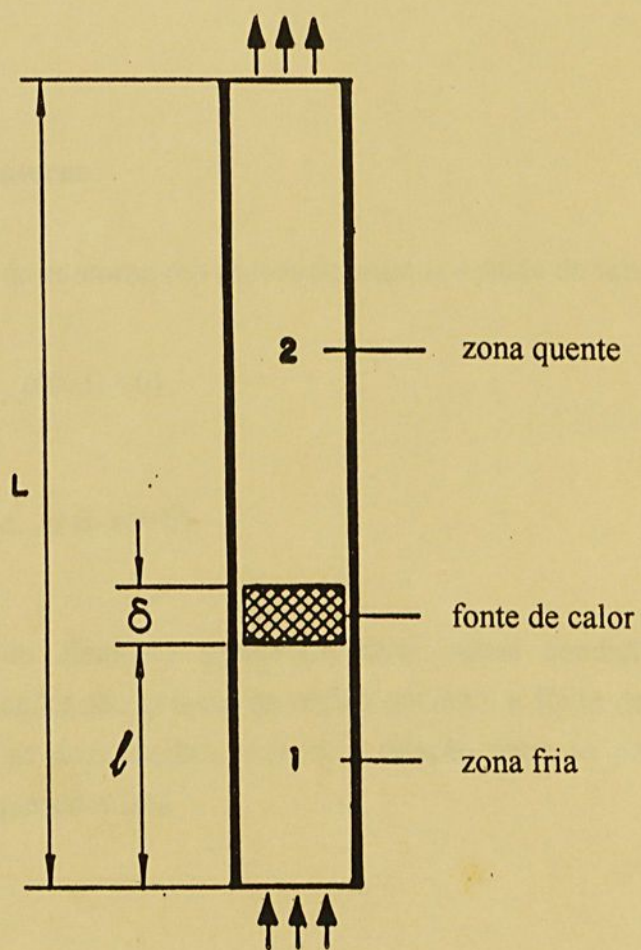


Figura 6 - Tubo com fonte de calor.

onde os subscritos 1 e 2 denotam regiões quente e fria, respectivamente. As soluções são

$$\phi_1(x,t) = [A_1 \sin(k_1 c_1 t) + B_1 \cos(k_1 c_1 t)][C_1 \sin(k_1 x) + D_1 \cos(k_1 x)], \quad (42)$$

$$\phi_2(x,t) = [A_2 \sin(k_2 c_2 t) + B_2 \cos(k_2 c_2 t)][C_2 \sin(k_2 x) + D_2 \cos(k_2 x)], \quad (43)$$

onde A, B, C e D são constantes a serem determinadas com a aplicação de condições de contorno apropriadas e k é o número de onda. A frequência de oscilação é

$$f = \frac{k_2 c_2}{2\pi} = \frac{k_1 c_1}{2\pi}. \quad (44)$$

3.3. Condições de contorno

As condições de contorno nas seções de entrada e saída do tubo são

$$\left. \rho_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \right|_{x=0} = 0, \quad (\text{i.e., } p'(0,t) = 0), \quad (45)$$

$$\left. \rho_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right|_{x=L} = 0, \quad (\text{i.e., } p'(L,t) = 0). \quad (46)$$

Na posição do elemento aquecedor, duas outras condições de contorno são necessárias. As oscilações são geradas na região quente e a fonte de calor é uma barreira acústica que separa as duas regiões. Assim, a relação entre as pressões acústicas logo abaixo e acima do aquecedor será

$$p_1'|_{x=l} = M p_2'|_{x=l+\delta}, \quad (47)$$

onde M é um coeficiente de amortecimento tal que $0 < M < 1$.

A última condição de contorno é obtida com a aplicação da equação da continuidade unidimensional

$$(1 + \eta) \rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \quad (48)$$



onde η é o termo devido à adição de massa de combustível ($\eta > 0$). Substituindo ρ por $\rho_m + \rho'$, v por $v_m + v'$, e considerando que v é da ordem de v' [6-12], esta condição de contorno torna-se, em aproximação de primeira ordem,

$$(1 + \eta) \bar{\rho}_1 v_1 \Big|_{x=l} = \bar{\rho}_2 v_2 \Big|_{x=l+\delta} \quad (49)$$

Assim, as duas condições de contorno no aquecedor são

$$\bar{\rho}_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \Big|_{x=l} = M \bar{\rho}_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \Big|_{x=l+\delta}, \quad (50)$$

$$\bar{\rho}_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \Big|_{x=l} = \frac{\bar{\rho}_2}{1 + \eta} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x=l+\delta} \quad (51)$$

3.4. Solução

A solução para este problema de auto valor, considerando $\phi(x,0) = 0$ como condição inicial, é

$$\frac{c_1}{c_2} \frac{\text{sen}(k_1 l)}{\cos(k_1 l)} = \frac{M}{1 + \eta} \frac{\text{sen}[k_2 (l + \delta - L)]}{\cos[k_2 (l + \delta - L)]} \quad (52)$$

Assumindo gases perfeitos em ambas as regiões e considerando que $k_1 c_1 = k_2 c_2$, a equação (52) torna-se

$$\sqrt{\frac{T_{m1}}{T_{m2}}} \frac{\text{sen} \left(\frac{l}{L} \sqrt{\frac{T_{m2}}{T_{m1}}} k_2 L \right) \cos \left[\left(\frac{l + \delta}{L} - 1 \right) k_2 L \right]}{\text{sen} \left[\left(\frac{l + \delta}{L} - 1 \right) k_2 L \right] \cos \left(\frac{l}{L} \sqrt{\frac{T_{m2}}{T_{m1}}} k_2 L \right)} = \beta, \quad (53)$$

onde T_m é a temperatura média e $\beta = M/(1 + \eta)$.

3.5. Tubos de meia onda e de quarto de onda

Se $\beta = 0$, a frequência do modo fundamental acústico do combustor pode ser calculada fazendo o seno ou o cosseno, um deles, no numerador da fração da equação do auto valor igual a zero, ou seja

$$\frac{l}{L} = \sqrt{\frac{T_{m2}}{T_{m1}}} k_2 L = \pi, \quad (54)$$

ou

$$\left(\frac{l + \delta}{L} - 1 \right) k_2 L = - \frac{\pi}{2}. \quad (55)$$

Considerando que, em geral, l/L e $(l + \delta)/L$ são da ordem de $1/4$ [6-12], o argumento do cosseno se aproxima de $-\pi/2$ muito mais rapidamente que o argumento do seno se aproxima de π , a não ser que $T_{m2}/T_{m1} > 36$, o que não é plausível.

Assim, a frequência do modo acústico fundamental para $\beta = 0$ não depende da relação entre as temperaturas das regiões quente e fria, sendo dada por

$$f_1 = \frac{k_2 \sqrt{\gamma R T_{m2}}}{2\pi} = \frac{\sqrt{\gamma R T_{m2}}}{4(L - l - \delta)}, \quad (56)$$

onde γ é a razão de calores específicos e R a constante do gás. A frequência calculada pela equação (56) corresponde exatamente à frequência de um tubo de quarto de onda puro cujo escoamento de gás encontra-se a uma temperatura média T_{m2} e cujo comprimento é $(L - l - \delta)$. Pode também ser observado que a frequência depende da raiz quadrada da temperatura média da região quente.

Se $\beta = 1$, a frequência de qualquer harmônico dependerá da temperatura da região quente e da sua relação com a temperatura da região fria. Em particular, se T_{m2} for apenas ligeiramente superior a T_{m1} e $\delta = 0$, então a frequência do modo fundamental é calculada por

$$f_1 \approx \frac{\sqrt{\gamma R T_{m2}}}{2L}, \quad (57)$$



que corresponde à frequência de um tubo puro de meia onda cuja temperatura média é T_{m2} e cujo comprimento é L .

No caso geral, com perda de carga e injeção de massa, a frequência do modo fundamental situar-se-á em um valor entre aqueles previstos pelas equações (56) e (57).

3.6. Soluções para a frequência, velocidade e pressão acústicas

Para o caso geral, com $0 < \beta < 1$, o valor de k_2 calculado através da equação (53) para valores experimentais de T_{m1} , T_{m2} , L , l e δ . O valor de β para inserção na equação é determinado a partir de M e η . O primeiro é obtido com medidas de pressão acima e abaixo da zona de combustão e o segundo calculado diretamente do balanço de massa no combustor. Com k_2 , a frequência pode ser calculada usando a equação (44) e seu valor pode ser verificado experimentalmente com um frequencímetro acoplado a qualquer dos transdutores de pressão. Assim, os potenciais de velocidades nas zonas quente e fria são:

$$\phi_1(x,t) = E_1 \text{sen}(k_1 c_1 t) \text{sen}(k_1 x), \quad (58)$$

$$\phi_2(x,t) = E_2 \text{sen}(k_2 c_2 t) \left[\text{sen}(k_2 x) - \frac{\text{sen}(k_2 L)}{\cos(k_2 L)} \cos(k_2 x) \right], \quad (59)$$

onde $E_1 = A_1 C_1$ e $E_2 = A_2 C_2$. Em consequência, as velocidades e pressões acústicas tornam-se:

$$v'_1(x,t) = E_1 k_1 \text{sen}(k_1 c_1 t) \cos(k_1 x), \quad (60)$$

$$v'_2(x,t) = E_2 k_2 \text{sen}(k_2 c_2 t) \left[\cos(k_2 x) + \frac{\text{sen}(k_2 L)}{\cos(k_2 L)} \text{sen}(k_2 x) \right], \quad (61)$$

$$p'_1(x,t) = -E_1 \bar{\rho}_1 k_1 c_1 \cos(k_1 c_1 t) \text{sen}(k_1 x), \quad (62)$$

$$p'_2(x,t) = -E_2 \bar{\rho}_2 k_2 c_2 \cos(k_2 c_2 t) \left[\text{sen}(k_2 x) - \frac{\text{sen}(k_2 L)}{\cos(k_2 L)} \cos(k_2 x) \right]. \quad (63)$$

Com os resultados das equações (60) - (63), obtêm-se as relações entre as amplitudes de pressão e velocidade, para cada seção x , para as regiões fria e quente, respectivamente, como

$$\frac{p_{\max}}{v_{\max}} = \bar{\rho}_1 c_1 |\tan(k_1 x)|, \quad (64)$$

$$\frac{p_{\max}}{v_{\max}} = \bar{\rho}_2 c_2 |\tan[k_2(L - x)]|, \quad (65)$$

das quais o valor de $v_{\max}$ pode ser calculado com a determinação experimental de $p_{\max}$.

Em combustores tipo Rijke, em geral as amplitudes de pressão acústica são medidas na seção média do tubo ($x = L/2$), que se situa na região quente. Sendo

$$p'(L/2, t) = E_2 \bar{\rho}_2 k_2 c_2 \frac{\sin\left(\frac{k_2 L}{2}\right)}{\cos(k_2 L)}, \quad (66)$$

a amplitude medida no local torna-se

$$p_{\max, L/2} = E_2 \bar{\rho}_2 k_2 c_2 \frac{\sin\left(\frac{k_2 L}{2}\right)}{\cos(k_2 L)}. \quad (67)$$

Assim, as equações da pressão e velocidade acústicas para a região quente ficam, respectivamente,

$$p'_2(x, t) = \frac{p_{\max, L/2}}{\sin\left(\frac{k_2 L}{2}\right)} \sin[k_2(L - x)] \cos(k_2 c_2 t), \quad (68)$$

$$v'_2(x, t) = \frac{p_{\max, L/2}}{\bar{\rho}_2 c_2 \sin\left(\frac{k_2 L}{2}\right)} \cos[k_2(L - x)] \sin(k_2 c_2 t). \quad (69)$$

3.7. Considerações adicionais

Com o equacionamento desenvolvido, é possível obter parâmetros característicos de um combustor tipo Rijke, como aquele da referência [18], por exemplo. Tal combustor, com diâmetro interno de 0,14 m (5,5") e comprimento de 2,74 m (108"), queimava carvão mineral betuminoso, tendo sido testado com excessos de ar de 0 e 13 % em taxas de alimentação de combustível que variaram de $6,23 \times 10^{-4}$ a $14,97 \times 10^{-4}$ kg/s (37,4 a 89,8

g/min). Os dados principais daqueles testes encontram-se resumidos no APÊNDICE 2. A frequência de oscilação situou-se, em todos os casos, entre 77 e 84 Hz, sendo o valor mais baixo observado no início e o mais alto no fim dos testes. Dos dados dos experimentos, foram selecionadas as velocidades médias do gás e as amplitudes de velocidade acústica na seção média do tubo, que estão apresentadas nos gráficos das Figuras 7 e 8.

As diferenças entre as velocidades médias para 0 e 13 % de excesso de ar devem-se primordialmente à maior vazão de ar para a mesma taxa de alimentação de combustível para o segundo caso. As diferenças percentuais entre as velocidades médias mantiveram-se aproximadamente constantes para todo o intervalo de taxa de alimentação de combustível. No entanto, as amplitudes de velocidade acústica, calculadas para a seção média do tubo, local onde foram medidas as amplitudes de pressão, apresentaram tendências diversas para 0 e 13 % de excesso de ar. O parâmetro $v_{\max}/v_{m2}$ aumentou com a taxa de alimentação para 0 % de excesso de ar, mantendo-se, contudo, aproximadamente constante para 13 %.

Para a aplicação do modelo desenvolvido no capítulo anterior para partículas, necessita-se da estrutura da velocidade acústica, dada pela equação (69). Por exemplo, para o combustor tipo Rijke em questão operando na condição de máxima eficiência, que corresponde à queima de carvão com 13 % de excesso de ar na taxa de alimentação de combustível de $9,77 \times 10^{-4}$ kg/s, tem-se o número de onda, k_2 , igual a $0,787 \text{ m}^{-1}$, calculado considerando uma frequência média de 80,5 Hz e uma velocidade do som média de 643 m/s (esta última calculada a partir da temperatura média, determinada experimentalmente). A velocidade acústica do modo fundamental na zona quente torna-se, então, em m/s,

$$v'_2(x,t) = 12,97 \cos[0,787(2,74 - x)] \sin(505,8 t) . \quad (70)$$

É importante observar que a pressão acústica para a mesma região, descrita pela equação

$$p'_2(x,t) = 2861 \sin[0,787(2,74 - x)] \cos(505,8 t) , \quad (71)$$

em unidades de N/m^2 , estará defasada de $\pi/2$ atrás da velocidade acústica se $x < 0,744 \text{ m}$ (intervalo para o qual $\cos [0,787(2,74 - x)] > 0$). Por motivo análogo, a pressão acústica estará $\pi/2$ à frente da velocidade acústica se $x > 0,744 \text{ m}$. Sabendo que a taxa de liberação de calor de uma partícula em combustão tem ligação direta com sua velocidade relativa à do escoamento de ar, é de se esperar que a integral cíclica do critério de Rayleigh mude de sinal quando $x = 0,744 \text{ m}$. Se a mudança de sinal será de positivo para negativo ou vice



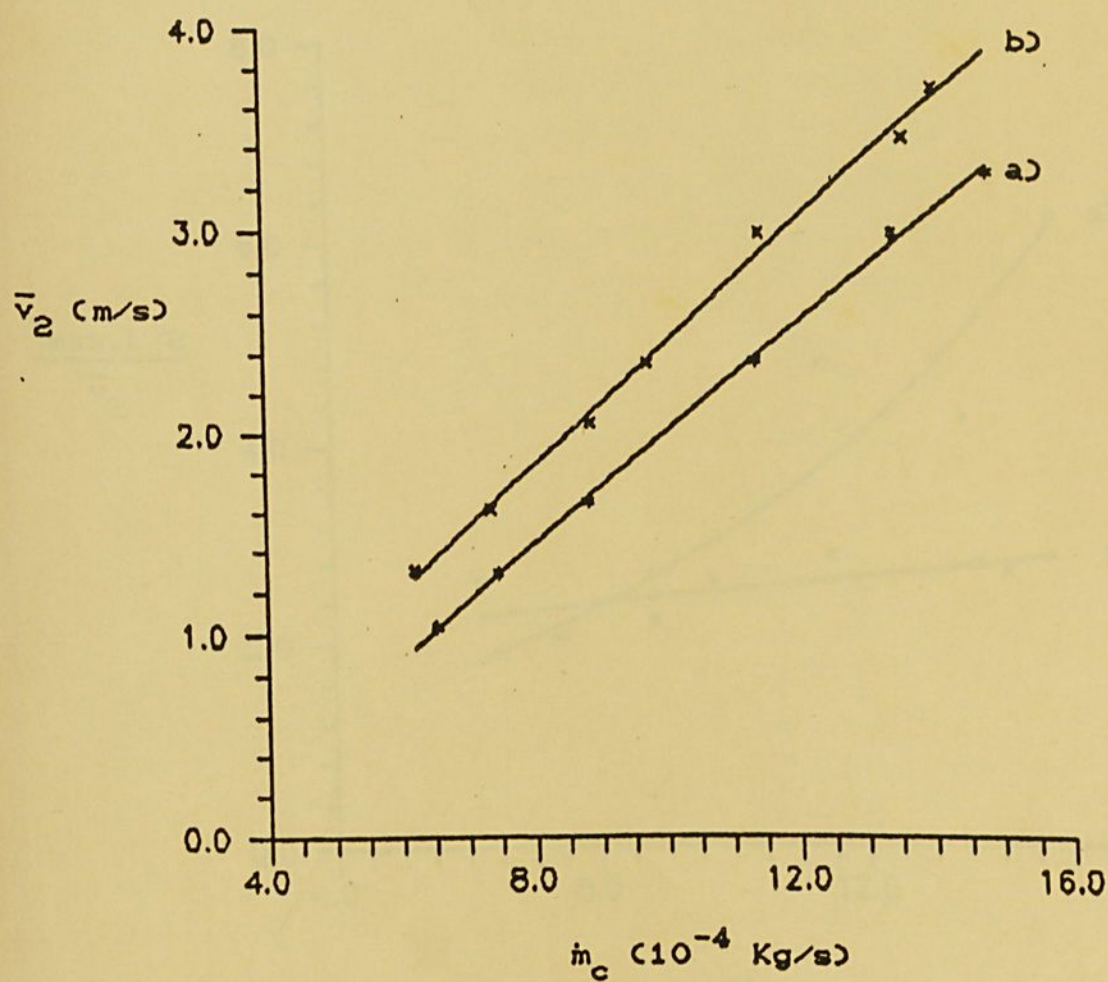


Figura 7 - Variação da velocidade média do gás na zona quente com a taxa de alimentação de carvão para o combustor da referência [18]; a) 0 % excesso de ar; b) 13 % excesso de ar.

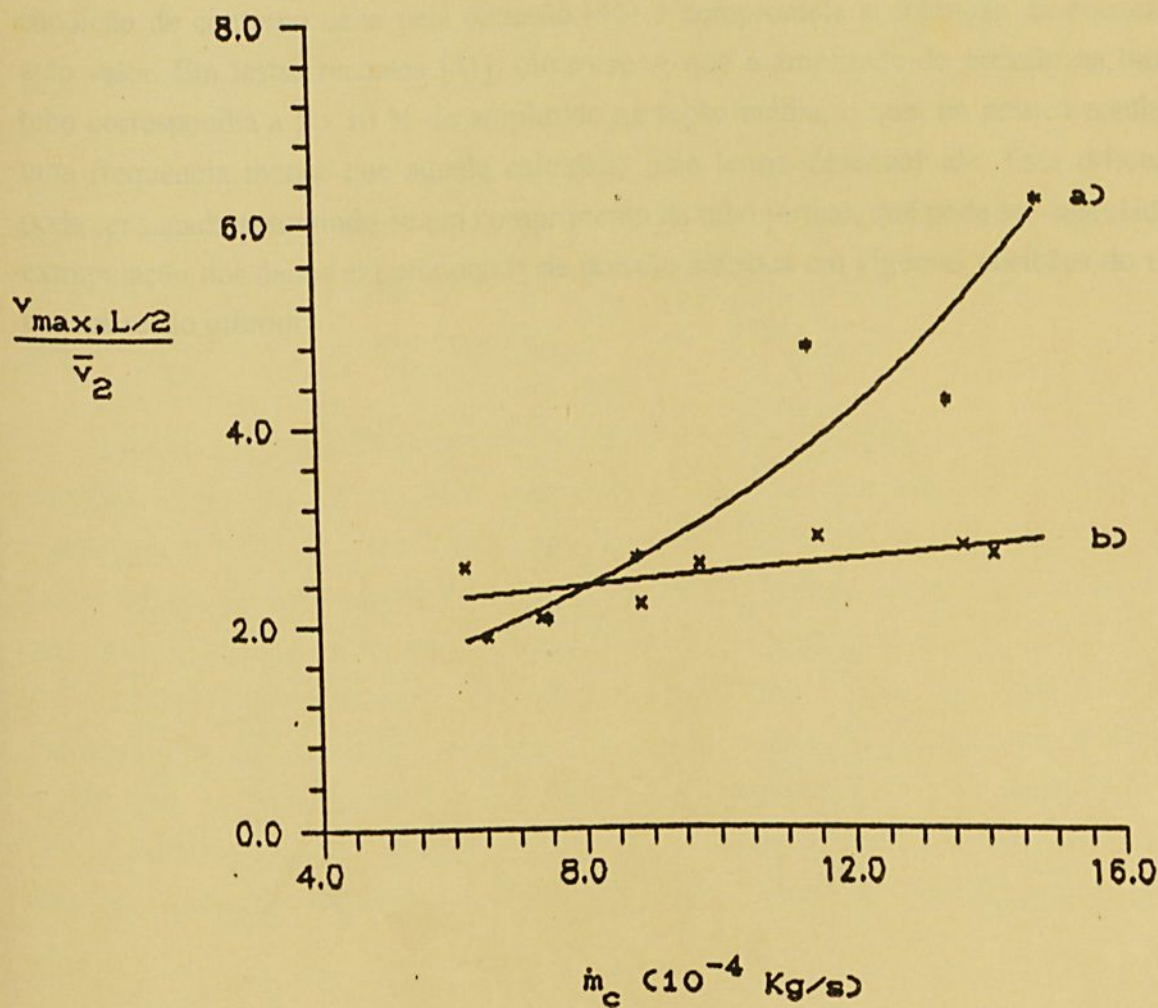


Figura 8 - Variação da relação entre a amplitude de velocidade e a velocidade média do gás na seção média com a taxa de alimentação de carvão para o combustor da referência [18]; a) 0 % excesso de ar; b) 13 % excesso de ar.

versa dependerá da fase entre a velocidade relativa da partícula e a velocidade acústica do escoamento. Isto indica que haverá amplificação das oscilações acústicas de acordo com o local em que a partícula em combustão se encontrar. Este fato é tratado com maior detalhe no capítulo seguinte.

Para finalizar, deve-se mencionar que, havendo uma câmara de desacoplamento inferior, como ocorre com os combustores experimentais tipo Rijke descritos na literatura, a pressão acústica na base do tubo vertical será algo diferente de zero, o que modifica a condição de contorno dada pela equação (45) e compromete a obtenção da equação do auto valor. Em testes recentes [41], observou-se que a amplitude de pressão na base do tubo correspondia a 5 - 10 % da amplitude na seção média, o que, na prática resulta em uma frequência menor que aquela calculada pela teoria desenvolvida. Esta dificuldade pode ser sanada assumindo-se um comprimento de tubo virtual, que pode ser calculado por extrapolação dos dados experimentais de pressão acústica em algumas posições do tubo e em sua seção inferior.



CAPÍTULO 4

ANÁLISE

Neste capítulo, são analisados os efeitos das oscilações acústicas nos deslocamentos, velocidades e taxas de reação e de geração de calor de partículas de diversos diâmetros, bem como as diferenças de fase entre estes parâmetros e as velocidades e pressões acústicas do escoamento gasoso. Primeiramente, é investigado o caso de partículas sólidas inertes, para as quais são considerados cinzas de carvão e material elutriado de combustor pulsante de carvão, cujas massas específicas são da ordem de 2250 kg/m^3 [42] e 660 Kg/m^3 [20], respectivamente. Em seguida, partículas líquidas de álcool etílico 99,3 %, com massa específica de aproximadamente 790 kg/m^3 [43] e constante de queima em ar da ordem de $8,5 \times 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ [36] são consideradas. Evidentemente, o estudo relativo às taxas de reação e geração de calor somente é cabível para partículas em reação de combustão.

Embora o equacionamento desenvolvido no CAPÍTULO 2 seja geral, a análise concentra-se nos casos em que a velocidade do gás e a velocidade inicial da partícula encontram-se na direção vertical, uma vez que as conclusões fundamentais para outras configurações de escoamento são essencialmente as mesmas. O escoamento oscilatório que serve como base para a análise é aquele correspondente ao do combustor tipo Rijke da referência [18] operando em condições de máxima eficiência, para o qual a velocidade média do escoamento é $2,35 \text{ m/s}$, sendo a velocidade acústica dada pela equação (69), com o restante de suas características experimentais apresentado no APÊNDICE 2. A viscosidade e a massa específica do gás de combustão foram tomadas considerando-o como ar na mesma temperatura média e seus valores podem ser encontrados na referência [44].

4.1. Partículas sólidas

As posições de partículas sólidas tipo cinzas de carvão em função do tempo em escoamentos oscilatório e não oscilatório de mesmos parâmetros médios são apresentadas na Figura 9, para diâmetros de 100, 200 e $300 \mu\text{m}$ e para intervalos de tempo de 0 a 1,6 s. As partículas iniciam o movimento ascendente em $x = 0,685 \text{ m}$, correspondente à posição do leito de carvão, e deixam o combustor em $x = 2,74 \text{ m}$, o comprimento e o local da seção de saída do tubo.



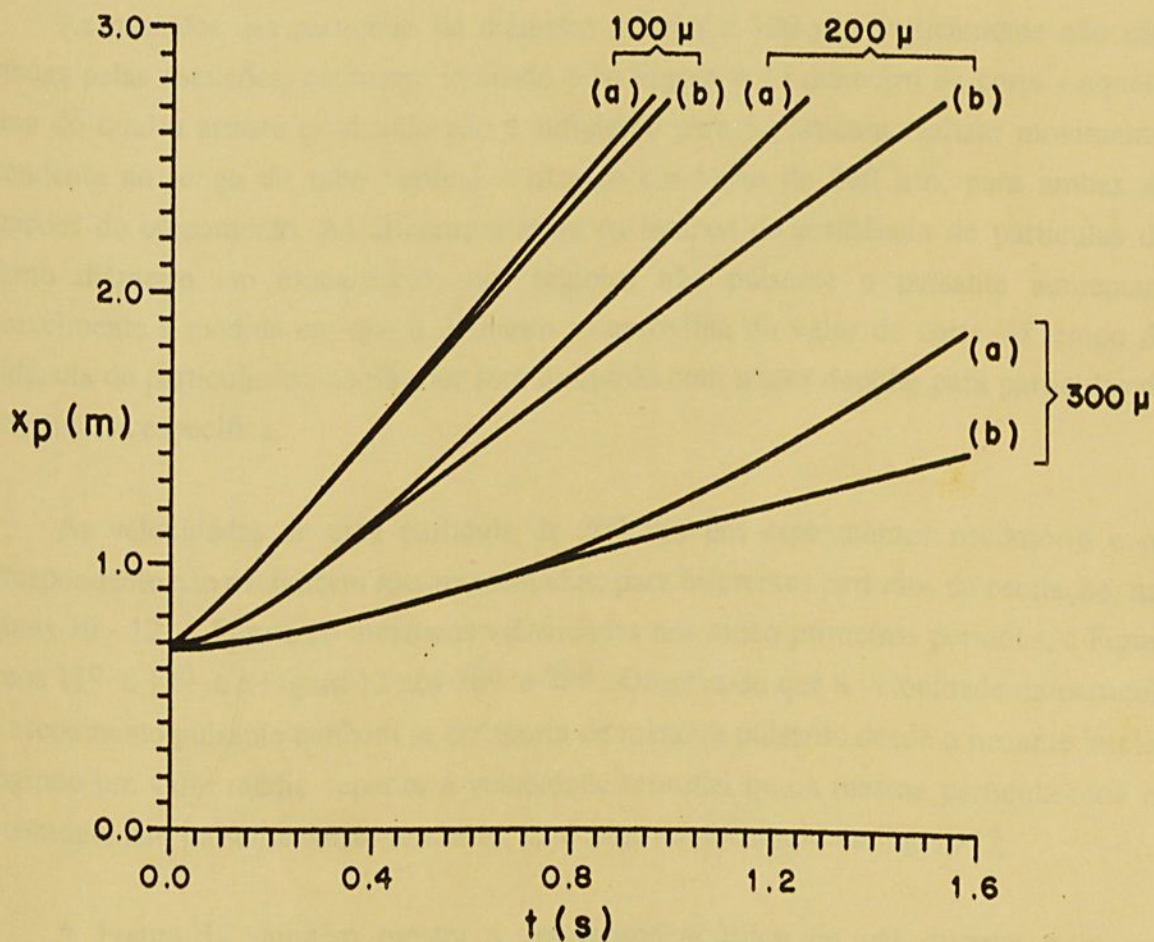


Figura 9 - Posição de partículas de cinzas de carvão como função do tempo; a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

Observa-se claramente que as pulsações acústicas diminuem o tempo para as partículas cruzarem a seção de saída do combustor. O tempo de residência para partículas de 200 μm , por exemplo, é 1,57 s para o regime não pulsante e 1,29 s para o regime pulsante. Os níveis de velocidade instantânea mais elevados alcançados pelo escoamento na situação oscilatória, muito embora sua velocidade média seja a mesma em ambas as situações, produzem um maior arrasto médio na partícula. O arrasto varia de forma não linear com a velocidade relativa entre a partícula e o gás, com as pulsações contribuindo efetivamente para aumentar a velocidade média da partícula.

As posições das partículas de diâmetro inferior a 100 μm praticamente não são afetadas pelas oscilações, conforme indicado pela Figura 9. O diâmetro de corte - aquele acima do qual o arrasto produzido não é suficiente para a partícula realizar movimento ascendente ao longo do tubo vertical - situa-se em torno de 360 μm , para ambas as situações de escoamento. As diferenças entre os tempos de residência de partículas de mesmo diâmetro em escoamentos nos regimes não pulsante e pulsante aumentam sensivelmente à medida em que o diâmetro se aproxima do valor de corte. O tempo de residência de partículas no combustor será discutido com maior detalhe para partículas de menor massa específica.

As velocidades de uma partícula de 200 μm em escoamentos oscilatório e no correspondente não oscilatório são apresentadas, para diferentes períodos da oscilação, nas Figuras 10 - 12. A Figura 10 mostra as velocidades nos cinco primeiros períodos, a Figura 11 nos 11^o e 12^o e a Figura 12 nos 78^o e 79^o. Observa-se que a velocidade da partícula em escoamento pulsante também se comporta de maneira pulsante desde o instante inicial, atingindo um valor médio superior à velocidade terminal que a mesma partícula teria no escoamento não pulsante correspondente, conforme demonstrado na Figura 12.

A Figura 12 também mostra a velocidade acústica do gás durante o mesmo intervalo de tempo, calculada pela equação (69). É importante observar que a fase entre esta velocidade e a da partícula é exatamente $\pi/2$, para o diâmetro de 200 μm , isto ocorrendo em toda a extensão do combustor. A fase entre a velocidade e a pressão acústicas do escoamento é função da posição dentro do tubo, tendo em vista a dependência da primeira com $\cos[k_2(L - x)]$ e da segunda com $\sin[k_2(L - x)]$, sendo $-\pi/2$ para $x < 0,744$ m e $\pi/2$ para $x > 0,744$ m, conforme mostrado no capítulo anterior. Assim, p' estará exatamente em fase com a velocidade da partícula para $x < 0,744$ m, ocorrendo o contrário para $x > 0,744$ m.



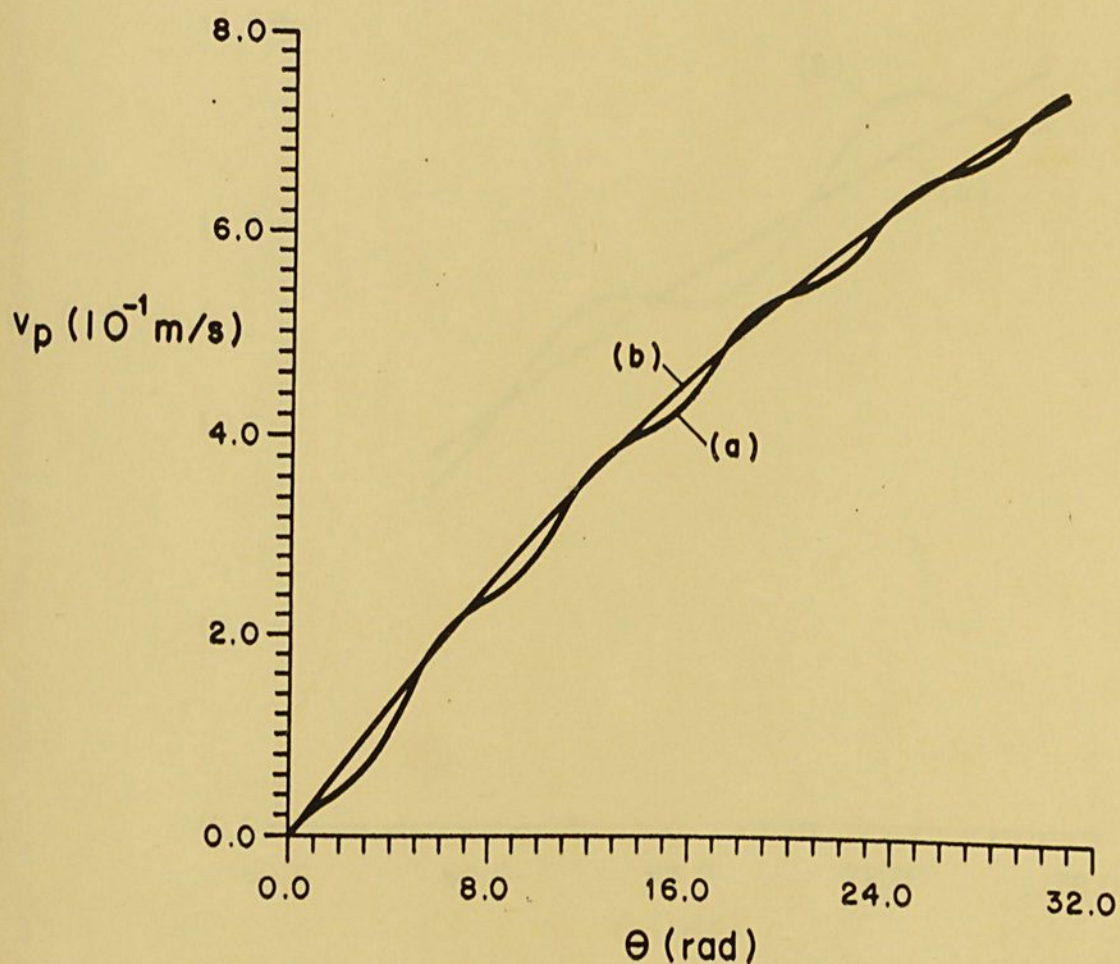


Figura 10 - Velocidade de partícula de cinza de $200 \mu\text{m}$ como função do tempo (10° a 50° períodos); a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

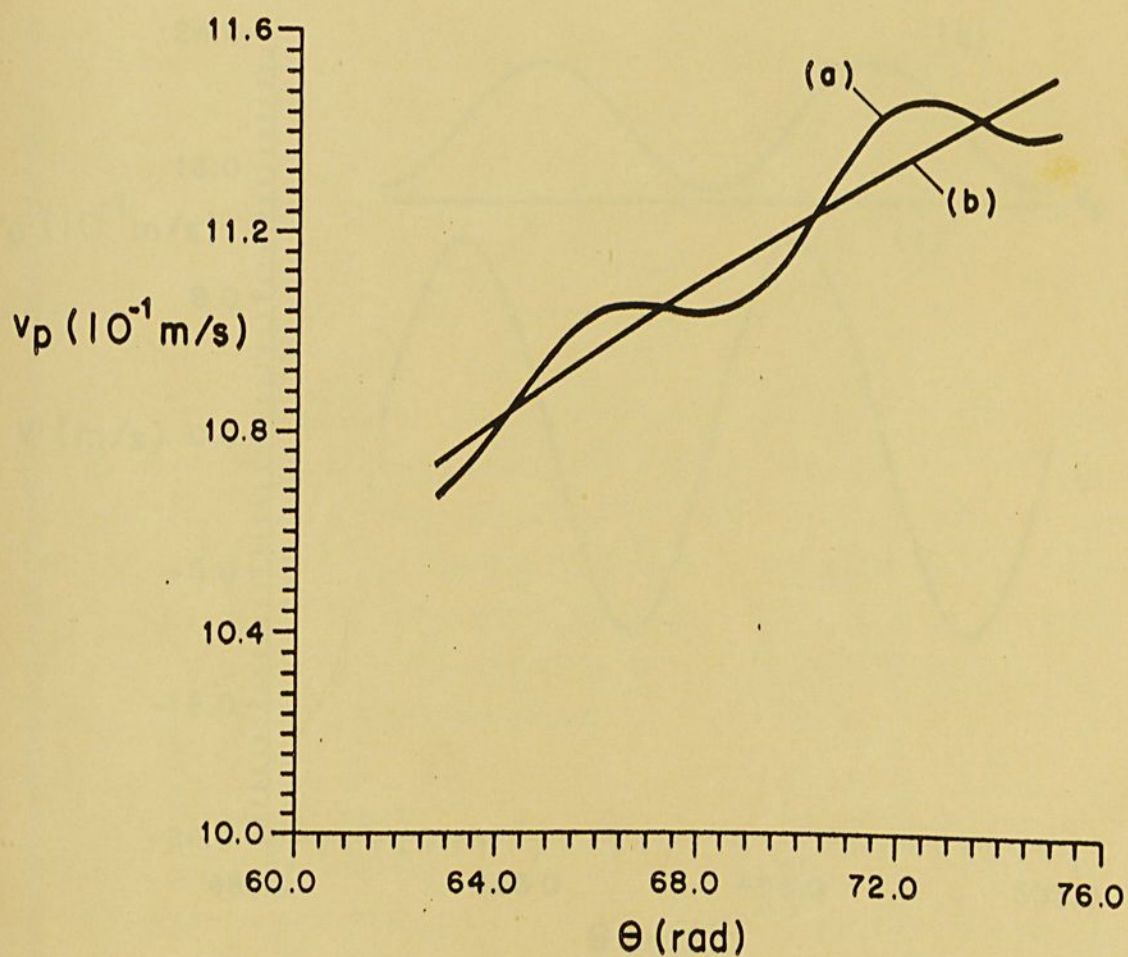


Figura 11 - Velocidade de partícula de cinza de 200 μm como função do tempo (110. e 120. períodos); a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

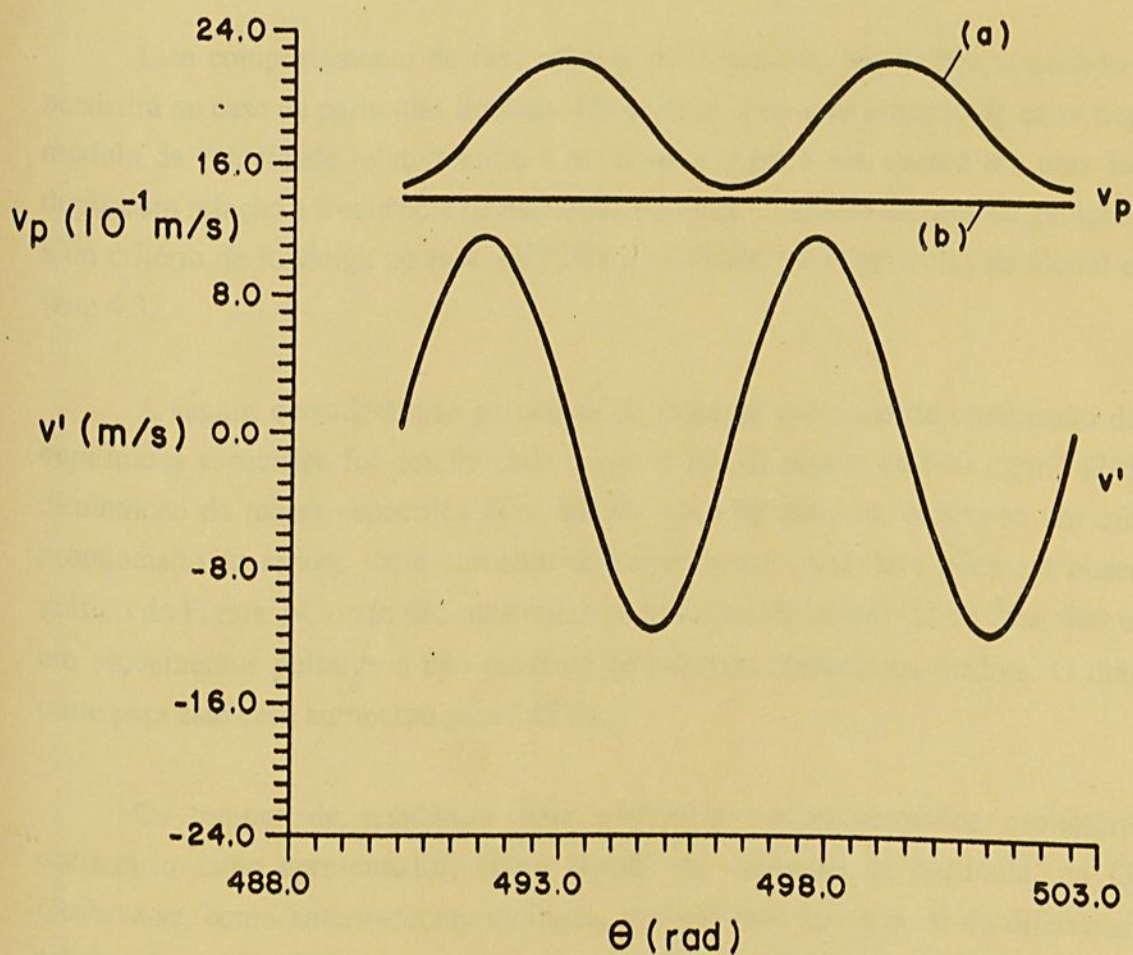


Figura 12 - Velocidade de partícula de cinza de 200 μm como função do tempo (780. e 790. períodos); a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

Deve-se observar que a fase entre a velocidade acústica do gás e a velocidade da partícula depende do diâmetro da partícula, além de sua massa específica e das propriedades do gás. Para cinzas de carvão em gases de combustão do tubo de Rijke aqui considerado, a fase é zero para partículas menores que $5\text{ }\mu\text{m}$ e $\pi/2$ para partículas maiores que $100\text{ }\mu\text{m}$, conforme mostrado na Figura 13. Partículas muito pequenas seguem o escoamento na qual elas estão imersas. Neste caso, a fase entre a velocidade da partícula e a pressão acústica é $\pi/2$ ou $-\pi/2$, dependendo da posição dentro do tubo, exatamente como ocorre com a fase entre a velocidade do gás e a pressão acústica.

Este comportamento da fase entre a velocidade da partícula e a pressão acústica persistirá no caso de partículas líquidas. No entanto, a taxa de geração de calor depende do módulo da velocidade relativa entre a partícula e o gás e ela variará em uma frequência dupla com relação à frequência de oscilação acústica. O estudo da taxa de geração de calor e do critério de Rayleigh no tubo de Rijke é realizado para partículas de álcool etílico no item 4.3.

A seguir, consideram-se partículas de material elutriado de combustão de carvão, cuja massa específica foi determinada como sendo da ordem de 660 kg/m^3 [20]. Com a diminuição da massa específica com relação ao item anterior, espera-se um efeito mais pronunciado do arrasto, com aumento do diâmetro de corte. Isto pode ser observado no gráfico da Figura 14, onde são mostradas as posições de partículas de 200, 400 e 600 μm em escoamentos pulsante e não pulsante de mesmos parâmetros médios. O diâmetro de corte para este caso aumentou para 725 μm .

Os tempos de residência para partículas em escoamentos oscilatório e não oscilatório estão apresentados, como função do diâmetro da partícula, na Figura 15. Observa-se, como anteriormente indicado, um aumento substancial da diferença entre os tempos de residência para os regimes de escoamento conforme o diâmetro se aproxima do valor de corte. Partículas de 600 μm , por exemplo, permanecem no combustor por 2,03 s se o regime for pulsante e por 4,08 s caso contrário, sendo que, para 700 μm , estes tempos crescem para 3,94 s e 18,22 s, respectivamente. Supondo que reações químicas possam ainda estar ocorrendo ao longo do tubo devido às altas temperaturas e sabendo que partículas maiores terão um tempo de queima consideravelmente maior, é de se esperar que combustores operando no regime pulsante lancem, na atmosfera, partículas sólidas não queimadas em uma faixa de granulometria bem determinada e em taxas mais elevadas do que quando a operação for não pulsante. Dados complementares sobre distribuição granulométrica média das partículas geradas pelo combustor pulsante instalado no INPE quando em operação com carvão vegetal e turfa peletizada, que fortalecem a

000292

36

FACULDADE DE ENGENHARIA
DE GUARATINGUETÁ
BIBLIOTECA



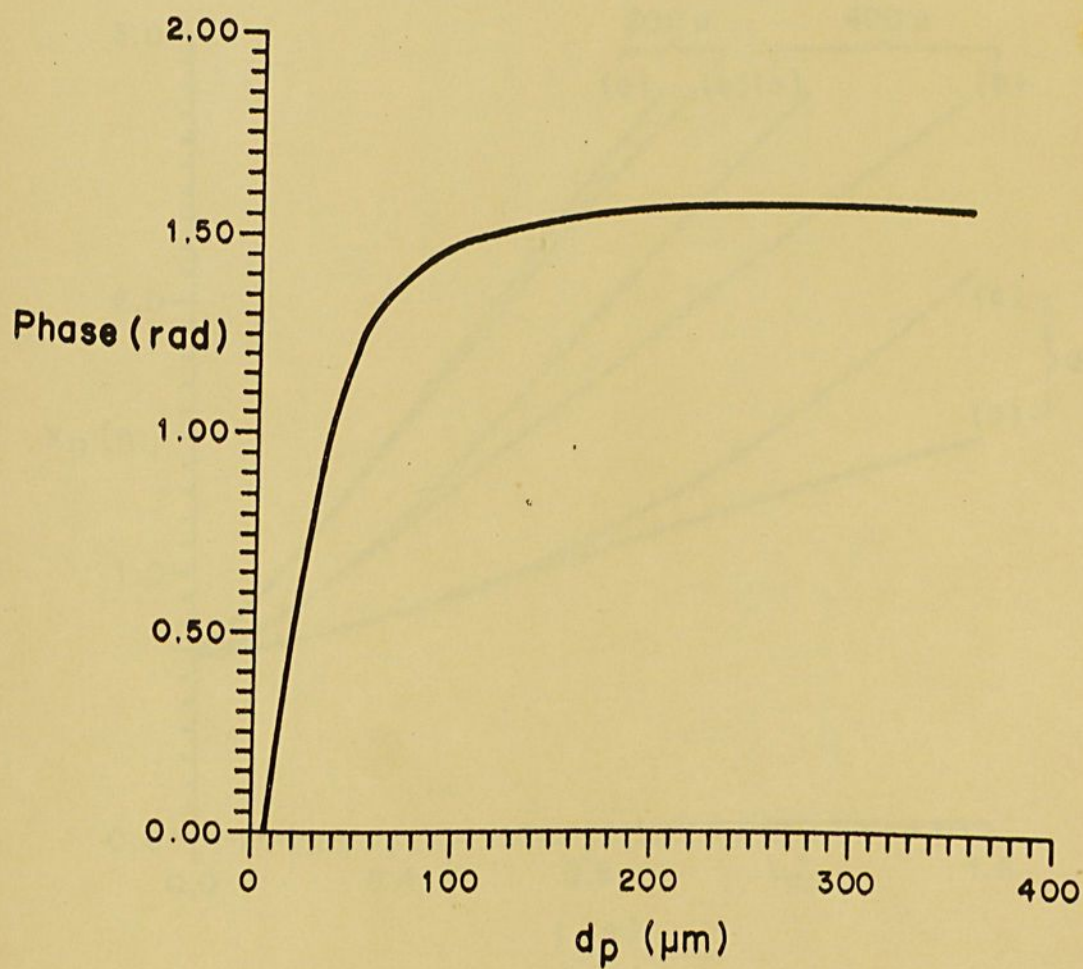


Figura 13 - Fase entre a velocidade da partícula e a velocidade acústica do escoamento como função do diâmetro da partícula, para cinzas de carvão.

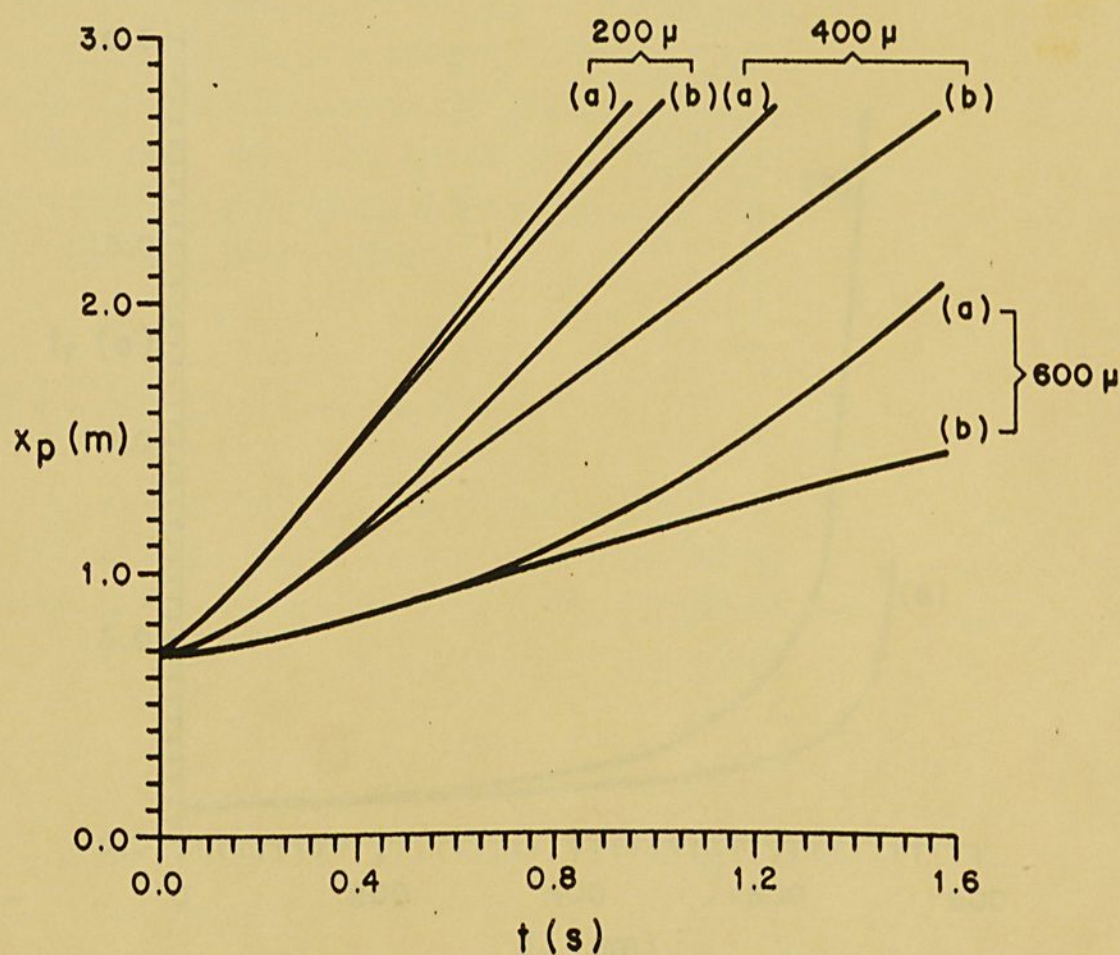


Figura 14 - Posição de partículas de material elutriado como função do tempo; a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

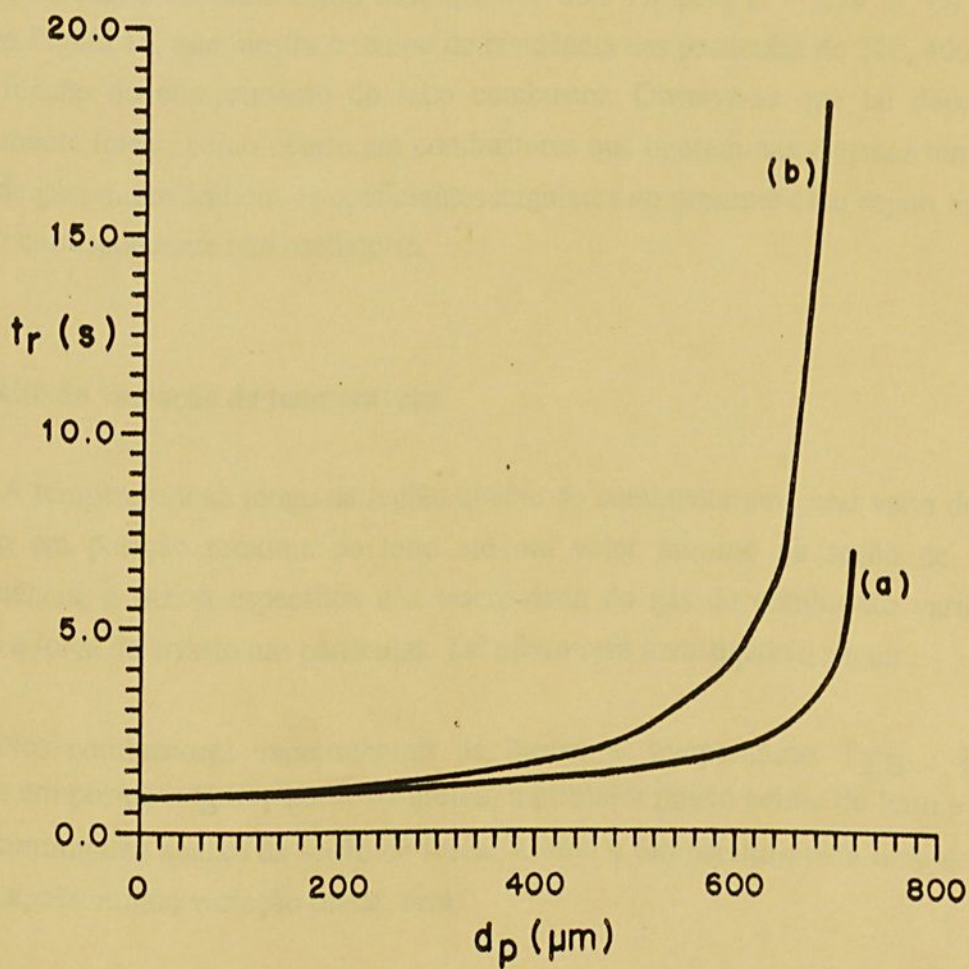


Figura 15 - Tempos de residência para partículas de material elutriado como função do diâmetro da partícula; a) escoamento oscilatório, b) escoamento não oscilatório.

argumentação aqui elaborada, são apresentados no APÊNDICE 3. O fato de o combustor pulsante emitir uma quantidade inaceitável de material elutriado, quando em operação com turfa peletizada [45], determinou a instalação de ciclones e sistema de recirculação de material não queimado no equipamento [46].

O efeito da frequência de oscilação também foi investigado para as partículas consideradas neste item. Sabendo que a frequência é proporcional ao inverso do comprimento do tubo ($f \propto 1/L$), procedeu-se à correção do comprimento para satisfazer a esta dependência, tomando como base que $f = 80,5$ Hz para $L = 2,74$ m. Os resultados estão na Figura 16, que mostra o tempo de residência das partículas de 200, 400 e 600 μm como função do comprimento do tubo combustor. Observa-se que tal dependência é praticamente linear, como ocorre em combustores que operam nas mesmas temperatura e vazão de gás, muito embora os coeficientes angulares no presente caso sejam maiores que no caso correspondente não oscilatório.

4.2. Efeito da variação de temperatura

A temperatura ao longo da região quente do combustor em geral varia de um valor máximo em posição próxima ao leito até um valor mínimo na seção de saída. Em consequência, a massa específica e a viscosidade do gás de combustão variam, o que alterará a força de arrasto nas partículas. Tal efeito será investigado a seguir.

Nos combustores experimentais da literatura, temperaturas $T_{2,B}$ e $T_{2,T}$ eram medidas em posições l_B e l_T partir da grelha, a primeira pouco acima do leito e a segunda alguns centímetros abaixo da seção de saída. Assim, a temperatura para uma determinada posição x , assumindo variação linear, será:

$$T_{m2} = T_{2,B} - (T_{2,B} - T_{2,T}) \frac{x - 0,25 L - l_B}{l_T - l_B} \quad (72)$$

Da lei dos gases perfeitos para o ar, a massa específica do gás de combustão, em kg/m^3 , como função da temperatura, em K, é calculada por

$$\rho_{m2} = \frac{352,40}{T_{m2}} \quad (73)$$



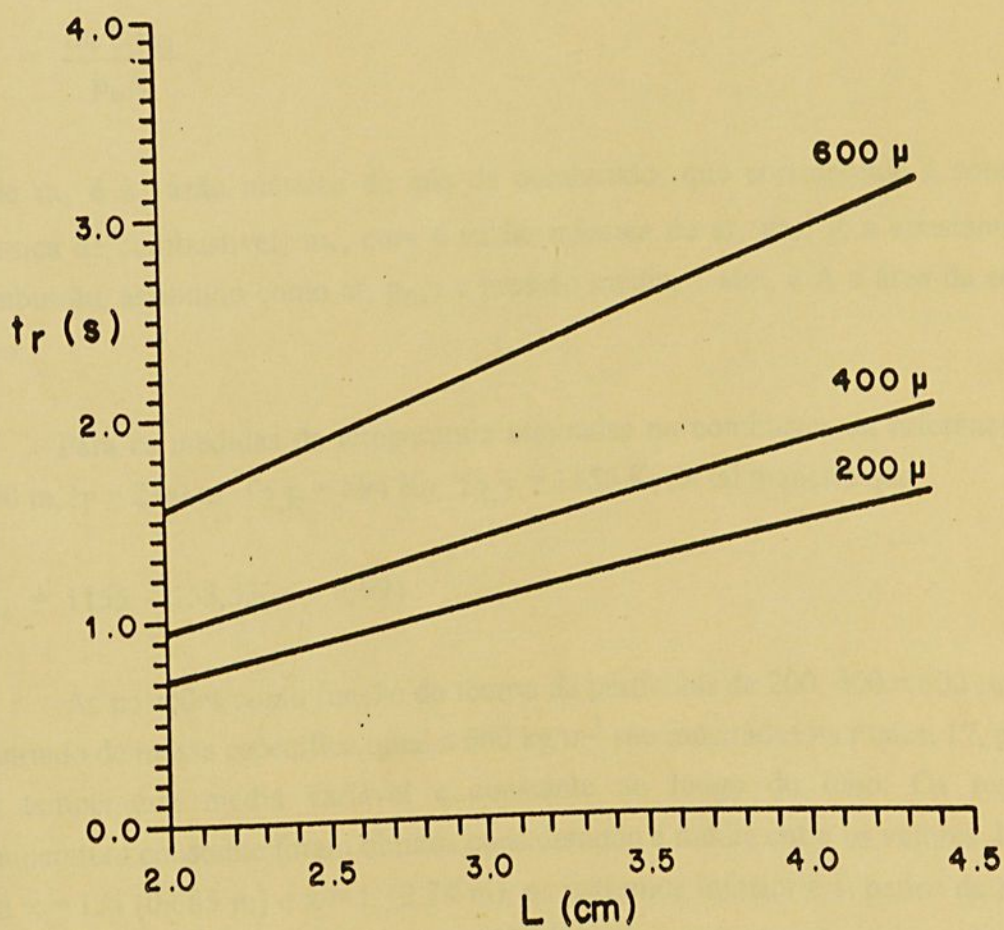


Figura 16 - Tempos de residência de partículas tipo material elutriado como função do comprimento do tubo.

A viscosidade do gás, em kg/m.s, obtida em função da temperatura, também em K, como uma reta pelo método dos mínimos quadrados, usando tabela da referência [44] para o ar, corresponde a

$$\mu_2 = (0,00291 T_{m2} + 1,241) * 10^{-5}. \quad (74)$$

Da equação de conservação de massa obtém-se a velocidade média do gás de combustão:

$$v_{m2} = \frac{m_g R T_{m2}}{p_m A}, \quad (75)$$

onde m_g é a vazão mássica do gás de combustão, que corresponde à soma da vazão mássica de combustível, m_c , com a vazão mássica de ar, m_{ar} , R a constante do gás de combustão, assumido como ar, p_{m2} a pressão média, 1 atm, e A a área da seção reta do tubo.

Para as medidas de temperatura efetuadas no combustor da referência [18], $l_B = 0,30$ m, $l_T = 2,00$ m, $T_{2,B} = 894$ K e $T_{2,T} = 1155$ K, de tal maneira que

$$T_{m2} = 1155 - 153,53(x - 0,99). \quad (76)$$

As posições como função do tempo de partículas de 200, 400 e 600 μm de material elutriado de massa específica igual a 660 kg/m^3 são mostradas na Figura 17, para situações de temperatura média variável e constante ao longo do tubo. Os resultados para temperatura constante foram obtidos considerando a média entre os valores da temperatura em $x = L/4$ (0.685 m) e $x = L$ (2.74 m), os extremos inferior e superior da região quente. Desta maneira, $T_{m2} = 1044$ K, e não 1000 K como nos itens anteriores.

Observa-se, da Figura 17, para os dois casos considerados, que não há discrepância substancial entre a posições, para o mesmo tempo a partir do início do movimento, das partículas menores, com diâmetros abaixo de 200 μm , principalmente quando a partícula estiver próxima à seção de saída do combustor. As diferenças, no entanto, aumentam consideravelmente quando o diâmetro da partícula se aproxima daquele de corte.

As velocidades da partícula, para cada caso, são mostradas na Figura 18, para o intervalo de tempo correspondente aos períodos 101 $^\circ$ a 106 $^\circ$. Observa-se que, no caso de temperatura variável, (a), a velocidade média da partícula já está decrescendo no intervalo de tempo considerado, tendo em vista que a velocidade média do gás é máxima na região



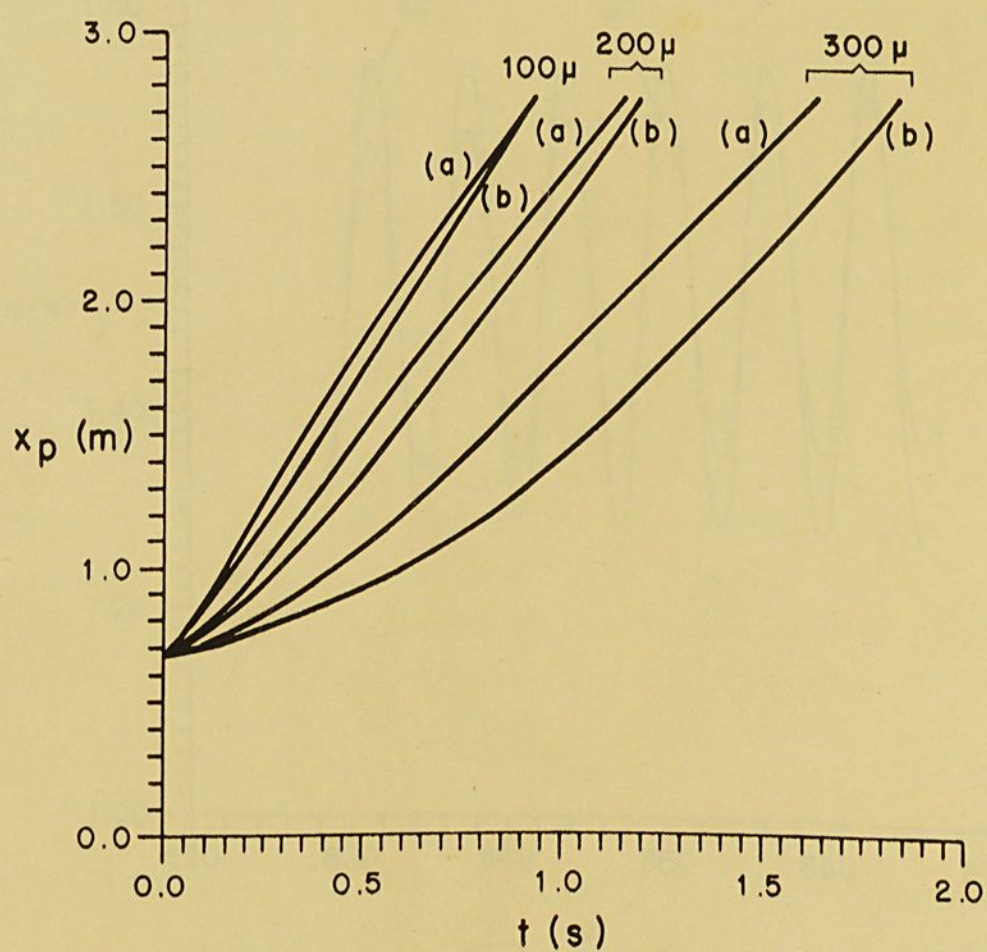


Figura 17 - Posição de partículas de material elutriado como função do tempo em escoamento oscilatório; a) zona quente com temperatura média variável, b) zona quente com temperatura média constante.

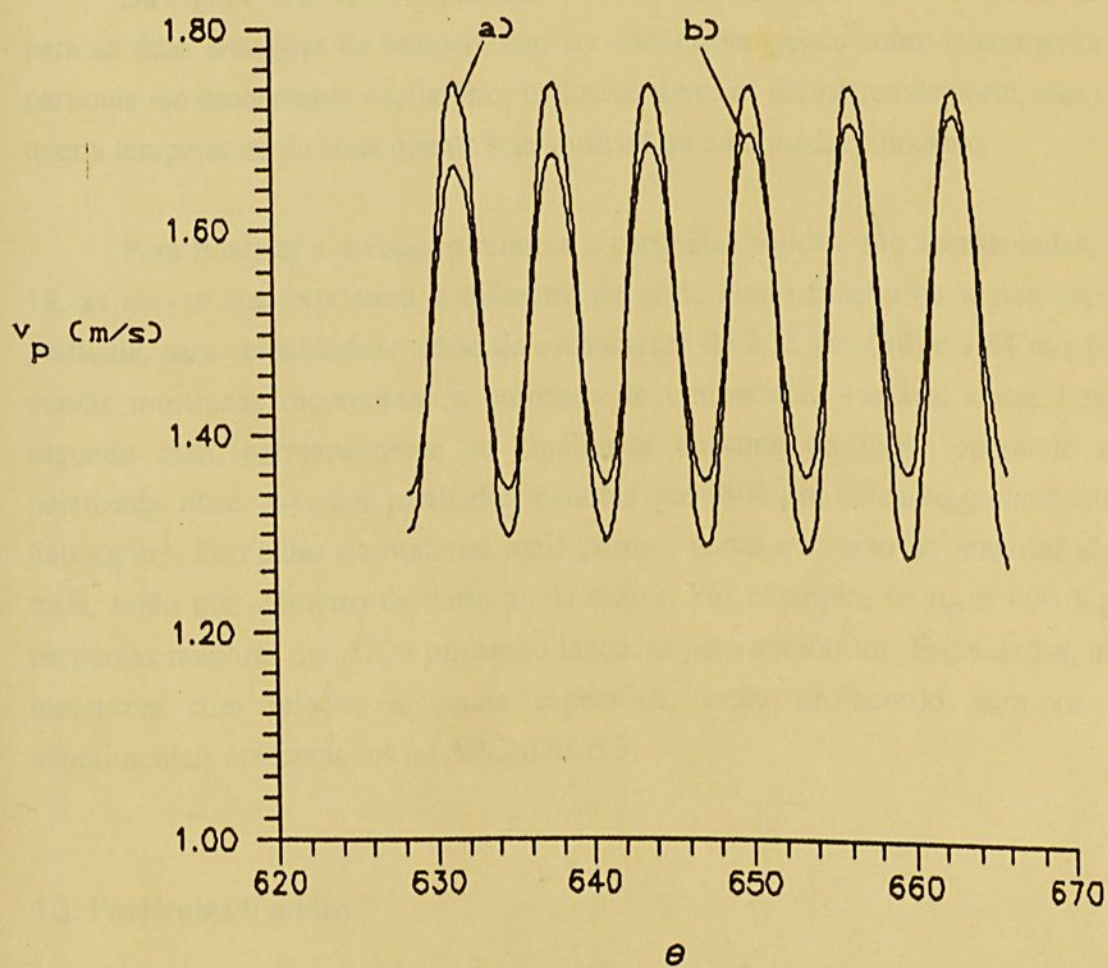


Figura 18 - Velocidades de partículas de material elutriado como função do tempo (1010. a 1060. períodos); a) zona quente com temperatura média variável, b) zona quente com temperatura média constante.

próxima ao leito. Por outro lado, para temperatura constante, (b), e velocidade média do gás constante, a velocidade média da partícula ainda está aumentando no mesmo intervalo de tempo. Pelo fato da velocidade do gás ser inicialmente maior para a situação de temperatura variável, ocorre um maior arrasto líquido e, conseqüentemente, velocidades médias e amplitudes de velocidade de partícula maiores no início do movimento. Estas razões explicam as diferenças de concavidade entre as curvas dos deslocamentos das partículas, como mostrado na Figura 17.

Da Figura 18 observa-se, também, que não há fase entre as velocidades da partícula para as duas situações de temperatura. As conclusões gerais sobre o comportamento da partícula em escoamento oscilatório, inclusive sobre os diâmetros de corte, não se alteram quer a temperatura da zona quente seja variável ou uma média constante.

Para finalizar a discussão relativa a partículas sólidas, são apresentadas, na Figura 19, as curvas que exprimem o diâmetro de corte como função da massa específica da partícula, para velocidades médias de escoamento de 2,35 m/s [18] e 3,84 m/s [45,46]. As curvas mostradas incorporam a correção de temperatura variável deste item. Para o segundo caso, correspondente ao combustor pulsante do INPE operando com turfa peletizada, observa-se que partículas menores que 1300 μm deixarão o combustor se $\rho_p = 660 \text{ kg/m}^3$. Partículas de material mais poroso, como é o caso de material elutriado de turfa, terão um diâmetro de corte ainda maior. Por exemplo, se $\rho_p = 400 \text{ Kg/m}$, então partículas menores que 1800 μm serão lançadas pelo combustor. Estes dados, a menos de incertezas com relação à massa específica, estão de acordo com os resultados experimentais apresentados no APÊNDICE 3.

4.3. Partículas líquidas

Para o estudo do comportamento de partículas líquidas em escoamento oscilatório, foram também adotados os parâmetros de escoamento do combustor da referência [18] operando com máxima eficiência. O número de transferência (equação (10)), considerando que a temperatura de referência T_R seja 20 °C e que, para o álcool etílico, $\Delta H_f \cdot Y_{O,\infty} = 776 \text{ cal/g}$, $T_B = 78,5 \text{ oC}$, $L = 200 \text{ cal/g}$ e $C(T_B - T_R) = 32,60 \text{ cal/g}$ [36], é dado por

$$B = \frac{776 + c_g (T_\infty - 351,7)}{232,60} \quad (77)$$

Adotando o gás de combustão como sendo aproximadamente ar, composto de 21 % de oxigênio e 79 % de nitrogênio, em volume, o calor específico do gás fica, em cal/mol,



$$c_g = 0,21 c_{p,O_2} + 0,79 c_{p,N_2} , \quad (78)$$

onde c_{p,O_2} e c_{p,N_2} são os calores específicos de cada um dos gases indicados, respectivamente. Adotando a formulação para tais calores específicos em função da temperatura, indicada na referência [43], tem-se, em cal/g,

$$c_g = \frac{1}{28,84} \left[0,21 \left(8,27 + 0,000258 T_\infty - \frac{187700}{T_\infty^2} \right) + 0,79 (6,50 + 0,0010 T_\infty) \right] , \quad (79)$$

onde a temperatura é inserida em K. Para $T_\infty = 1025$ K, a temperatura média na zona quente do combustor, tem-se, então, $B = 0,267$.

A constante de evaporação em meio quiescente (equação (21)), para a mesma temperatura de 1025 K, para a qual $\rho_g = 0,344$ kg/m³ e $\alpha_g = 1,751 \times 10^{-4}$ m²/s [44], e para $\rho_p = 790$ kg/m é $\lambda_0 = 1,444 \times 10^{-7}$ m²/s. Para $Pr = 0,702$ [44], a constante de evaporação em meio oscilatório torna-se (equação (25))

$$\lambda = 1,444 \times 10^{-7} (1 + 0,245 Re^{1/2}) , \quad (80)$$

onde o número de Reynolds é calculado pela equação (7). Sendo $\Delta H = 6400$ cal/g [36], obtem-se

$$Q = 573,41 (1 + 0,245 Re^{1/2}) D , \quad (81)$$

onde as unidades de Q são cal/s.

Os valores calculados para este caso foram inseridos na equação do movimento (equação (14b)) levando-se em conta a correção no coeficiente de arrasto prevista pela equação (8). Os valores inseridos em cada passo do programa computacional foram aqueles correspondentes ao início de cada intervalo.

O primeiro conjunto de resultados do presente item é apresentado na Figura 20, onde são mostrados, para os regimes pulsante e não pulsante, as posições em que as partículas terminam a queima como função do diâmetro inicial das mesmas, para velocidades iniciais de partícula de 0 e 1 m/s. Para velocidade inicial nula, o diâmetro de corte é 570 μ m, aumentando para 710 μ m quando a velocidade inicial é de 1 m/s. Observa-se que, na segunda situação, a posição de término da queima passa por um máximo para diâmetros iniciais de gota da ordem de 600 μ m. Isto acontece porque gotas maiores

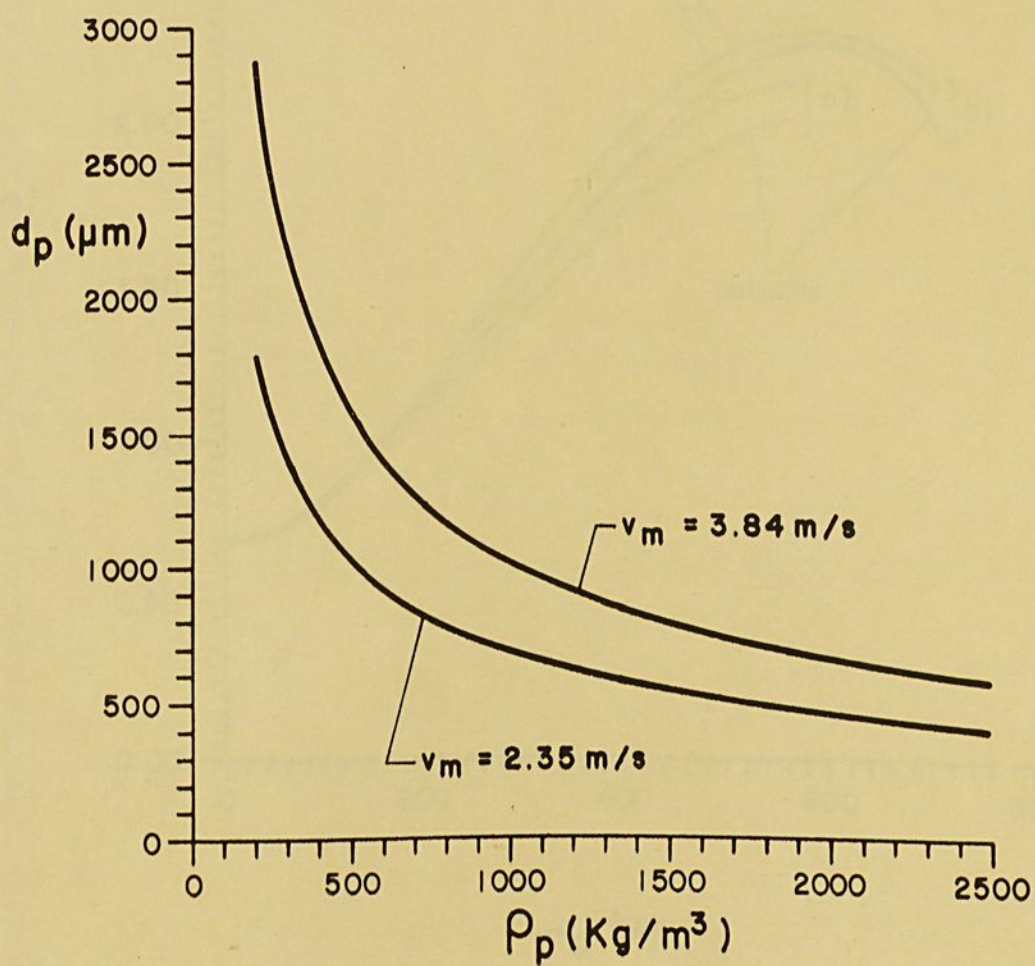


Figura 19 - Variação do diâmetro de corte com a massa específica da partícula.

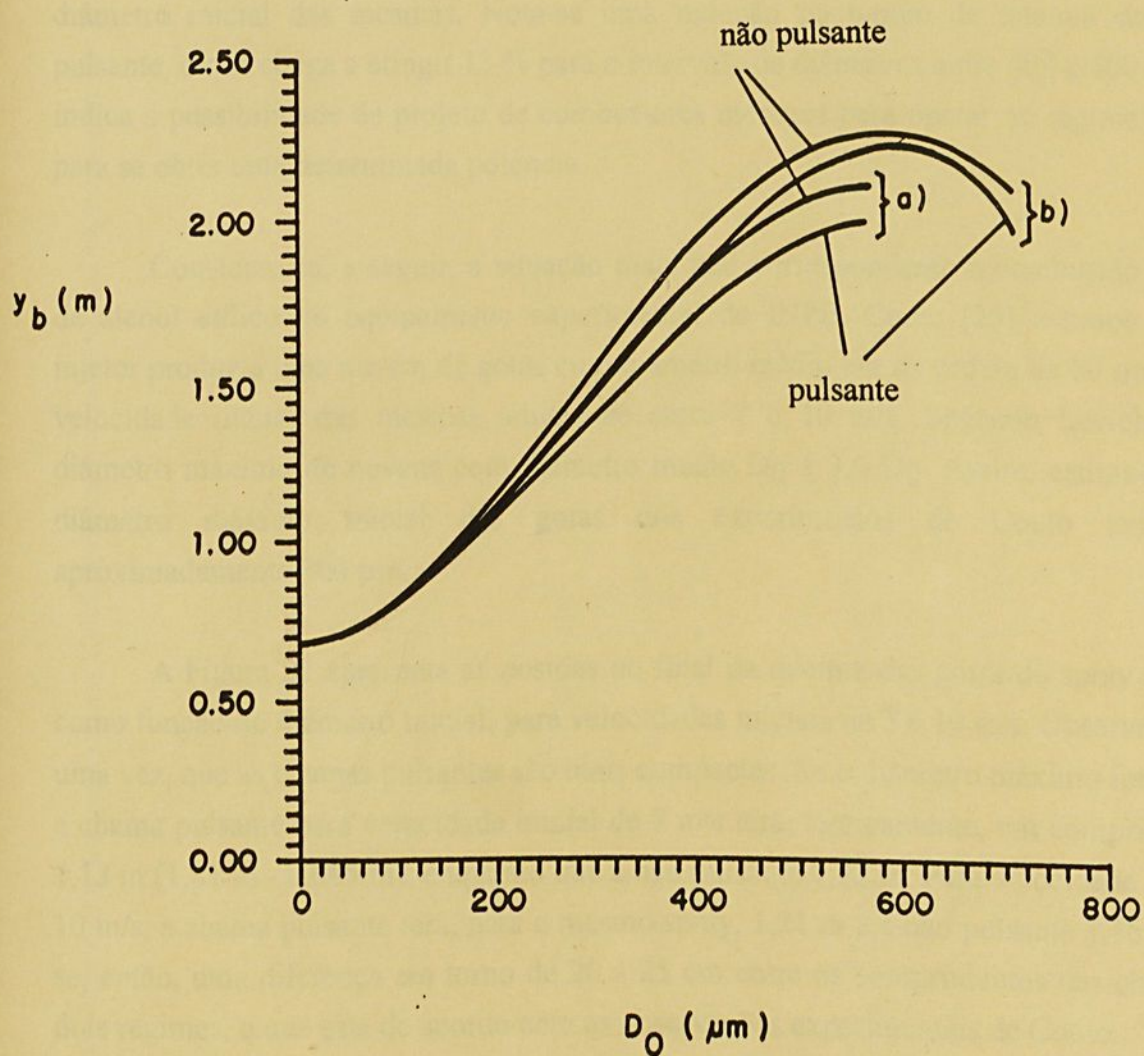


Figura 20 - Posição de término de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial nula, b) velocidade inicial = 1 m/s.

injetadas no escoamento com velocidade inicial não nula desaceleram e caem, retomando o movimento ascendente devido à diminuição de tamanho conforme a queima procede. Observa-se claramente uma diferença entre as posições de término de queima para gotas em regime pulsante, como consequência do aumento da constante de queima média, o que significa que a chama pulsante é mais compacta, fato que tem sido verificado na prática.

A Figura 21 mostra os tempos de queima das gotas anteriores como função do diâmetro inicial das mesmas. Nota-se uma redução no tempo de queima do regime pulsante, o que chega a atingir 13 % para o intervalo de diâmetros entre 400 e 500 μm . Isto indica a possibilidade de projeto de combustores menores para operar no regime pulsante para se obter uma determinada potência.

Considera-se, a seguir, a situação mais real correspondente à combustão pulsante de álcool etílico no equipamento experimental do INPE. Couto [25] estimou que seu injetor produzia uma nuvem de gotas cujo diâmetro médio era da ordem de 80 μm e que a velocidade inicial das mesmas situava-se entre 7 e 10 m/s. Segundo Levich [47], o diâmetro máximo de nuvens com diâmetro médio D_0 é 3,6 D_0 . Assim, estima-se que o diâmetro máximo inicial das gotas dos experimentos de Couto tenha sido aproximadamente 300 μm .

A Figura 22 apresenta as posições no final da queima das gotas do spray de Couto como função do diâmetro inicial, para velocidades iniciais de 7 e 10 m/s. Observa-se, mais uma vez, que as chamas pulsantes são mais compactas. Se o diâmetro máximo for 300 μm , a chama pulsante para velocidade inicial de 7 m/s terá, teoricamente, um comprimento de 1,13 m (1,81 m - 0,685 m), enquanto que a não pulsante 1,32 m. Para velocidade inicial de 10 m/s, a chama pulsante terá, para o mesmo spray, 1,21 m e a não pulsante 1,46 m. Nota-se, então, uma diferença em torno de 20 a 25 cm entre os comprimentos das chamas nos dois regimes, o que está de acordo com as observações experimentais de Couto.

Os tempos de queima como função do diâmetro inicial das gotas do mesmo spray estão mostrados na Figura 23. Pode-se constatar que praticamente não há variação em consequência da velocidade inicial, conforme também observado anteriormente na Figura 21. No entanto, o regime pulsante reduz o tempo de queima das gotas em até 22 %, como é o caso de gotas de 300 μm com velocidade inicial de 10 m/s. Para gotas de mesmo diâmetro com velocidade inicial de 7 m/s, a redução no tempo de queima é de 21 %.

O caso com velocidade inicial de partículas igual a 7 m/s e os diâmetros iniciais 100 e 200 μm foram selecionados para verificar o comportamento da velocidade de



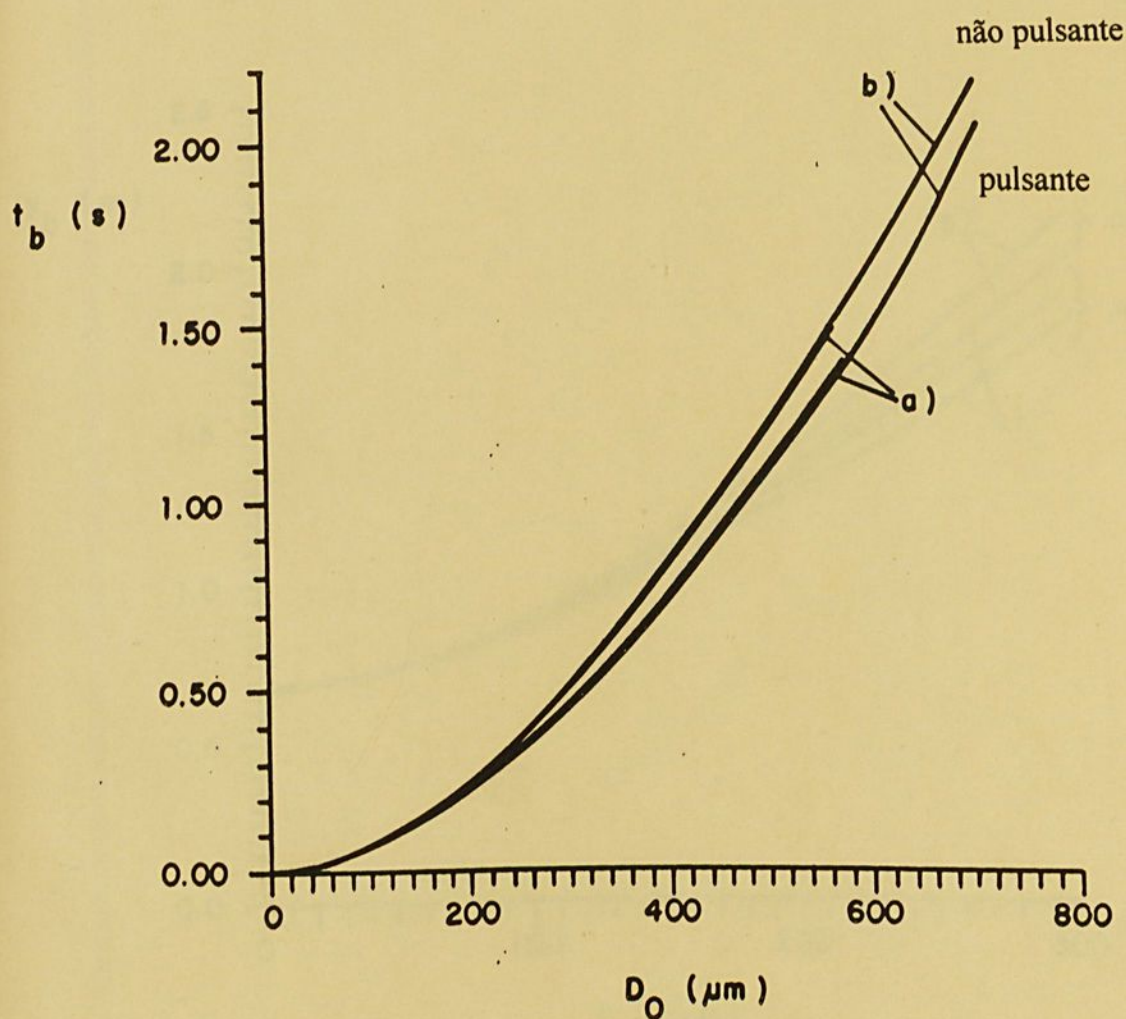


Figura 21 - Tempo de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial nula, b) velocidade inicial = 1 m/s.

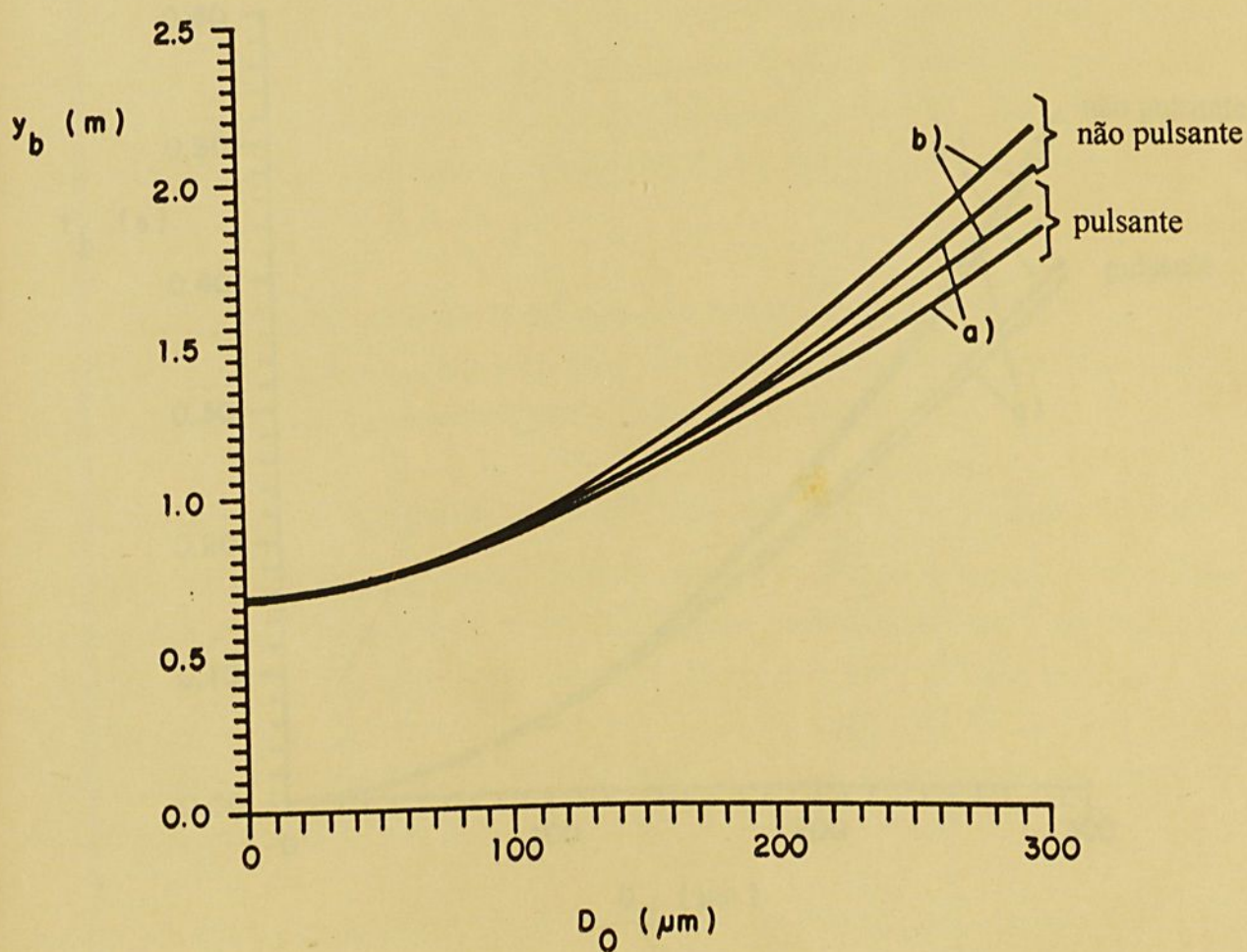


Figura 22 - Posição de término de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial = 7 m/s, b) velocidade inicial = 10 m/s.

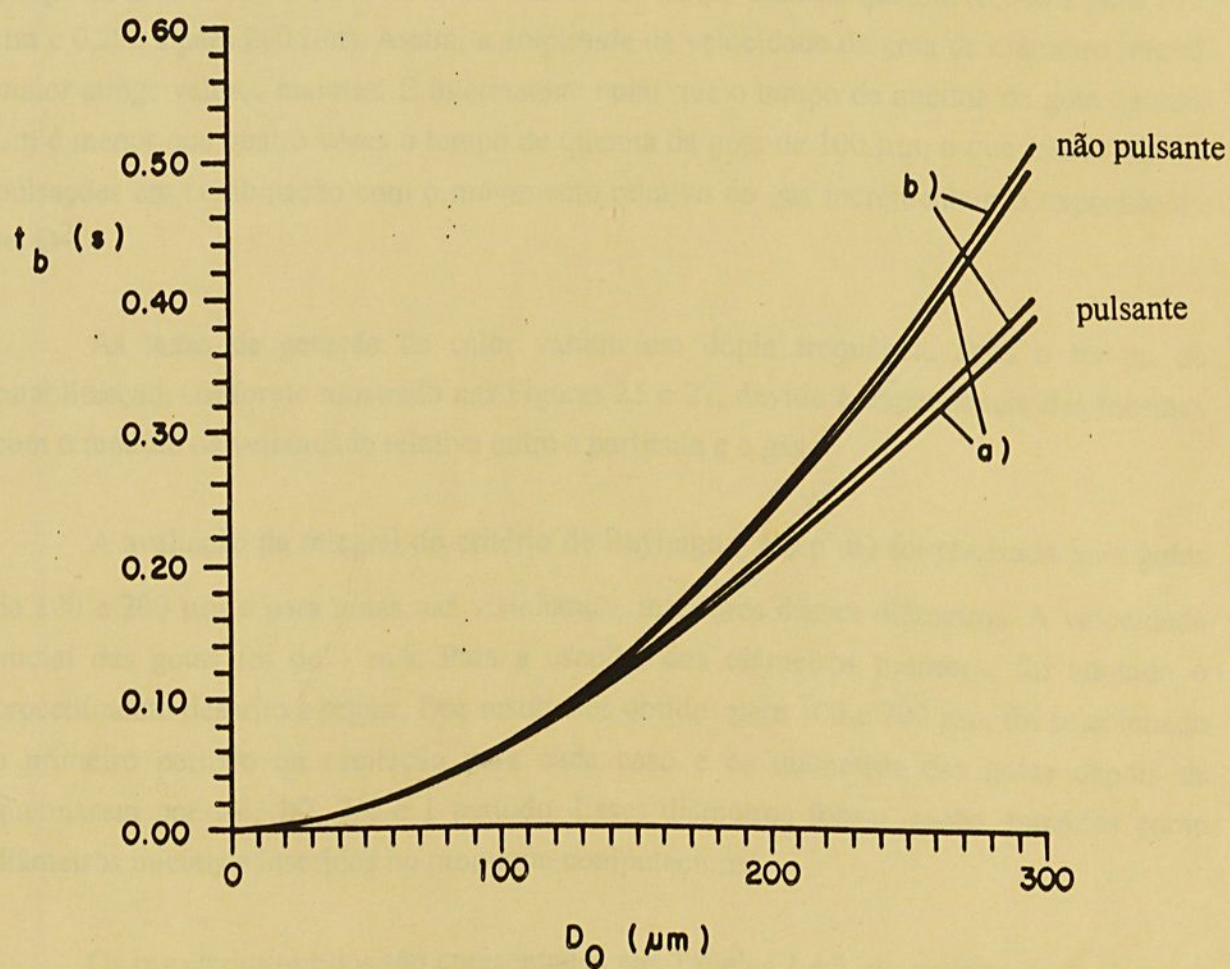


Figura 23 - Tempo de queima como função do diâmetro inicial; a) velocidade inicial = 7 m/s; b) velocidade inicial = 10 m/s.

partícula e da taxa de geração de calor. Os resultados obtidos são mostrados nas Figuras 24 - 27, que mostram a variação desses parâmetros com o tempo adimensional θ ($\theta = wt = 2\pi ft$).

Observa-se que, devido à alta velocidade inicial da partícula com relação à velocidade média do gás (2,35 m/s), há um tempo para estabilização. Após este tempo, a velocidade da partícula oscila em torno de um valor médio, mas sua amplitude aumenta devido à diminuição do diâmetro conforme a combustão se realiza. Para gotas maiores, o tempo de estabilização é menor relativamente ao tempo total de queima (0,060 s para 100 μm e 0,206 s para 200 μm). Assim, a amplitude da velocidade da gota de diâmetro inicial maior atinge valores maiores. É interessante notar que o tempo de queima da gota de 200 μm é menor que quatro vezes o tempo de queima da gota de 100 μm , o que indica que as pulsações em combinação com o movimento relativo do gás incrementam o expoente da lei D^2 .

As taxas de geração de calor variam em dupla frequência após o tempo de estabilização, conforme mostrado nas Figuras 25 e 27, devido à dependência das mesmas com o módulo da velocidade relativa entre a partícula e o gás.

A avaliação da integral do critério de Rayleigh ($\oint Q p' dt$) foi realizada para gotas de 100 e 200 μm e para gotas nas vizinhanças inferiores desses diâmetros. A velocidade inicial das gotas foi de 7 m/s. Para a escolha dos diâmetros menores, foi adotado o procedimento descrito a seguir. Dos resultados obtidos para 100 e 200 μm , foi selecionado o primeiro período de oscilação para cada caso e os diâmetros das gotas depois de queimarem por 1/4, 1/2, 3/4 e 1 período. Esses diâmetros foram, então, tomados como diâmetros iniciais e inseridos no programa computacional.

Os resultados obtidos são apresentados nas Tabelas 1 e 2, de onde se pode observar que a integral muda de sinal para valores de diâmetros iniciais bastante próximos. Isto era esperado tendo em vista a frequência dupla da taxa de geração de calor, conforme foi observado nas Figuras 25 e 27. Em complemento, é também de se esperar que gotas distintas de determinado diâmetro, 100 ou 200 μm , por exemplo, iniciem o processo de queima no início do período da pressão acústica e em outros tempos dentro do mesmo período. Assim, se o spray formado é o mesmo em regimes pulsante e não pulsante, não há conclusão relativa à satisfação do critério de Rayleigh em determinadas posições dentro do tubo de Rijke quando em operação com combustíveis líquidos.



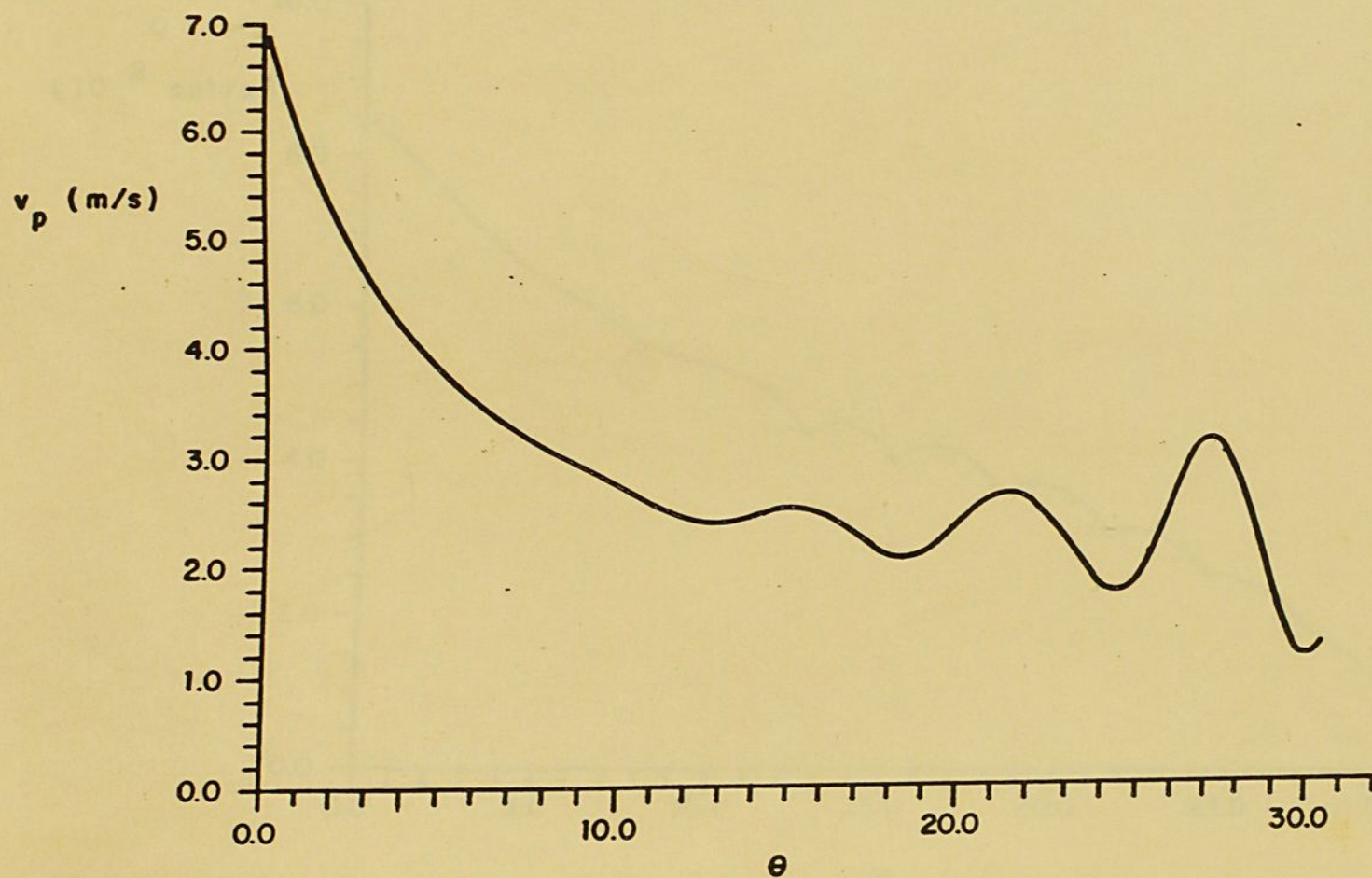


Figura 24 - Variação da velocidade da partícula com o tempo ($D_0 = 100 \mu\text{m}$).

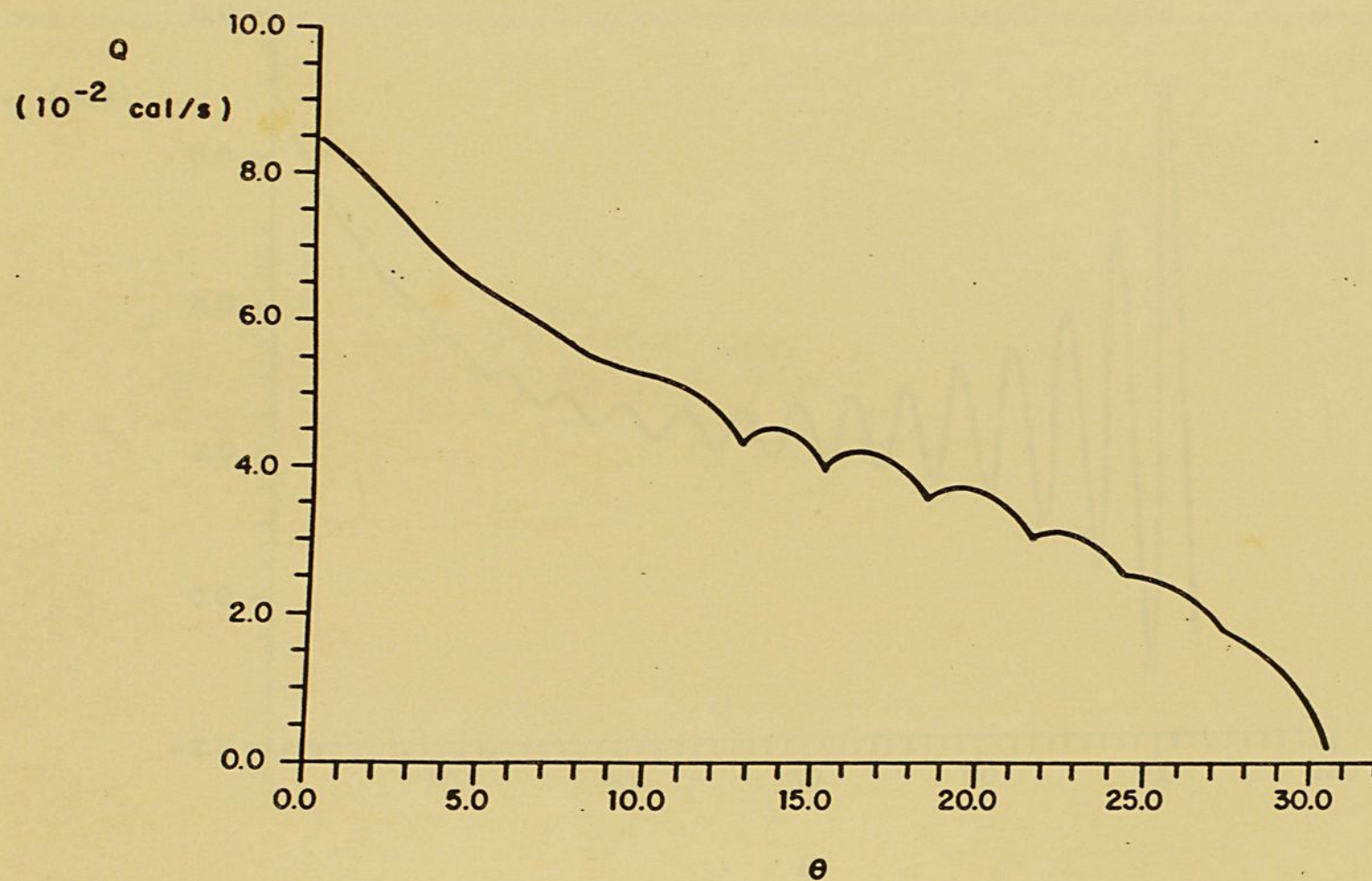


Figura 25 - Variação da taxa de geração de calor com o tempo ($D_0 = 100 \mu\text{m}$).

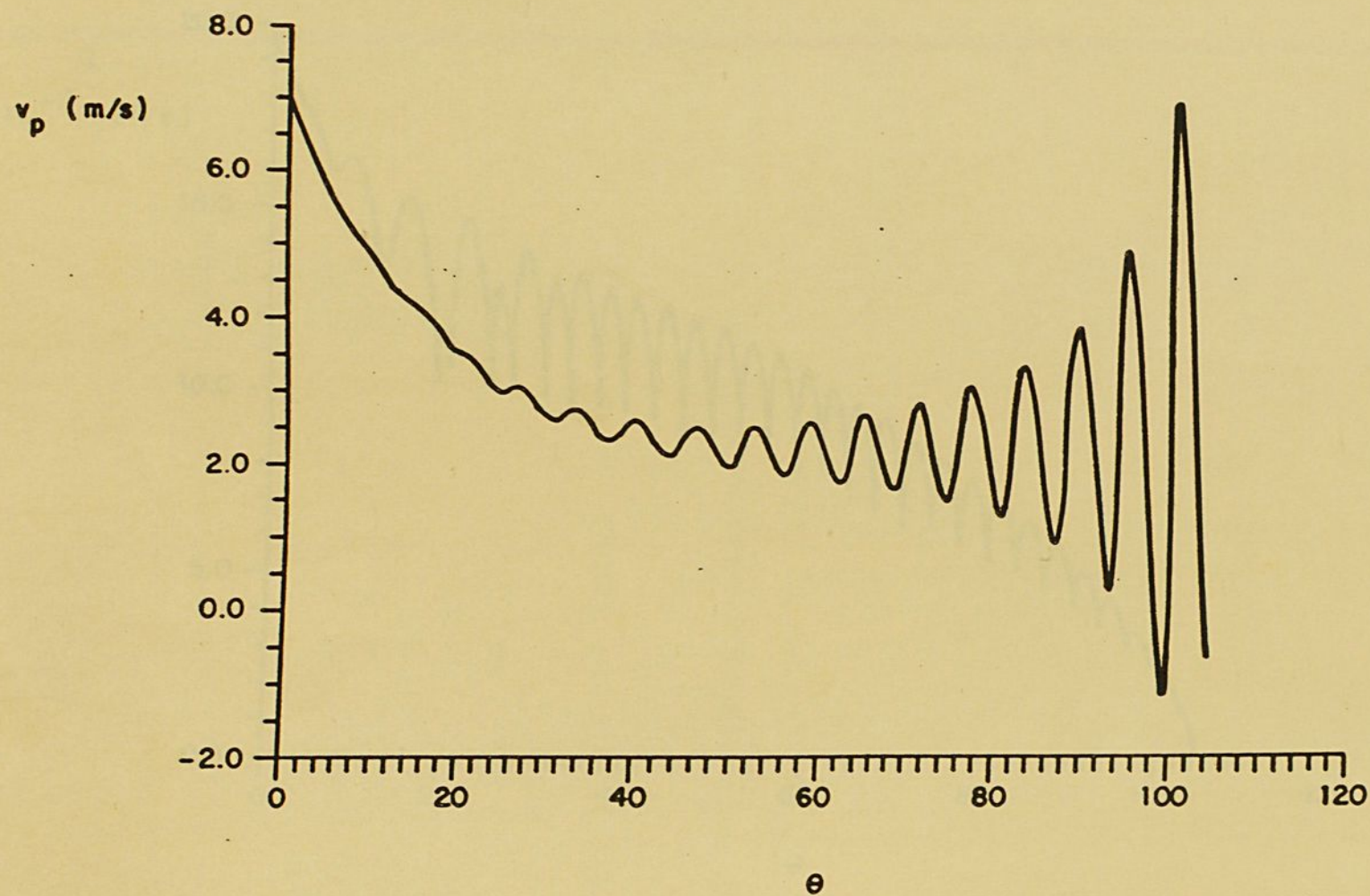


Figura 26 - Variação da velocidade da partícula com o tempo ($D_0 = 200 \mu\text{m}$).

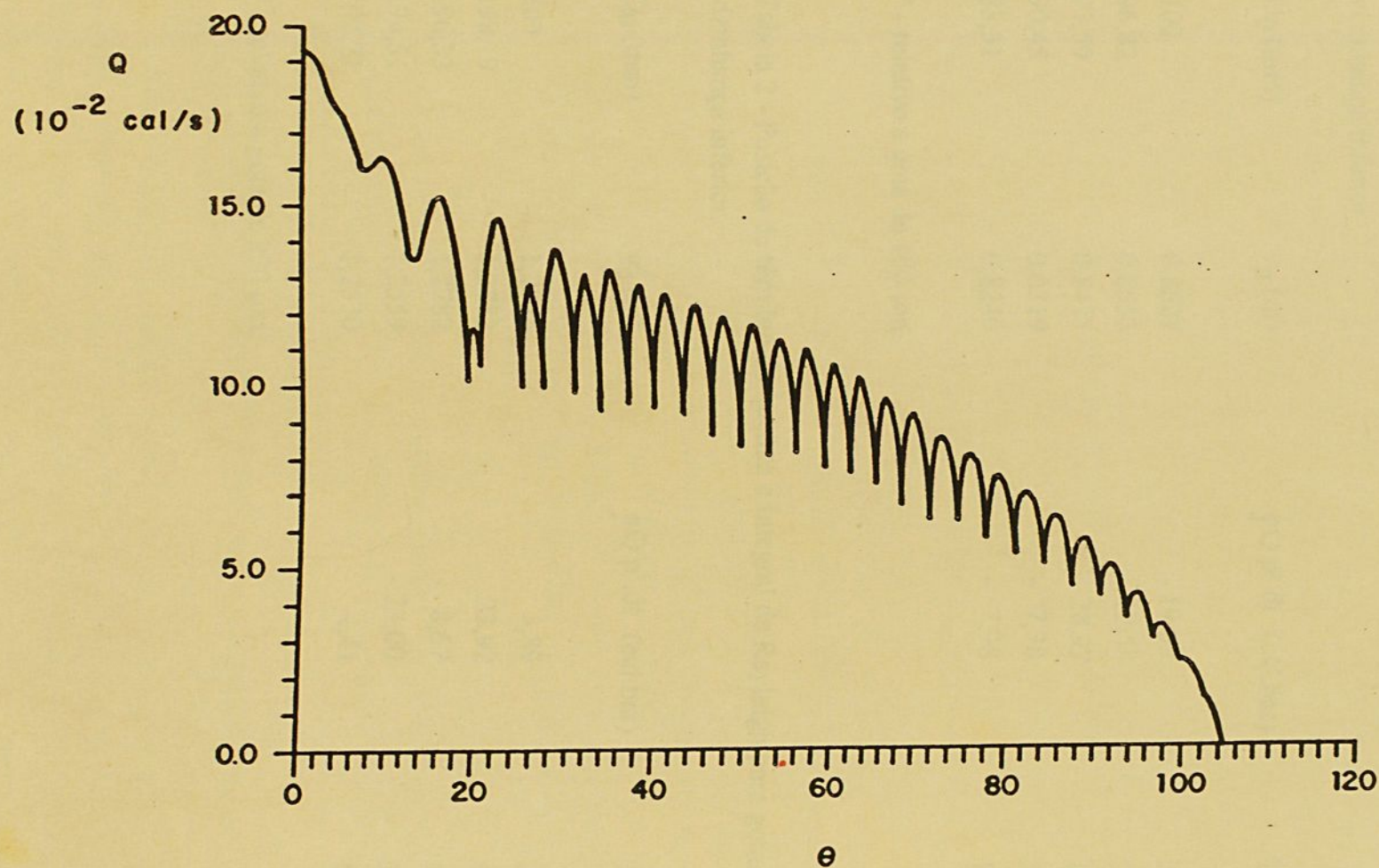


Figura 27 - Variação da taxa de geração de calor com o tempo ($D_0 = 200 \mu\text{m}$).

Por outro lado, se o regime pulsante formar sprays de características diferentes do não pulsante, então é possível que a integral de Rayleigh tenha sinal invariável em cada região dentro do tubo. Esta possibilidade será objeto de futura investigação.

Tabela 1 - Posição de término de queima e integral de Rayleigh para gotas de 100 μm e na vizinhança inferior.

D_0 (mm)	y_p (m)	$\oint Q p' dt$ (cal.bar)	Tempo*
100	0,8627	- 19,05	-----
96,82	0,8553	17,54	1/4 período
93,59	0,8437	28,97	1/2 período
90,45	0,8319	- 7,38	3/4 período
83,31	0,8240	- 7,98	1 período

* - relativo à gota de 100 μm .

Tabela 2 - Posição de término de queima e integral de Rayleigh para gotas de 200 μm e na vizinhança inferior.

D_0 (mm)	y_p (m)	$\oint Q p' dt$ (cal.bar)	Tempo*
200	1,2878	3,89	-----
198,19	1,2782	23,92	1/4 período
196,33	1,2782	- 8,67	1/2 período
194,51	1,2559	- 23,00	3/4 período
192,71	1,2530	4,41	1 período

* - relativo à gota de 200 μm .



CAPÍTULO 5

CONCLUSÃO

No presente trabalho foram derivadas as equações do movimento para partículas esféricas sólidas inertes e líquidas reativas em escoamento oscilatório. Em seguida, foi desenvolvido o equacionamento acústico de um tubo com fonte de calor e aplicado o modelo para partículas em um combustor tipo tubo de Rijke com características conhecidas. Para a aplicação do modelo foi usado um esquema numérico baseado no método de Runge-Kutta de ordem 4.

O comportamento de partículas sólidas tipo cinzas de carvão (massa específica da ordem de 2250 kg/m^3) e tipo material elutriado de combustor pulsante de carvão betuminoso (massa específica da ordem de 660 kg/m^3) foi investigado. Adicionalmente, partículas líquidas de álcool etílico (massa específica da ordem de 790 kg/m^3) também foram consideradas.

Para partículas sólidas inertes, os principais resultados foram os seguintes:

- a) o diâmetro de corte é o mesmo para partículas de mesmas dimensões e mesma massa específica em escoamentos pulsante e não pulsante de mesma velocidade média;
- b) a velocidade média da partícula é maior em escoamento pulsante e, em consequência, o tempo de residência de partículas de mesmas dimensões e mesma massa específica é menor no mesmo regime;
- c) combustores operando em regime pulsante tendem a lançar maiores quantidades de particulados na atmosfera do que combustores em regime não pulsante com mesmos parâmetros médios de escoamento;
- d) a velocidade da partícula tem comportamento senoidal em escoamento pulsante;
- e) em escoamento pulsante e para partículas tipo cinzas de carvão, a fase entre a velocidade da partícula e a velocidade do gás é zero para partículas de até aproximadamente $5 \mu\text{m}$ e $\pi/2$ para partículas maiores que $100 \mu\text{m}$, tendo um valor dentro do intervalo $0 - \pi/2$ para partículas entre 5 e $100 \mu\text{m}$; o mesmo comportamento, para diâmetros em outro intervalo, será observado para partículas de massa específica diferente.



Para partículas líquidas em reação de combustão, as seguintes observações devem ser destacadas:

a) chamas pulsantes possuem menor comprimento do que chamas não pulsantes, para sprays de mesmo diâmetro médio de gotas; para o injetor usado em experimentos no INPE observou-se uma redução no comprimento de chama da ordem de 20-25 cm, fato previsto pela modelagem desenvolvida;

b) o tempo de queima de gotas de mesma dimensão inicial é menor em escoamento pulsante do que em escoamento não pulsante de mesmos parâmetros médios;

c) a taxa de geração de calor em sprays pulsantes tem frequência dupla com relação à frequência acústica do combustor;

d) a avaliação da integral do critério de Rayleigh indicou que o diâmetro das gotas não tem influência na excitação de oscilações acústicas em tubos de Rijke.

As recomendações para trabalho futuro são as seguintes:

a) verificar a influência das pulsações no processo de formação dos sprays;

b) quantificar experimentalmente o efeito das características do spray no processo de excitação das oscilações acústicas e nos parâmetros de desempenho do combustor.

Esta última recomendação é objeto de cooperação científica entre o Laboratório Associado de Combustão e Propulsão do INPE e o Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Brigham Young, dos Estados Unidos. Naquela universidade, está em fase de montagem um combustor tipo Rijke de dimensões menores que o do INPE para a realização de testes em frequências mais elevadas do que as investigadas até o presente. Os sprays gerados serão caracterizados com sistema de diagnóstico a laser que usa a técnica de espalhamento de luz. Este mesmo sistema será usado durante os testes para obter parâmetros do processo de combustão.



APÊNDICE 1

PROGRAMA COMPUTACIONAL PARA RESOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DO MOVIMENTO

Uma listagem do programa computacional desenvolvido para resolver, pelo método de Runge-Kutta de ordem 4, as equações do movimento da partícula derivadas no CAPÍTULO 2 é apresentada a seguir. O caso particular mostrado na listagem refere-se a uma partícula sólida em um escoamento gasoso oscilatório com temperatura média de 1000 K.



APÊNDICE 2

DADOS EXPERIMENTAIS DE COMBUSTOR TIPO RIJKE

Apresentam-se, nas Tabelas 3 e 4, os parâmetros obtidos em testes de caracterização do combustor tipo Rijke da referência [18]. Nestas tabelas, o número de onda k_2 foi calculado com base em uma frequência média de 80,5 Hz.

Tabela 3 - Parâmetros médios de operação estequiométrica do combustor do tipo Rijke da referência [18].

$\dot{m}_c$ (g/min)	39,3	44,9	53,0	55,8	68,6	81,1	89,8
$\dot{m}_{ar}$ (g/min)	407	465	549	578	710	839	929
$T_{2,B}$ (K)	583	616	700	---	816	883	950
$T_{2,T}$ (K)	939	1050	1089	---	1161	1228	1150
T_{m2} (K)	761	833	895	---	989	1056	1050
ρ_{m2} (kg/m ³)	0,46	0,42	0,39	---	0,35	0,33	0,34
c_2 (m/s)	554	580	601	---	632	653	651
k_2 (m ⁻¹)	0,91	0,87	0,84	---	0,80	0,78	0,78
$P_{max,L/2}$ (N/m ²)	1519	1666	2353	2580	4915	4915	7972
$v_{max,L/2}$ (m/s)	1,97	2,69	4,42	---	11,3	12,6	20,3
η	0,85	0,86	0,90	0,92	0,90	0,88	0,86
$\dot{m}_{gás}$ (g/min)	440	503	596	629	772	911	1007
v_{m2} (m/s)	1,04	1,30	1,65	---	2,36	2,98	3,27
$v_{max,L/2}/v_{m2}$	1,89	2,07	2,68	---	4,77	4,23	6,20
$\dot{m}_c$ (10 ⁻⁴ kg/s)	6,55	7,48	8,83	9,30	11,4	13,5	15,0

Tabela 4 - Parâmetros médios de operação com 13 % de excesso de ar do combustor do tipo Rijke da referência [18].

m_c (g/min)	37,4	44,3	53,3	58,6	69,2	77,3	82,3	85,1
m_{ar} (g/min)	437	518	623	685	809	904	962	995
$T_{2,B}$ (K)	766	839	866	894	1000	---	978	1028
$T_{2,T}$ (K)	1033	1028	1103	1155	1200	---	1166	1194
T_{m2} (K)	900	934	985	1025	1100	---	1072	1111
ρ_{m2} (kg/m ³)	0,39	0,38	0,36	0,34	0,32	---	0,33	0,32
c_2 (m/s)	603	614	630	643	666	---	658	670
k_2 (m ⁻¹)	0,84	0,82	0,80	0,79	0,76	---	0,77	0,76
$P_{max,L/2}$ (N/m ²)	1785	1591	2002	2521	3101	2962	3644	3561
$v_{max,L/2}$ (m/s)	3,39	3,26	4,53	6,14	8,54	---	9,61	10,0
η	10,88	0,91	0,93	0,97	0,97	0,94	0,92	0,92
$m_{gás}$ (g/min)	470	558	673	742	876	977	1038	1073
v_{m2} (m/s)	1,31	1,61	2,05	2,35	2,98	---	3,44	3,69
$v_{max,L/2}/v_{m2}$	2,59	2,02	2,21	2,61	2,87	---	2,79	2,71
m_c (10 ⁻⁴ kg/s)	6,23	7,38	8,88	9,77	11,5	12,9	13,7	14,2

A situação adotada como base para a análise apresentada no CAPÍTULO 4 é aquela correspondente a $m_c = 58,6$ g/min, na operação com 13 % de excesso de ar.



APÊNDICE 3

DISTRIBUIÇÃO GRANULOMÉTRICA DE MATERIAL ELUTRIADO

Apresentam-se, nas Tabelas 5 e 6, os resultados experimentais de distribuição granulométrica do material elutriado referente aos testes com carvão vegetal [26] e turfa peletizada [45]. Na Tabela 3, nota-se que a maior parte do material encontra-se na granulometria correspondente a $2,0 \text{ mm} > d_p > 0,59 \text{ mm}$. Há um hiato para partículas no intervalo $0,59 \text{ mm} > d_p > 0,35 \text{ mm}$, para um posterior crescimento de concentração para $d_p < 0,35 \text{ mm}$. Nos resultados da Tabela 6, observa-se a predominância de partículas para as quais $1,00 \text{ mm} < d_p < 1,68 \text{ mm}$.

Tabela 5 - Composição granulométrica média de material elutriado de combustor tipo Rijke operando com carvão vegetal [26]; (a): $d_p > 2,0 \text{ mm}$; (b): $2,0 \text{ mm} > d_p > 1,0 \text{ mm}$; (c): $1,0 \text{ mm} > d_p > 0,59 \text{ mm}$; (d): $0,59 \text{ mm} > d_p > 0,35 \text{ mm}$; (e): $d_p < 0,35 \text{ mm}$.

<u>Série</u>	<u>Composição granulométrica média</u>				
	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
1	0	10	41	15	34
2	1	40	36	5	18
3	1	34	36	8	21
4	3	69	13	3	11



Tabela 6 - Composição granulométrica média de material elutriado de combustor tipo Rijke operando com turfa peletizada [45].

<u>Diâmetro de passagem (mm)</u>	<u>Massa (g)</u>	<u>Composição (%)</u>
0,053 - 0,062	0,02	0,10
0,062 - 0,074	0,08	0,41
0,074 - 0,105	0,05	0,26
0,105 - 0,250	0,26	1,34
0,250 - 0,297	0,12	0,62
0,297 - 0,350	0,30	1,55
0,350 - 0,500	0,55	2,84
0,500 - 0,590	0,59	3,05
0,590 - 0,710	0,50	2,58
0,710 - 0,840	1,06	5,48
0,840 - 1,000	1,30	6,71
1,000 - 1,410	6,83	35,28
1,410 - 1,680	4,13	21,33
> 1,68	3,57	18,44



REFERÊNCIAS

- [01] - J. Tyndall: "On Sounding and Sensitive Flames", Physical Sciences, The Royal Institution Library of Science, vol. 2, pp. 30-37, 1970.
- [02] - Lord Rayleigh: "The Theory of Sound", Dover, vol. 2, Capítulo 16, 1945.
- [03] - A.A. Putnam and W.R. Dennis: "Organ-Pipe Oscillations in a Burner with Deep Ports", The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 28, no. 2, 1956.
- [04] - B.T. Chu: "Stability of Systems Containing a Heat Source - The Rayleigh Criterion", NACA RM 56D27, 1956.
- [05] - J.A. Carvalho Jr., M.A. Ferreira, C. Bressan and J.L.G. Ferreira: "Definition of Heater Location to Drive Maximum Amplitude Acoustic Oscillations in a Rijke Tube", Combustion and Flame, vol. 76, pp. 17-27, 1989.
- [06] - B.T. Zinn, B.R. Daniel and T.S. Sheshadri: "Application of Pulsating Combustion in the Burning of Solid Fuels", Proc. of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications, Argonne National Laboratory, pp. 239-248, 1979.
- [07] - F.E.C. Culick: "Stability of Longitudinal Oscillations with Pressure and Velocity Coupling in a Solid Propellant Rocket", Combustion Science and Technology, no. 2, pp. 179-201, 1970.
- [08] - F.E.C. Culick: "Combustion Instability in Solid Rocket Motors", Volume 2, CPIA Publication no. 290, 1981.
- [09] - M.W. Beckstead, R.S. Richards and B.S. Brewster: "Distributed Combustion Effects on Particle Damping", AIAA Journal, vol. 22, no. 3, pp. 383-387, 1984.
- [10] - D.T. Harrje and F.H. Reardon, eds.: "Liquid Propellant Rocket Combustion Instability", NASA SP-194, 1972.
- [11] - F.H. Reysnt: "The Schmidt Tube", Pulsating Combustion, the Collected Works of F.H. Reynst, M.W. Thring, ed., Pergamon Press, pp. 66-70, pp. 155-166, 1961.
- [12] - G.T. Reader: "The Pulse Jet, 1906-1966", Journal of Naval Sciences, vol. 3, no. 4, pp. 226-232, 1977.
- [13] - H. Sommers: "Experiences with Pulsating Tube Firing in an Experimental Installation", Pulsating Combustion, the Collected Works of F.H. Reynst, M.W. Thring, ed., Pergamon Press, pp. 262 - 274, 1961.
- [14] - V.S. Severyanin: "The Combustion of Solid Fuel in a Pulsating Flow", Thermal Engineering, vol. 16, no. 1, pp. 6-8, 1969.
- [15] - V.S. Severyanin: "Application of Pulsating Combustion in Industrial Installations" Proc. of the Symposium on Pulse Combustion Applications, GRI-82/0009.2, pp. 7.1-7.23, 1982.



- [16] - B.T. Zinn, J.A. Carvalho Jr., N. Miller, and B.R. Daniel: "Development of a Pulsating Combustor for Burning of Wood", Proc. of the Symposium on Pulse-Combustion Applications, GRI-82/0009.2, pp. 11.1-11.11, 1982.
- [17] - B.T. Zinn, N. Miller, J.A. Carvalho Jr. and B.R. Daniel: "Pulsating Combustion of Coal in a Rijke Type Combustor", Proc. of the Nineteenth Symposium (International) on Combustion, pp. 1197-1203, 1982.
- [18] - J.A. Carvalho Jr.: "Investigation of the Characteristics of a Coal Burning Rijke Type Pulsating Combustor", Tese de Doutorado, Georgia Institute of Technology, 1983.
- [19] - J.A. Carvalho Jr., M.R. Wang, N. Miller, B.R. Daniel and B.T. Zinn: "Controlling Mechanisms and Performance of Coal Burning Rijke Type Pulsating Combustors", Proc. of the Twentieth Symposium (International) on Combustion, pp. 2011-2017, 1984.
- [20] - M.R. Wang: "Mechanisms and Performance of a Coal Burning Rijke Type Pulsating Combustor", Tese de Doutorado, Georgia Institute of Technology, 1985.
- [21] - V. I. Hanby: "Convective Heat Transfer in a Gas-Fired Pulsating Combustor", Paper ASME no. 68-WA/FU-1, 1968.
- [22] - B.N. Fedorov: "Experimental Study of the Effect of Acoustic Oscillations on Heat Transfer in a Gas Flow", Inzherno-Fisicheskii Zhurnal, vol.32, no. 1, pp. 61-67, 1977.
- [23] - F.E. Belles: "R&D and Other Needs for Exploitation of Pulse Combustion in Space Heating Applications", Proc. of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications, Argonne National Laboratory, pp. 167-180, 1979.
- [24] - A.A. Putnam: "A Review of Pulse-Combustor Technology", Proc. of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications, Argonne National Laboratory, pp. 1-21, 1979.
- [25] - H.S. Couto: "Queima de Combustíveis Líquidos em Combustores Pulsantes Tipo Tubo de Rijke", tese de doutorado, COPPE/UFRJ, 1989.
- [26] - M.A. Ferreira and J.A. Carvalho Jr.: "Performance Characteristics of an Experimental Rijke Type Pulsating Combustor", FUEL, vol. 69, no. 6, pp. 684-689, 1990.
- [27] - M.A. Ferreira, C. Bressan, J.R.S. Victório, J.A. Carvalho Jr. and V.P. Heiskanen: "Burning of Finnish Peat Pellets in a Brazilian Experimental Pulsating Combustor", Anais do III Encontro Nacional de Ciências Térmicas, pp. 761-766, 1990.
- [28] - E.A. Torres, J.R.S. Victório, M.A. Ferreira and J.A. Carvalho Jr.: "Pulsating Combustion of Palm Oil Fruit Bark", FUEL, vol. 71, no. 3, pp. 257-261, 1992.
- [29] - V.I. Hanby: "The Effect of Gaseous Oscillations on the Combustion Rate of Solid Fuel Particles", Journal of Fuel Society, vol. 18, pp. 44-49, 1967.



- [30] - F.A. Lyman and J.S. Sabnis: "Combustion of Captive Coal Particles in a Pulsating Flow", Proc. of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications, Argonne National Laboratory, pp. 95 - 104, 1979.
- [31] - A.Y. Tong and W.A. Sirignano: "Oscillatory Vaporization of Fuel Droplets in an Unstable Combustor", Journal of Propulsion and Power, vol. 5, no. 3, pp. 257-261, 1989.
- [32] - R.Bhatia and W.A. Sirignano: "One Dimensional Analysis of Liquid Fueled Combustion Instability", Journal of Propulsion and Power, vol. 7, no. 6, pp. 953-961, 1991.
- [33] - R.C. Bailie: "Energy Conversion Engineering", Addison-Wesley Publishing Co. Inc., Capítulo 8, 1978.
- [34] - N.A. Chigier: "The Atomization and Burning of Liquid Fuel Sprays", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 2, pp. 97-114, 1976.
- [35] - D. Kunii e O. Levenspiel: "Fluidization Engineering", Robert E. Krieger Publishing Company, Capítulo 3, 1977.
- [36] - A.M. Kanury: "Introduction to Combustion Phenomena", Gordon and Breach Science Publishers, Capítulo 5, 1975.
- [37] - F.A. Williams: "Combustion Theory", The Benjamin/Cummings Publishing Co. Inc., Capítulo 3, 1985.
- [38] - R.D. Ingebo: "Drag Coefficients for Droplets and Solid Spheres in Clouds Accelerating in Air Streams", NACA TN 3762, 1956.
- [39] - S.D. Conte and C. de Boor: "Elementary Numerical Analysis, an Algorithmic Approach", McGraw-Hill Book Company, Capítulo 6, 1972.
- [40] - A.D. Pierce: "Acoustics, an Introduction to Its Physical Principles and Applications", McGraw-Hill Book Company, Capítulo 1, 1981.
- [41] - L.J. Momma, "Estudo da Frequência e Amplitude de Pressão Acústica em Combustores Pulsantes Tipo Tubo de Rijke", dissertação de mestrado, INPE, 1993.
- [42] - J. Singer, ed.: "Combustion, Fossil Power Systems", Combustion Engineering Inc., Apêndice C, 1981.
- [43] - R.H. Perry and C.H. Chilton, ed.: "Chemical Engineers' Handbook", McGraw-Hill Book Company, Capítulo 3, 1973.
- [44] - J.P. Holman: "Heat Transfer", McGraw-Hill Book Company, Apêndice A, 1981.
- [45] - M.A. Ferreira, C. Bressan, J.A. Carvalho Jr. and V.P. Heiskanen: "Report of the Pulsating Combustion Tests at INPE, December 1991", Relatório, Technical Research Centre of Finland, 1992.



[46] - M.A. Ferreira, C. Bressan, J.A. Carvalho Jr. and V.P. Heiskanen: "Report of the Performance Tests of a Pulsating Combustor with Fly Ash Circulation", Relatório, Technical Research Centre of Finland, 1992.

[47] - A.H. Lefebvre: "Airblast Atomization", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 6, pp. 233 - 261, 1980.



