

# Fundamentos do Fenômeno do Fogo

# Fundamentos do Fenômeno do Fogo

James G. Quintiere

Universidade de Maryland, EUA



**JOHN WILEY & SONS, LTD**

Direitos autorais n° 2006 John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex PO19 8SQ, Inglaterra

Telefone (+44) 1243 779777

E-mail (para pedidos e consultas de atendimento ao cliente): [cs-books@wiley.co.uk](mailto:cs-books@wiley.co.uk)

Visite nossa página inicial em [www.wiley.com](http://www.wiley.com)

Todos os direitos reservados. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação ou transmitida de qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotocópia, gravação, digitalização ou outros, exceto sob os termos do Copyright, Designs and Patents Act 1988 ou sob os termos de uma licença emitida pela Copyright Licensing Agency Ltd, 90 Tottenham Court Road, Londres W1T 4LP, Reino Unido, sem a permissão por escrito do Editor. As solicitações ao Editor devem ser endereçadas ao Departamento de Permissões, John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex PO19 8SQ, England, ou enviadas por e-mail para [permreq@wiley.co.uk](mailto:permreq@wiley.co.uk) ou enviadas por fax para (+44) 1243 770620.

As designações usadas pelas empresas para distinguir seus produtos são frequentemente reivindicadas como marcas registradas. Todos os nomes de marcas e nomes de produtos usados neste livro são nomes comerciais, marcas de serviço, marcas comerciais ou marcas registradas de seus respectivos proprietários. A Editora não está associada a nenhum produto ou fornecedor mencionado neste livro.

Esta publicação foi projetada para fornecer informações precisas e confiáveis em relação ao assunto abordado. É vendido no entendimento de que o Editor não está envolvido na prestação de serviços profissionais. Se for necessário aconselhamento profissional ou outra assistência especializada, os serviços de um profissional competente devem ser procurados.

Outros escritórios editoriais da Wiley

John Wiley & Sons Inc., 111 River Street, Hoboken, NJ 07030, EUA

Jossey-Bass, 989 Market Street, São Francisco, CA 94103-1741, EUA

Wiley-VCH Verlag GmbH, Boschstr. 12, D-69469 Weinheim, Alemanha

John Wiley & Sons Australia Ltd, 42 McDougall Street, Milton, Queensland 4064, Austrália

John Wiley & Sons (Ásia) Pte Ltd, 2 Clementi Loop # 02-01, Jin Xing Distripark, Cingapura 129809

John Wiley & Sons Canada Ltd, 22 Worcester Road, Etobicoke, Ontário, Canadá M9W 1L1

A Wiley também publica seus livros em diversos formatos eletrônicos. Alguns conteúdos que aparecem impressos podem não estar disponíveis em livros eletrônicos.

Dados de Catalogação na Publicação da Biblioteca do Congresso

Catalogação da Biblioteca Britânica em Dados de Publicação

Um registro de catálogo para este livro está disponível na Biblioteca Britânica

ISBN-13 978-0-470-09113-5 (HB)

ISBN-10 0-470-09113-4 (HB)

Datilografado em Times 10/12pt por Thomson Press (India) Limited, New Delhi Impresso e encadernado na Grã-Bretanha por Antony Rowe Ltd, Chippenham, Wiltshire

Este livro é impresso em papel sem ácido, fabricado de forma responsável a partir de silvicultura sustentável em que pelo menos duas árvores são plantadas para cada uma usada na produção de papel.

Para aqueles que puseram fogo na lógica da ciência –  
Tentei torná-los parte deste livro.

# Conteúdo

Prefácio	xiii
Nomenclatura	xvii
1 Introdução ao fogo	1
1.1 Incêndio na História	1
1.2 Fogo e Ciência	2
1.3 Segurança contra Incêndios e Pesquisa no Século XX	8
1.4 Perspectivas para o Futuro	10
1.5 Introdução a este livro	11
1.5.1 Termodinâmica	13
1.5.2 Mecânica dos fluidos	14
1.5.3 Transferência de calor e massa	15
1.5.4 Referências de apoio	16
Referências	17
Problemas	17
2 Termoquímica	19
2.1 Introdução	19
2.2 Reações Químicas	20
2.3 Mistura de Gás	23
2.4 Leis de Conservação para Sistemas	25
2.4.1 Reação de pressão constante	27
2.4.2 Calor de combustão	28
2.4.3 Temperatura de chama adiabática	29
2.5 Calor de Formação	30
2.6 Aplicação de Conservação de Massa e Energia em Reações Químicas	31
2.7 Produtos de Combustão em Fogo	35
Referências	41
Problemas	41
3 Leis de Conservação para Volumes de Controle	49
3.1 Introdução	49
3.2 Teorema do Transporte de Reynolds	50

3.3	Relação entre um Volume de Controle e Volume do Sistema	53
3.4	Conservação de Massa	54
3.5	Conservação de Massa para uma Espécie Reagente	56
3.6	Conservação do Momentum	59
3.7	Conservação de Energia para um Volume de Controle	61
	Problemas	70
4	Chamas pré-misturadas	77
4.1	Introdução	77
4.2	Taxa de Reação	78
4.3	Autoignição	80
4.4	Ignição pilotada	85
4.5	Velocidade da Chama, $S_{voc}$	88
4.5.1	Técnicas de medição	89
4.5.2	Teoria aproximada	90
4.5.3	Resultados de combustível enxuto	93
4.5.4	Efeitos de perda de calor e extinção	93
4.6	Diâmetro de têmpera	95
4.7	Limites de inflamabilidade	98
4.8	Relações Empíricas para o Limite Inferior de Inflamabilidade	102
4.9	Uma Análise Quantitativa de Ignição, Propagação e Extinção	105
4.9.1	Cálculos de autoignição	105
4.9.2	Cálculos de ignição pilotada	107
4.9.3	Cálculos de propagação e extinção de chama	107
4.9.4	Cálculos de diâmetro de têmpera	108
	Referências	109
	Problemas	110
5	Ignição Espontânea	117
5.1	Introdução	117
5.2	Teoria da Ignição Espontânea	119
5.3	Métodos Experimentais	124
5.4	Tempo para Ignição Espontânea	127
	Referências	130
	Problemas	131
6	Ignição de Líquidos	135
6.1	Introdução	135
6.2	Ponto de inflamação	135
6.3	Dinâmica de Evaporação	137
6.4	Equação Clausius-Clapeyron	141
6.5	Taxas de Evaporação	146
	Referências	154
	Problemas	154
7	Ignição de Sólidos	159
7.1	Introdução	159

7.2 Estimativa dos Componentes do Tempo de Ignição	161
7.2.1 Tempo químico	161
7.2.2 Tempo de mistura	162
7.2.3 Pirólise	163
7.3 Modelo de Condução Pura para Ignição	164
7.4 Fluxo de Calor no Fogo	166
7.4.1 Níveis típicos de fluxo de calor	166
7.4.2 Propriedades de radiação de superfícies em incêndio	167
7.4.3 Aquecimento convectivo no fogo	167
7.4.4 Radiação de chama	169
7.4.5 Medições de fluxo de calor	170
7.4.6 Condições de contorno do fluxo de calor	170
7.5 Ignição em Sólidos Termicamente Finos	171
7.5.1 Critério para termicamente fino	171
7.5.2 Teoria fina	172
7.5.3 Medições para materiais finos	174
7.6 Ignição de um sólido termicamente espesso	176
7.6.1 Teoria espessa	176
7.6.2 Medições para materiais espessos	180
7.6.3 Autoignição e ignição de superfície	182
7.7 Propriedades de ignição de materiais comuns	184
Referências	188
Problemas	188
<b>8 Propagação do Fogo em Superfícies e Meios Sólidos</b>	<b>191</b>
<b>8.1 Introdução</b>	<b>191</b>
8.2 Propagação de Chamas na Superfície - O Caso Termicamente Fino	194
<b>8.3 Efeitos transitórios</b>	<b>198</b>
8.4 Propagação de Chama de Superfície para um Sólido Termicamente Espesso	200
8.5 Considerações Experimentais para Espalhamento em Superfície Sólida	202
<b>8.5.1 Fluxo oposto</b>	<b>202</b>
8.5.2 Auxiliado pelo vento	207
8.6 Alguns Resultados Fundamentais para Espalhamento de Superfície	210
8.7 Exemplos de outras condições de propagação de chama	213
8.7.1 Efeitos de orientação	213
8.7.2 Meios porosos	215
8.7.3 Propagação de chama líquida	216
8.7.4 Incêndio espalhado por uma residência	217
Referências	219
Problemas	220
<b>9 Taxa de queima</b>	<b>227</b>
<b>9.1 Introdução</b>	<b>227</b>
9.2 Queima Difusa de Combustíveis Líquidos	233
9.2.1 Camada estagnada	233
9.2.2 Solução de camada estagnada	237
9.2.3 Taxa de queima - um autovalor	241

x CONTEÚDO

9.3 Variáveis de Chama de Difusão	243
9.3.1 Concentrações e frações de mistura	243
9.3.2 Temperatura e localização da chama	246
9.4 Queima Convectiva para Condições Específicas de Fluxo	248
9.5 Efeitos da Radiação na Queima	255
9.6 Valores de propriedade para cálculos de taxa de queima	259
9.7 Supressão e Extinção de Queimadas	261
9.7.1 Fatores químicos e físicos	261
9.7.2 Supressão por água e diluentes	262
9.8 A taxa de queima de materiais complexos	267
9.9 Alternativa de Volume de Controle para a Teoria da Queima Difusa	269
9.9.1 Fase condensada	271
9.9.2 Fase gasosa	274
9.10 Considerações Gerais para Extinção Baseada em Cinética	277
9.10.1 Uma demonstração da semelhança de extinção em chamas pré-misturadas e de difusão	279
9.11 Pedidos de Extinção por Queima Difusa	281
Referências	285
Problemas	286
10 Plumas de Fogo	297
10.1 Introdução	297
10.2 Plumas Flutuantes	302
10.2.1 Equações governamentais	302
10.2.2 Soluções de escalas características	306
10.2.3 de pluma	308
10.3 Plumas de combustão	311
10.4 Efeitos Finitos de Fogo Real	313
10.4.1 Temperaturas de chama axiais turbulentas	313
10.4.2 Temperaturas de pluma	317
10.4.3 Taxa de arrastamento	319
10.4.4 Altura da chama	322
10.4.5 Jato de chamas	323
10.4.6 Alturas de chama para outras geometrias	325
10.5 Aspectos transitórios das plumas de fogo	326
10.5.1 Pluma inicial	327
10.5.2 Bola de fogo ou térmica	328
Referências	332
Problemas	334
11 Incêndios de Compartimento	339
11.1 Introdução	339
11.1.1 Escopo	340
11.1.2 Fases de incêndios em recintos	340
11.2 Dinâmica dos Fluidos	342
11.2.1 Padrão geral de fluxo	342
11.2.2 Fluxos de ventilação	343



11.3	Transferência de Calor	347
11.3.1	Convecção	348
11.3.2	Condução	348
11.3.3	Radiação	349
11.3.4	Transferência de calor geral da parede	351
11.3.5	Perda de radiação do respiradouro	351
11.4	Comportamento do Combustível	352
11.4.1	Efeitos térmicos	352
11.4.2	Efeitos da ventilação	353
11.4.3	Taxa de liberação de energia (poder de fogo)	354
11.5	Modelagem de Zona e Equações de Conservação	355
11.5.1	Relações de conservação	356
11.5.2	Fatores adimensionais em uma solução	357
11.6	Correlações	358
11.6.1	Desenvolvimento de incêndios	358
11.6.2	Incêndios totalmente desenvolvidos	360
11.7	Diagramas de Semenov, Flashover e Instabilidades	365
11.7.1	Incêndio em área fixa	366
11.7.2	Ignição do segundo item	366
11.7.3	Propagação de incêndios	368
	Referências	369
	Problemas	370
12	Grupos de dimensionamento e adimensional	377
12.1	Introdução	377
12.2	Abordagens para Estabelecer Grupos Adimensionais	378
12.2.1	Método Buckingham pi	379
12.2.2	Método de equação diferencial parcial (PDE)	379
12.2.3	Análise dimensional	380
12.3	Grupos Adimensionais das Equações de Conservação	380
12.3.1	Conservação de massa	381
12.3.2	Conservação do momento	381
12.3.3	Equação de energia	382
12.3.4	Perdas de calor	384
12.3.5	Fluxos de massa	385
12.3.6	Gotas de líquido	386
12.3.7	Espécies químicas	388
12.3.8	Fluxo de calor e inconsistências	389
12.3.9	Resumo	392
12.4	Exemplos de Correlações Específicas	394
12.4.1	Interações da pluma com um teto	395
12.4.2	Enchimento de fumaça em um compartimento com vazamento	396
12.4.3	Taxa de queima	397
12.4.4	Temperatura de incêndio do compartimento	398
12.4.5	Efeito de sprays de água no fogo	400

xii	CONTEÚDO	
	12.5 Modelagem em Escala	401
	12.5.1 Modelagem de Froude	402
	12.5.2 Métodos de escala analógica	403
	Referências	407
	<b>Apêndice</b>	<b>409</b>
	Propriedades de inflamabilidade	409
	Archibald Tewarson	409
	<b>Índice</b>	<b>435</b>

# Prefácio

Muitos desenvolvimentos significativos na ciência do fogo emanaram de Nova Jersey. Howard Emmons, o pai da pesquisa de incêndio nos Estados Unidos, nasceu em Morristown e estudou no Stevens Institute of Technology em Jersey City; Dick Magee (medições de propagação da chama) também ensinou em Stevens; John deRis (propagação de chamas de fluxo oposto) morava em Englewood; Gerry Faeth (chamas turbulentas) foi criado em Teaneck; Frank Steward (disseminação da chama da mídia porosa) e Forman Williams (modelagem) vieram de New Brunswick; Bob Altenkirch (propagação de chamas por microgravidade) é presidente do Instituto de Tecnologia de Nova Jersey (anteriormente NCE); a FAA tem seu principal laboratório de incêndio para segurança de aeronaves em Atlantic City (Gus Sarkos, Dick Hill e Rich Lyon); Yogesh Jaluria (convecção natural em incêndios) ensina em Rutgers; Glenn Corbett vive em Waldwick e ensina ciência do fogo no John Jay College; Jim Milke (proteção contra incêndio) foi criado em Cherry Hill; Irv Glassman (propagação de chamas líquidas) ensinou na Universidade de Princeton, inspirando muitos a entrar na pesquisa de fogo; Fred Dryer (cinética), Thor Eklund (aeronaues), Carlos Fernandez-Pello (propagação de chamas), Takashi Kashiwagi (inflamabilidade de materiais), Tom Ohlemiller (smoldering), Kozo Saito (propagação de chama líquida), Bill Sirignano (modelagem numérica) e muito mais; até mesmo Chiang L. Tien (radiação no fogo), o ex-chanceler da Universidade da Califórnia (Berkeley), formou-se em Princeton e quase se juntou à Engenharia Mecânica da NYU antes de ser atraído para Berkeley. Carlos Fernandez-Pello (propagação de chamas), Takashi Kashiwagi (inflamabilidade do material), Tom Ohlemiller (smoldering), Kozo Saito (propagação de chamas líquidas), Bill Sirignano (modelagem numérica) e muito mais; até mesmo Chiang L. Tien (radiação no fogo), o ex-chanceler da Universidade da Califórnia (Berkeley), formou-se em Princeton e quase se juntou à Engenharia Mecânica da NYU antes de ser atraído para Berkeley. Carlos Fernandez-Pello (propagação de chamas), Takashi Kashiwagi (inflamabilidade do material), Tom Ohlemiller (smoldering), Kozo Saito (propagação de chamas líquidas), Bill Sirignano (modelagem numérica) e muito mais; até mesmo Chiang L. Tien (radiação no fogo), o ex-chanceler da Universidade da Califórnia (Berkeley), formou-se em Princeton e quase se juntou à Engenharia Mecânica da NYU antes de ser atraído para Berkeley.

Nasci em Passaic, New Jersey, estudei na NCE e me formei com doutorado em Engenharia Mecânica pela NYU. Acho que algo na água me fez querer escrever este livro.

A motivação e o estilo deste texto foram moldados pela minha formação. Meu treinamento na NYU foi focado nas ciências térmicas teóricas sem ênfase na combustão. Meu mentor, WK Mueller, fomentou uma análise cuidadosa e um rigor nas derivações necessárias para revelar uma verdadeira compreensão do assunto. Esse entendimento é necessário para permitir uma boa aplicação do assunto. Sem esse entendimento, um assunto só é utilizado por meio de fórmulas ou, hoje, programas de computador. Tentei trazer essa abordagem cuidadosa e completa para este texto. Ele enfatizará os fundamentos do assunto fogo, e a apresentação não pretende ser um manual abrangente sobre o assunto. A teoria ao nível das equações diferenciais parciais é evitada em favor de um tratamento baseado em volumes de controle com propriedades uniformes. Portanto, no máximo, apenas equações diferenciais ordinárias são formuladas. No entanto, uma abordagem teórica do fogo não é suficiente para a solução dos problemas. A teoria não pode permitir soluções para fenômenos neste campo complexo, mas estabelece uma base para correlações experimentais. De fato, o termo fire modelagem

aplica-se mais às fórmulas que se desenvolveram a partir de correlações experimentais do que apenas de princípios teóricos. Será visto, ao longo deste texto, e particularmente no Capítulo 12 sobre dimensionamento, que a teoria fortalece e generaliza as correlações experimentais. Até que os computadores sejam poderosos o suficiente para resolver as equações básicas conhecidas que se aplicam ao fogo com dados apropriados, teremos que confiar nessa abordagem empírica. No entanto, como em outros campos complexos, as correlações refinadas e construídas com a compreensão teórica são ferramentas inestimáveis para a solução de problemas de engenharia.

Aprimorei meu conhecimento sobre o fogo tendo a oportunidade de fazer parte do National Bureau of Standards, NBS (agora o National Institute of Standards and Technology, NIST), em uma era de descoberta do fogo que começou no início dos anos 1970. Em 1974, o Center for Fire Research (CFR) foi estabelecido sob John Lyons na NBS, juntando três programas e estabelecendo um modelo para o investimento de uma nação em pesquisa de fogo. Esse programa combinado, influenciado pela atenção aos padrões de Alex Robertson e Irwin Benjamin, inovações como a calorimetria do consumo de oxigênio (Bill Parker, C. Huggett e V. Babauskas) e outras, trouxe uma mudança na forma de encarar o fogo. Muitos pensavam que a ciência não se aplicava; o fogo era muito complexo, ou as regras eram essenciais o suficiente. Nessa mesma época, o programa NSF RANN para pesquisa de incêndio de US\$ 2 milhões foi liderado por Ralph Long, que se juntou ao CFR. Os professores Hoyt Hottel e Howard Emmons há muito defendiam a necessidade de pesquisa de fogo nos EUA e agora, na década de 1970, estava se concretizando. Além disso, a Factory Mutual Research Corporation (FMRC), influenciada por Emmons, formou um grupo de pesquisa básica, primeiro sob John Rockett, quase por Philip Thomas e principalmente realizado por Ray Friedman. O programa de incêndio FM tornou-se um modelo de ciência de engenharia para incêndio, trazendo para o campo valentes como G. Heskestad, J. deRis, A. Tewarson e outros. formou um grupo de pesquisa básica, primeiro sob John Rockett, quase por Philip Thomas e principalmente realizado por Ray Friedman. O programa de incêndio FM tornou-se um modelo de ciência de engenharia para incêndio, trazendo para o campo valentes como G. Heskestad, J. deRis, A. Tewarson e outros. formou um grupo de pesquisa básica, primeiro sob John Rockett, quase por Philip Thomas e principalmente realizado por Ray Friedman. O programa de incêndio FM tornou-se um modelo de ciência de engenharia para incêndio, trazendo para o campo valentes como G. Heskestad, J. deRis, A. Tewarson e outros.

A equipe do CFR somava cerca de 120 no auge e administrava mais de US\$ 4 milhões em doações para programas externos. A Comissão Nacional de Prevenção e Controle de Incêndios do Presidente publicou seu relatório de descobertas, América em chamas (1973), que deu um mandato para pesquisa de incêndio e tecnologia aprimorada para o serviço de bombeiros. Essa época de abundância na década de 1970 nos deu a base e o legado que me permitiram escrever este livro. Minha associação no CFR com H. Baum, T. Kashiwagi, M. Harkleroad, B. McCaffrey, H. Nelson, W. Parker, J. Raines, W. Rinkinen e K. Steckler contribuíram de forma importante para minha experiência de aprendizado. A interação com acadêmicos ilustres do país de algumas das principais instituições e o prazer de envolver cientistas visitantes – X. Bodart, M. Curtat, Y. Hasemi, M. Kokkala, T. Tanaka, H. Takeda e K. Saito – todos trouxeram algo para mim. Este era o clima no CFR e não era exclusivo para mim; era assim para aqueles que estavam lá.

No início, nós do CFR procuramos aprender e definir um curso adequado. Compreender o fogo estava 'na moda' e a segurança do consumidor era 'politicamente correta'. As interações com aqueles que sabiam mais foram incentivadas. John Lyons conseguiu contato com os japoneses através dos auspícios do Painel EUA-Japão sobre Recursos Naturais (UJNR). Foram feitas visitas com o distinto programa na Fire Research Station (FRS) no Reino Unido. O FRS foi estabelecido após a Segunda Guerra Mundial e em seu auge na década de 1960 sob Dennis Lawson teve Philip H. Thomas (modelagem) e David Rasbash (supressão) liderando suas duas divisões. Seus trabalhos coletivos foram um exemplo e um ponto de partida essencial para todos nós. O Japão estava há muito envolvido na ciência do fogo. Bastava experimentar a devastação para seu povo e economia do terremoto de 1923 em Tóquio

ter uma sensibilidade à segurança contra incêndio. Esse programa nos deu S. Yokoi (plumas), K. Kawagoe (fluxos de ventilação), T. Hirano (propagação de chamas) e muito mais. O programa de intercâmbio em fogo da UJNR, que continuou por cerca de 25 anos, tornou-se um estímulo para pesquisadores em ambos os países. A década de 1975 a cerca de 1985 produziu um renascimento na ciência do fogo.

Uma intersecção de pessoas, apoio do governo e intercâmbio internacional trouxe a pesquisa do fogo a um nível de compreensão produtiva e uso prático. Este livro foi inspirado e influenciado por essa experiência e pelas realizações coletivas daqueles que participaram. Por essa experiência, sou grato e grato. Espero que meu estilo de apresentação represente adequadamente aqueles que tornaram esse desenvolvimento possível.

Este livro destina-se a ser um texto de nível sênior ou pós-graduação seguindo cursos introdutórios em termodinâmica, mecânica dos fluidos e transferência de calor e massa. Os alunos precisam de cálculo geral com um conhecimento prático de equações diferenciais ordinárias elementares. Acredito que a apresentação neste texto é única, pois é o primeiro texto sobre o fogo a enfatizar os aspectos da combustão e a demonstrar a continuidade do assunto do fogo como disciplina. Ele se baseia na termodinâmica química e na abordagem do volume de controle para estabelecer a conexão entre as chamas pré-misturadas e de difusão na sequência de crescimento do fogo. Ele culmina na dinâmica do sistema de incêndios em compartimentos sem abranger todos os detalhes dos modelos de zona. Esses detalhes podem ser encontrados no texto Dinâmica de Incêndio do Gabinete por B. Karlsson e JG Quintiere. O texto atual foi influenciado pelo trabalho pioneiro de Dougal Drysdale, Uma Introdução à Dinâmica do Fogo, como que emoldurou a estrutura do meu curso nessa disciplina nos últimos 20 anos. Pretende-se como uma exposição pedagógica destinada a dar ao aluno a capacidade de olhar por trás das fórmulas de engenharia. Para chegar aos principais resultados de engenharia, às vezes é usado um extenso desenvolvimento de equações. Espero que alguns alunos possam achar esse desenvolvimento útil, enquanto outros podem achar isso uma distração. Além disso, o texto não é uma representação abrangente da literatura, mas citará as principais contribuições como ilustrativas ou essenciais para o desenvolvimento do curso.

Agradeço a muitos pela inspiração e apoio na preparação deste texto, mas o apoio tangível veio de poucos. O professor Kristian Hertz teve a gentileza de me oferecer apoio sabático por três meses em 1999, quando comecei a escrever formalmente os capítulos deste texto na Universidade Técnica da Dinamarca (DTU). Essa época também marcou o início do programa de mestrado em engenharia de incêndio na DTU para fornecer a infraestrutura técnica necessária para apoiar a legislação da Dinamarca sobre códigos de desempenho para segurança contra incêndio. Esperamos que este livro ajude a apoiar programas educacionais como o da DTU, embora outras disciplinas de engenharia também possam se beneficiar ao adicionar um elemento de segurança contra incêndio ao seu currículo. A digitação deste texto tornou-se tediosa pela adição de séries de equações destinadas a dar ao aluno o processo de desenvolvimentos teóricos. Por esse esforço, sou grato a Stephanie Smith por sacrificar seu tempo pessoal para datilografar este manuscrito. Além disso, Kate Stewart interveio no último minuto para adicionar ajuda à digitação, especialmente com os problemas e muitas ilustrações. Finalmente, a Fundação da Sociedade de Engenharia de Proteção contra Incêndios forneceu algum apoio financeiro necessário para concluir o processo. Esperemos que este texto irá beneficiar seus membros. Eu seria negligente se não reconhecesse os alunos que sofreram com as primeiras versões incompletas e interpretações tediosas no quadro-negro. Agradeço àqueles alunos que ofereceram correções e incentivos;

resultados ilustrativos para o texto. Por fim, sou especialmente grato a John L. Bryan por acreditar em mim o suficiente para me dar a oportunidade de ensinar e ingressar em um Departamento especial em 1990.

**James G. Quintiere**

A cadeira John L. Bryan em

Engenharia de Proteção contra Incêndios

Universidade de Maryland

College Park, Maryland, EUA

# Nomenclatura

UMA	Área, fator pré-exponencial
b	Variável S-Z (Capítulo 9), largura da pluma Número
B	Spalding B, largura da pluma adimensional Número
Bi	Biot
c	Calor específico
C	Coeficiente
CS	Superfície de controle
CV	Volume de controle
d	Distância
D	Coeficiente de difusão, diâmetro
Da	número Damkohler
E	Energia, fração de mistura de
f	energia de ativação
F	Fator de visão de radiação, força o
Fr	número de Froude
g	Número de Grashof da
Gr	aceleração gravitacional
h	Coeficiente de transferência de calor ou massa, entalpia por unidade de massa
H	Entalpia
h <sub>fg</sub>	Calor da vaporização
j	Número de superfícies de fluxo
k	Condutividade
eu	Comprimento
eu	Calor de gaseificação
Le	Número Luís!Pr/Sc
m	Massa
M	Peso molecular
n	Número de gotas
n	Vetor normal unitário
N	Número de espécies na mistura
Não	Número de Nusselt
p	Pressão
Pr	Número de Prandtl

q	Aquecer
Q	Energia do fogo (ou calor)
r	Razão de massa estequiométrica oxigênio/combustível
R	Constante universal de gás
Re	Número de Reynolds
S	Razão estequiométrica de massa de ar para combustível, entropia por unidade de massa
S	Área de superfície
<small>S<sub>max</sub></small>	Velocidade de queima laminar
Sc	Número Schmidt
Sh	Número Sherwood
t	Tempo
T	Temperatura
v	Velocidade
V	Volume
C	Velocidade noz direção
C	Largura, trabalho
X	Coordenada
X	Fração molar, fração de radiação (com subscrito designado)
y	Coordenada
Y <sub>eu</sub>	Rendimento em massa de espécie seupor massa de combustível perdido por vaporização
S	Fração de massa
Z	Coordenada vertical
!	Difusividade térmica
"	Coefficiente de expansão volumétrica
#	Relação de calores específicos, variável definida nos Capítulos 7 e 9
\$	Distância, número Damkohler (Capítulo 5)
!	Diferença, distância
!h <sub>c</sub>	Calor de combustão
!h <sub>v</sub>	Calor da vaporização
"	Emissividade
%	Temperatura adimensional, ângulo r <sub>o</sub> "B#
% <sub>FO,f</sub>	1\$=%B "r <sub>o</sub> # 1\$& (Capítulo 9) Coeficiente de absorção de radiação
&	Comprimento de onda
'	
(	Viscosidade
)	Viscosidade cinemática ! (=*
) <sub>eu</sub>	Coefficiente estequiométrico
+	Distância adimensional
,	3,1416. . .
"	Grupo adimensional
*	Densidade
-	Constante de Stefan-Boltzman! 5:67 ' 10(11kW/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup>
.	Tempo sem dimensão
.o	C <sub>p</sub> "T <sub>v</sub> (T <sub>1</sub> \$=eu
/	Temperatura adimensional, razão de equivalência



## Subscritos

um, ar	<b>Ar</b>
de Anúncios	<b>Adiabático</b>
<b>b</b>	Queimando
<b>B</b>	<b>Balão</b>
<b>BL</b>	<b>Camada limite</b>
<b>c</b>	<b>Combustão, convecção, difusão</b>
<b>d</b>	<b>crítica</b>
<b>dp</b>	ponto de condensação da água
<b>e</b>	<b>Externo</b>
<b>f</b>	Chama
<b>F</b>	Combustível
<b>g</b>	<b>Gás</b>
<b>eu</b>	Espécies
<b>eu</b>	Líquido
<b>eu</b>	Limite inferior
<b>m</b>	Transferência de massa
<b>o</b>	Inicial, abertura de ventilação
<b>O<sub>2</sub>, boi</b>	Oxigênio
<b>p</b>	Produtos, pressão, frente de pirólise
<b>py</b>	Pirólise
<b>Q</b>	<b>Extinção</b>
<b>r</b>	Radiação
<b>R</b>	<b>Reação</b>
<b>s</b>	Superfície
<b>rua</b>	Estequiométrico
<b>t</b>	Total
<b>T</b>	<b>Térmico</b>
<b>você</b>	Mistura não queimada
<b>você</b>	Limite superior
<b>v</b>	<b>Vaporização</b>
<b>C</b>	parede, água
<b>x</b>	<b>Coordenar direção</b>
<b>1</b>	Ambiente

## Outro

<b>uma<sub>l</sub></b>	Taxa de uma
<b>~a</b>	Molaruma
<b>uma<sub>0</sub></b>	umapor unidade de comprimento
<b>uma<sub>00</sub></b>	umapor unidade de área
<b>uma<sub>000</sub></b>	umapor unidade de volume
<b>uma</b>	Vetoruma

# 1

## Introdução ao fogo

### 1.1 Incêndio na História

O fogo foi reconhecido desde o momento da consciência humana. Esteve presente na criação do Universo. Faz parte de nós desde o início. A dependência do fogo para aquecer, iluminar, cozinhar e o motor da indústria desapareceu de nossas vidas diárias de hoje e, portanto, nos tornamos insensíveis ao comportamento do fogo. A humanidade investiu muito na tecnologia para manter o fogo, mas relativamente pouco para evitá-lo. É claro que incêndios dramáticos e desastrosos foram registrados ao longo da história e ensinaram mais medo do que lições completas. Provavelmente, a baixa frequência de individualmente ter uma experiência ruim de incêndio nos fez esquecer mais do que aprendemos. O fogo está no fundo da vida no mundo desenvolvido de hoje em comparação com estar na vanguarda das culturas primitivas. O fogo raramente invade nossas vidas agora,

À medida que a sociedade avança, seus valores dependem do que é produzido e dessas fontes de produção. No entanto, à medida que os meios para adquirir produtos se tornam mais fáceis, os valores se voltam para o bem-estar geral da sociedade e nosso meio ambiente. O fogo descontrolado pode devastar nossos ativos e fontes de produção, e isso está relacionado aos custos sociais da prevenção de incêndios e recuperação de perdas. Os efeitos do fogo sobre as pessoas e o meio ambiente tornam-se questões sociais que dependem da ideologia política e econômica que prevalece no estado. Assim, a atenção à prevenção e controle de incêndios depende de seu potencial de dano percebido e de nossos valores sociais no estado. Embora essas questões tenham enfrentado todas as culturas, talvez o século XX tenha fornecido a base para abordar o fogo com a ciência adequada em meio a avanços sociais e tecnológicos significativos.

Em uma sociedade moderna, o investimento em segurança contra incêndio depende do risco informado. O risco confiável deve ser baseado em estatísticas completas. Um importante motivador do interesse do governo dos EUA em lidar com as grandes perdas devido a incêndios no início da década de 1970 foi articulado no relatório da Comissão Nacional de Prevenção e Controle de Incêndios (América em chamas [1]). Afirmava que os EUA sustentavam anualmente mais de US\$ 11 bilhões em perdas

## 2 INTRODUÇÃO AO FOGO

recursos e 12 000 vidas foram perdidas devido ao fogo. Dessas mortes, 3.500 foram atribuídas a incêndios em automóveis; no entanto, um erro decimal nas primeiras estatísticas fez com que estas estivessem erradas por um fator de 10 (apenas 350 foram devido a incêndios automáticos). Assim, uma vez que surgiu o financiamento para resolver esses problemas, a verdadeira taxa anual de mortalidade de cerca de 8.000 foi estabelecida (uma queda em quase 4.000 mortes anuais pode ser atribuída à nova pesquisa!). A taxa atual é de cerca de 4.000 (4.126 em 1998 [2]). Um grande impacto nesta redução de cerca de 8.000 em 1971 para o número atual é provavelmente atribuído ao aumento do uso do detector de fumaça de quase nenhum em 1971 para mais de 66% após 1981 [3]. A redução da taxa de mortalidade por incêndio parece estar correlacionada com a taxa de uso do detector. Em geral, nenhuma correlação clara foi estabelecida para explicar as taxas de mortalidade por incêndio nos países,

Embora o custo estimado do incêndio (perda de propriedade, operações do corpo de bombeiros, tratamento de queimaduras, custo de seguro e perda de produtividade) tenha sido de US\$ 11,4 bilhões nos EUA em 1971 [1], atualmente é estimado em 0,875% do Produto Interno Bruto (PIB). ) (\$ 11:7 ! 10<sub>12</sub>) ou cerca de US\$ 102 bilhões [2]. Os atuais gastos com defesa dos EUA estão em 3,59% do PIB. O custo do fogo por PIB é aproximadamente o mesmo para a maioria dos países desenvolvidos, variando de 0,2 a 1,2% com uma média para 23 países em 0,81% [2]. Os EUA estão entre os mais altos em incêndios per capita com 6,5/1000 pessoas e cerca de 1,7 mortes anuais por 10<sub>5</sub> pessoas. A Rússia lidera a última categoria entre as nações com 9,87. Isso dá um risco percebido de morrer por incêndio em uma vida média (75 anos) em cerca de 1 em 135 para a Rússia e 1 em 784 para os EUA. Assim, durante a vida de uma pessoa nos EUA, cerca de 1 em 800 pessoas morrerá por incêndio, cerca de 10 em 800 por acidentes de carro e o restante (789) provavelmente morrerá devido a câncer, doença cardíaca ou derrame. Esses fatores afetam a forma como a sociedade e os governos decidem investir no bem-estar de seu povo.

Incêndio, como desastres de aeronaves comerciais, pode levar uma grande quantidade de vida ou custo de propriedade em um evento. Quando se perceber que 15 a 25% dos incêndios podem ser atribuídos a incêndios criminosos [2], e hoje o terrorismo aparece como uma ameaça, o incentivo para investir na melhoria da segurança contra incêndio pode aumentar. Os eventos de 11 de setembro no World Trade Center (WTC), com uma perda de quase 3.000 vidas e um custo direto de mais de US\$ 10 bilhões, não podem ser negligenciados como um incêndio criminoso. No passado, esses eventos catastróficos apenas desencadearam 'soluções rápidas' e ansiedade de curto prazo. Talvez o 11 de setembro – se percebido como uma questão de segurança contra incêndios – possa produzir um melhor investimento em segurança contra incêndios. Mesmo descontando o WTC como um evento de incêndio, desastres significativos no século XX tiveram e devem impactar nossa sensibilidade ao fogo. No entanto, o impacto dos desastres é de curta duração. Os eventos listados na Tabela 1.1 indicam alguns eventos de incêndio significativos do século XX. Qual você conhece? As ilustrações relacionadas são mostradas nas Figuras 1.1 a 1.4. É interessante notar que o terremoto relativamente mais brando (7,1 versus 7,7) centrado em Loma Prieta em 1989 causou um incêndio idêntico no distrito de Marina de São Francisco, conforme mostrado na Figura 1.2(b).

## 1.2 Fogo e Ciência

Nos últimos 500 anos, a ciência progrediu em ritmo acelerado desde os primórdios da generalidade matemática até um conjunto completo de princípios de conservação necessários para resolver a maioria dos problemas. No entanto, o fogo, uma das primeiras ferramentas da humanidade, precisou dos últimos 50 anos para dar-lhe expressão matemática. O fogo é de fato complexo e isso certamente ajudou a retardar seu desenvolvimento científico. Mas primeiro, o que é fogo? Como devemos defini-lo?

Tabela 1.1 Desastres de incêndio selecionados do século XX

Ano	Evento	Fonte
1903	Incêndio no Teatro Iroquois, Chicago, 620 mortos	—
1904	Conflagração de Baltimore, \$ 50 milhões (\$ 821 milhões, 1993)	[5]
1906	de San Francisco (os que estavam lá, chamam de 'o fogo'), 28.000 prédios perdidos, 450 mortos, US\$ 300 milhões devido a incêndios (US\$ 5 bilhões, 1993), US\$ 15 milhões devido a danos causados pelo terremoto	[4]
1923	Terremoto de Tóquio, 150.000 mortos e 700.000 casas destruídas principalmente por incêndio, 38 000 mortos por um tornado de fogo (turbilhão) que se refugiou no parque	[4]
1934	Morro Castle navio incêndio, 134 mortos, Asbury Park, NJ	[4]
1937	Incêndio do dirigível Hindenburg, Lakehurst, NJ	[4]
1947	SS Grandcampe Monsanto Chemical Co. (ignição espontânea causada incêndio e explosão), Texas City, TX, \$ 67 milhões (\$ 430 milhões, 1993)	[5]
1967	Espaçonave Apollo One, 3 astronautas morreram, fogo em 100 % oxigênio	[4]
1972	Manágua, terremoto na Nicarágua, 12.000 mortos, fogo e terremoto destruíram o cidade inteira	[4]
1980	MGM Grand Hotel, Las Vegas, NV, 84 mortos	[4]
1983	Incêndios florestais australianos, 70 mortos, 8.500 desabrigados, 150.000 acres destruídos, # \$1 bilhão	[4]
1991	Um arranha-céu de 38 andares no Meridian Plaza, Filadélfia, 3 bombeiros mortos, Perda de US \$ 500 milhões como danos estruturais causaram demolição	—
1991	total em Oakland, perda de US \$ 1,5 bilhão	[5]
1995	Milliken Carpet Plant, Le Grange, GA, 660 00 pés:destruído, sprinklers completos, perda de US\$ 500 milhões	—
2001	Torres gêmeas do World Trade Center, #3000 morreram, # \$ 10 bilhões de perda, proteção contra fogo insuficiente para estrutura de aço	—

Uma chama é uma reação química que produz uma temperatura da ordem de pelo menos 1500 K e geralmente cerca de 2500 K no máximo no ar. O fogo é geralmente um conjunto turbulento de chamas (ou flamelets). Um flamelet ou chama laminar pode ter uma espessura da ordem de  $10^{-3}$  cm e uma taxa de produção exotérmica de energia por unidade de volume de cerca de  $10^8$  L = cm<sup>3</sup>. No entanto, no início da ignição, a reação pode possuir apenas

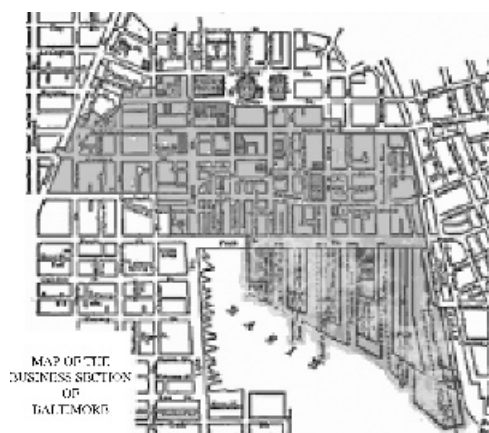


Figura 1.1 1904 Conflagração de Baltimore



(a)



(b)

Figura 1.2 (a) Terremoto de 1906 em São Francisco. (b) área de dano de fogo para São Francisco, 1906

cerca de  $10^{-2} \text{L/cm}^3$ . Isso é pouco perceptível, e sua transição abrupta para uma chama plena representa um salto nas condições térmicas, dando origem ao nome explosão térmica.

Uma chama pode começar com os reagentes misturados (pré-misturados) ou reagentes que podem se difundir juntos (chama de difusão). Geralmente, uma chama é pensada com os reagentes na fase gasosa. Variações neste ponto de vista para um processo de chama ou fogo podem ocorrer e são definidas em terminologia especial. De fato, enquanto a chama se aplica a uma reação em fase gasosa, o fogo,

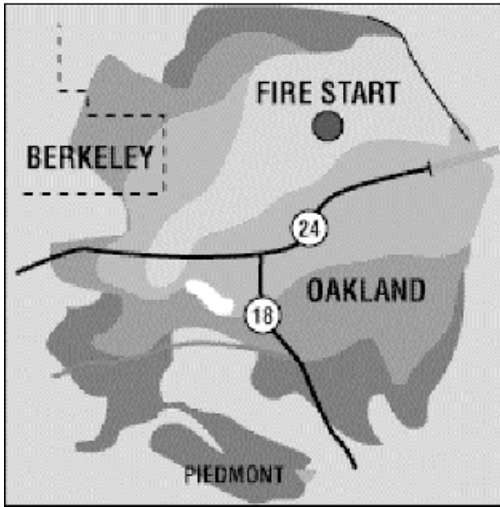


Figura 1.3 Tempestade de fogo em Oakland Hills, 1991



Figura 1.4 Colapso da torre sul no World Trade Center

e seu sinônimo combustão, refere-se a uma classe mais ampla de reações que constituem uma taxa de densidade de energia significativa. Por exemplo, a combustão lenta é uma reação de combustão (que pode ocorrer em temperaturas tão baixas quanto 600 K) entre o oxigênio no ar e a superfície de um combustível sólido. A propagação da onda de combustão através da dinamite pode ser denominada por alguns como uma explosão, mas é governada pela teoria da chama pré-misturada. De fato, fogo ou combustão podem representar mais amplamente uma reação química exotérmica que resulta de uma taxa descontrolada causada por temperatura ou efeitos catalíticos. Observe que evitamos a definição frequentemente usada de fogo como 'uma reação química no ar emitindo calor e luz'. No entanto, uma chama nem sempre pode ser vista; por exemplo, um H<sub>2</sub>chama seria transparente aos olhos e não facilmente visível. Uma chama pode se tornar adiabática e, portanto, o calor não é emitido. Isso pode ocorrer dentro das regiões carregadas de fuligem de temperatura uniforme de um grande incêndio. Além disso, o oxigênio no ar pode não ser o único oxidante em uma reação denominada combustão ou fogo. Em geral, podemos concordar que uma chama se aplica à combustão em fase gasosa, enquanto o fogo se aplica a todos os aspectos da combustão descontrolada.

A ciência do fogo exigiu o desenvolvimento da descrição matemática dos processos que compõem a combustão. Vamos examinar a linha do tempo histórica desses desenvolvimentos necessários que começaram em 1600 com Isaac Newton. Eles estão listados na Tabela 1.2 e pertencem à ciência macroscópica do continuum (para exemplos, veja as Figuras 1.5 e 1.6). Assim como os problemas de transferência de calor e massa por convecção, os problemas de fogo não exigiram novas descobertas científicas profundas depois que os princípios gerais de conservação e as relações constitutivas foram estabelecidos. No entanto, o fogo está entre os processos de transporte mais complexos e exigiu formulações matemáticas estratégicas para fornecer soluções.

Tabela 1.2 Desenvolvidos que levam à ciência do fogo

Tempo	Evento	Iniciador de chave
# 1650	Segunda lei do movimento (conservação da quantidade de movimento)	Isaac Newton
1737	Relação entre pressão e velocidade em um fluido	Daniel Bernoulli
# 1750	Primeira lei da termodinâmica (conservação da energia)	Rudolph Clausius
1807	Equação da condução de calor (lei de Fourier)	Joseph Fourier
1827	Equações viscosas de movimento de um fluido	Navier
1845		Stokes
# 1850	A História Química da Vela Palestras no sociedade Real	Michael Faraday
1855	Equação de difusão de massa (lei de Fick)	A. Fick
1884	Dependência da taxa de reação química da temperatura	S. Arrhenius
# 1900	Transferência de calor por radiação térmica	Max Planck
1928	Solução de chama de difusão em um duto	Burke e Schumann
#1940	Equações de combustão com cinética	Frank-Kamenetskii
#1930		Semenov
#1950		Zel'dovich
#1950	Soluções de queima convectiva	H. Emmons, DB Spalding
#1960	Soluções de fenômenos de incêndio	PH Thomas
#1970	Liderança em programas de pesquisa de incêndio nos EUA	R. Long, J. Lyons



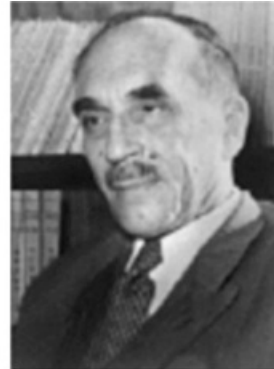
Figura 1.5 Tratado de Bernoulli sobre hidrodinâmica



a



b



c

Figura 1.6 Cientistas importantes em (a) transferência de calor (Jean Baptiste Joseph Fourier), (b) química (Svante August Arrhenius, Prêmio Nobel de Química 1903) e (c) combustão (Nikolay Semenov, Prêmio Nobel de Química 1956)



Enquanto Newton forjou a base da equação do momento, ele também introduziu o conceito de massa, essencialmente definido por  $F=ma$ . Joule estabeleceu a equivalência entre trabalho e energia, e a primeira lei da termodinâmica (conservação de energia) introduz o conceito de energia como a variação devido à perda de calor e ao trabalho realizado por um sistema. O calor é então definido como a energia transferida do sistema devido à diferença de temperatura. É claro que a segunda lei da termodinâmica (Clausius) não entra diretamente nos métodos de solução, mas diz que um sistema não pode retornar ao seu estado original sem um custo. Esse custo envolve transferências de massa e energia, e esses fluxos de transporte tornam-se (aproximadamente) relacionados ao gradiente de suas propriedades intensivas associadas; por exemplo, o fluxo de calor é proporcional ao gradiente de temperatura como na lei de Fourier e o fluxo de massa das espécies é proporcional ao seu gradiente de concentração como na lei de Fick. O transporte não linear de calor devido à radiação é um grande obstáculo para a obtenção de soluções analíticas para o fogo; e turbulência, apesar da formulação exata deste fenômeno instável através das equações de Navier-Stokes há mais de 150 anos, impede soluções gerais para problemas de fluxo de fluido. Portanto, habilidade, engenhosidade e amplo conhecimento são necessários para formular, resolver e entender os fenômenos do fogo. Os cientistas russos Semenov [6], Frank-Kamenetskii [7] e Zel'dovich et al. [8] fornecem muito para a formulação inicial de soluções de problemas de combustão. Esses problemas abordaram o papel da cinética e produziram o número de Zel'dovich,  $\beta = RT_c^2 / (E - RT_c)$  sendo o parâmetro de Arrhenius. Spalding [9] e Emmons [10] lançaram as bases para soluções para a queima difusa da fase condensada. Essa fundação serviu de guia para outros problemas muito mais complexos envolvendo fuligem, radiação e propagação de chamas. O número Spalding B é um grupo adimensional chave que surge nestes problemas, e representa a razão entre a energia liberada na combustão e aquela necessária para a vaporização do combustível. A taxa de produção de energia pelo fogo (mais especificamente sua taxa de variação de entalpia devido a alterações químicas a 25°C e 1 pressão atmosférica) será denominado aqui como poder de fogo. Muitos usaram o termo taxa de liberação de calor (HRR), mas isso é visto como um equívoco por este autor, pois o poder de fogo tem a mesma taxa de produção química que seria atribuída a uma usina de energia baseada em combustão, e não é idêntica ao calor transferido na reação. Tais equívocos ocorreram ao longo da termodinâmica como representados nos termos: capacidade calorífica, calor de vaporização e calor de combustão – todos relacionados às entalpias. Esses nomes errôneos podem ser atribuídos a resquícios da teoria calórica do calor, na qual o calor era visto como parte da matéria.

### 1.3 Segurança contra Incêndios e Pesquisa no Século XX

No início do século XX, havia atividades significativas em segurança contra incêndio nos EUA. A National Fire Protection Association (NFPA) foi fundada em 1897 principalmente para tratar do uso de sprinklers e sua padronização. O Underwriter's Laboratory (UL) foi fundado em 1894 por William H. Merrill para tratar de padrões e testes elétricos. Em 1904, o Congresso criou o National Bureau of Standards (NBS), tornando-se mais tarde o National Institute of Standards and Technology (NIST) em 1987. Após a conflagração de Baltimore (1904), o Congresso orientou o NBS para abordar a segurança estrutural contra incêndios de edifícios. Esse programa começou em 1914 sob Simon Ingberg e teve uma profunda influência nos padrões e testes relacionados à proteção estrutural contra incêndio nos próximos 60 anos.

relataram em mais de dez vezes os da Europa: 'As maiores perdas de incêndio estão nas cidades que têm leis e regulamentos' [11].

Sessenta anos depois América em chamascitou 'Uma necessidade básica é fortalecer a base do conhecimento sobre o fogo em um corpo de teoria científica e de engenharia, para que os problemas do mundo real possam ser tratados por meio de análises preditivas' [1]. O resultado do relatório da Comissão do Presidente levou à consolidação dos três programas de incêndio existentes no NBS na época: segurança contra incêndio em edifícios (I. Benjamin e D. Gross), pesquisa e combate a incêndio (J. Rockett e AF Robertson) e tecidos inflamáveis (J. Clark e C. Huggett). A consolidação forjou o Center for Fire Research (CFR) sob John Lyons em 1974. Incluiu o desenvolvimento de uma biblioteca para ciência do fogo (M. Rappaport e N. Jason) – uma necessidade para qualquer novo empreendimento de pesquisa. O programa CFR focou em pesquisa básica e problemas importantes da época. Eles envolviam tecidos de roupas e padrões de fogo para móveis, o desenvolvimento de padrões de detectores de fumaça, inflamabilidade de revestimentos de piso e padrões especiais para residências e instalações de saúde. Seu orçamento foi de cerca de US\$ 5 milhões, com mais da metade alocada como fundos internos do NBS. Ele cooptou o programa de subsídios de incêndio NSF RANN (Pesquisa para Necessidades Nacionais Aplicadas) junto com Ralph Long, seu criador. Este programa foi dotado exclusivamente para pesquisa básica de incêndio em US \$ 2 milhões. Pouco depois de 1975, o Comitê de Pesquisa de Produtos (PRC), um consórcio de produtores de plástico, contribuiu com cerca de US\$ 1 milhão anualmente para pesquisas básicas sobre inflamabilidade do plástico pelos próximos cinco anos. Este apoio da indústria não foi voluntário, mas exigido por um acordo com a Federal Trade Commission que resultou de uma reclamação de que a indústria estava apresentando alegações de segurança contra incêndio com relação aos resultados dos testes. Este orçamento total para pesquisa de incêndio no NBS de cerca de US\$ 8 milhões em 1975 seria de cerca de US\$ 30 milhões em dólares atuais de 2004. De fato, o programa básico de financiamento de subsídios originário da NSF é de apenas cerca de US\$ 1 milhão hoje no NBS, onde a inflação teria seu valor originalmente alocado em 1974 em cerca de US\$ 7,5 milhões hoje. Assim, percebe-se que o esforço extraordinário lançado para a pesquisa de incêndios na década de 1970 foi significativo em relação ao que é feito hoje nos EUA. Embora os esforços de pesquisa de incêndio dos EUA tenham diminuído, os interesses internacionais ainda permanecem altos. Assim, percebe-se que o esforço extraordinário lançado para a pesquisa de incêndios na década de 1970 foi significativo em relação ao que é feito hoje nos EUA. Embora os esforços de pesquisa de incêndio dos EUA tenham diminuído, os interesses internacionais ainda permanecem altos. Assim, percebe-se que o esforço extraordinário lançado para a pesquisa de incêndios na década de 1970 foi significativo em relação ao que é feito hoje nos EUA. Embora os esforços de pesquisa de incêndio dos EUA tenham diminuído, os interesses internacionais ainda permanecem altos.

A pesquisa do fogo nos EUA durante a década de 1970 foi caracterizada por um senso de descoberta e um desejo de interagir com centros de conhecimento no exterior. Durante anos, especialmente após a Segunda Guerra Mundial, os britânicos e os japoneses realizaram pesquisas sobre o fogo com vigor. A Fire Research Station em Borehamwood (a antiga capital cinematográfica do Reino Unido) lançou um forte programa de pesquisa na década de 1950 com PH Thomas, um defensor da modelagem de fogo [12], D. Rasbash (supressão), M. Law (resistência ao fogo) e DL Simms (ignição). Os japoneses construíram uma forte infraestrutura de pesquisa de incêndio dentro de suas escolas de arquitetura, academia em geral e laboratórios governamentais. Kunio Kawagoe foi o embaixador dessa pesquisa por anos (cerca de 1960 a 1990). Ele é conhecido por contribuições para incêndios em compartimentos. Outros incluem S. Yokoi (plumas), T. Hirano (chama espalhada), T.

T. Jin (visibilidade de fumaça), K. Akita (líquidos) e H. Takeda (comportamento de fogo do compartimento). Na Suécia, no início da década de 1970, o professor O. Pettersson dedicou-se aos efeitos do fogo em estruturas, promovendo o trabalho de SE Magnusson e fundando o programa de graduação em engenharia de incêndio na Universidade de Lund. Vihelm Sjölin, vindo do programa de defesa civil sueco, liderou pesquisadores de incêndio como Kai Odeen (incêndios em compartimentos) e Bengt Hagglund (radiação, dinâmica do fogo) e mais tarde dirigiu um programa sueco de pesquisa básica de US \$ 1 milhão em incêndios durante a década de 1980. Hoje, a Suécia tem fortes esforços de pesquisa de incêndio na Universidade de Lund e no Laboratório SP em Borås (U. Wickstrom e



na regulamentação da segurança contra incêndio pode ser insuficiente para o bem público. Os alunos deste texto adquirirão a capacidade de resolver problemas e encontrar respostas, relacionadas a aspectos do bombardeio e fogo de 1993 no WTC e dos ataques de 11 de setembro ao WTC. Alguns desses problemas abordam questões às vezes deturpadas ou ignoradas pela reportagem da mídia. Por exemplo, pode-se demonstrar claramente que o jet fuel nos ataques das aeronaves ao WTC apenas proporcionou uma fonte de ignição de vários minutos, mas ainda há relatos de que o jet fuel, dotado de especial intensidade, foi responsável pelo colapso do estruturas de aço. É geralmente reconhecido que os incêndios no WTC foram principalmente devido ao conteúdo normal de mobiliário dos pisos e foram fundamentais nas falhas do edifício.

Embora muito interesse e ação tenham sido tomados para a aceitação de códigos de desempenho para segurança contra incêndio, por exemplo, Japão, Dinamarca, Austrália, Nova Zelândia, EUA e no resto do mundo, não criamos totalmente a infraestrutura para o adequado surgimento de códigos de desempenho para o fogo. É claro que existe uma infraestrutura significativa para o processo de criação de códigos e padrões, mas não há uma agência aberta para garantir que a ciência do fogo seja considerada no processo. As variações nos padrões de teste de incêndio de agência para agência e de país para país são uma prova dessa falta de embasamento científico no estabelecimento de regulamentos. Aqueles que têm experiência em padrões de incêndio sabem prontamente que os padrões têm pouca ou nenhuma base técnica. No entanto, esses padrões foram geralmente estabelecidos por comitês sob consenso público,

Mesmo sem apoio direto do governo ou estratégias de harmonização internacional, estamos evoluindo em direção a um melhor estado de padrões de fogo com a ciência. As instituições educacionais de ensino superior provavelmente somam mais de 25 no mundo atualmente. Esse é um grande passo desde a fundação do programa de bacharelado em engenharia de proteção contra incêndio na Universidade de Maryland em 1956 (o primeiro credenciado nos EUA). Isto foi seguido pelo primeiro programa de MS, fundado por Dave Rasbash em 1975, na Universidade de Edimburgo. É muito provável que seja a força desses programas que eventualmente levem à harmonização dos padrões internacionais de incêndio usando a ciência como seus princípios subjacentes. Este provavelmente será um processo de mudança desigual, e passos errados são prováveis; parafraseando Kristian Hertz (DTU, Dinamarca): "É melhor usar uma abordagem científica fraca que seja transparente o suficiente para construir uma prática padrão, do que adotar um procedimento que não tem fundamento técnico, apenas tradição." Esperamos que este texto ajude o aluno a contribuir para esses desafios de engenharia nos padrões de segurança contra incêndio. Os problemas de fogo estarão continuamente presentes na sociedade, tanto naturais quanto artificiais, e sempre mudando em um mundo tecnológico.

## 1.5 Introdução a este livro

Este livro pretende ser pedagógico, e não inclusivo como uma revisão total do assunto. Ele tenta demonstrar que o assunto do fogo é uma disciplina especial de engenharia construída sobre princípios fundamentais, análises clássicas e fenômenos únicos. O fluxo do

o assunto se desdobra em uma ordem projetada para se basear no material anterior para avançar adequadamente para o novo material. Exceto para o primeiro e último capítulos, a instrução deve seguir a ordem do texto. Na minha experiência de ensino, um curso de um semestre de 15 semanas e 45 horas, cobrindo a maioria dos Capítulos 2 a 11, é possível com a omissão de material especializado ou avançado. No entanto, o Capítulo 11 sobre incêndios em compartimentos é difícil de cobrir em profundidade porque o assunto é muito grande e talvez justifique um curso especial que abranja modelos de computador associados. O texto de Karlsson e Quintiere, Dinâmica de Incêndio do Gabinete, é apropriado para tal curso (ver Seção 1.5.4).

O texto atual tenta abordar as características de combustão da engenharia de incêndio em profundidade. Essa afirmação pode parecer um paradoxo, já que fogo e combustão são a mesma coisa, e pode-se esperar que eles sejam totalmente cobertos. No entanto, a educação em engenharia de proteção contra incêndio anteriormente enfatizava mais o aspecto de proteção do que o componente de incêndio. A Figura 1.7 mostra um fluxograma que representa como o pré-requisito

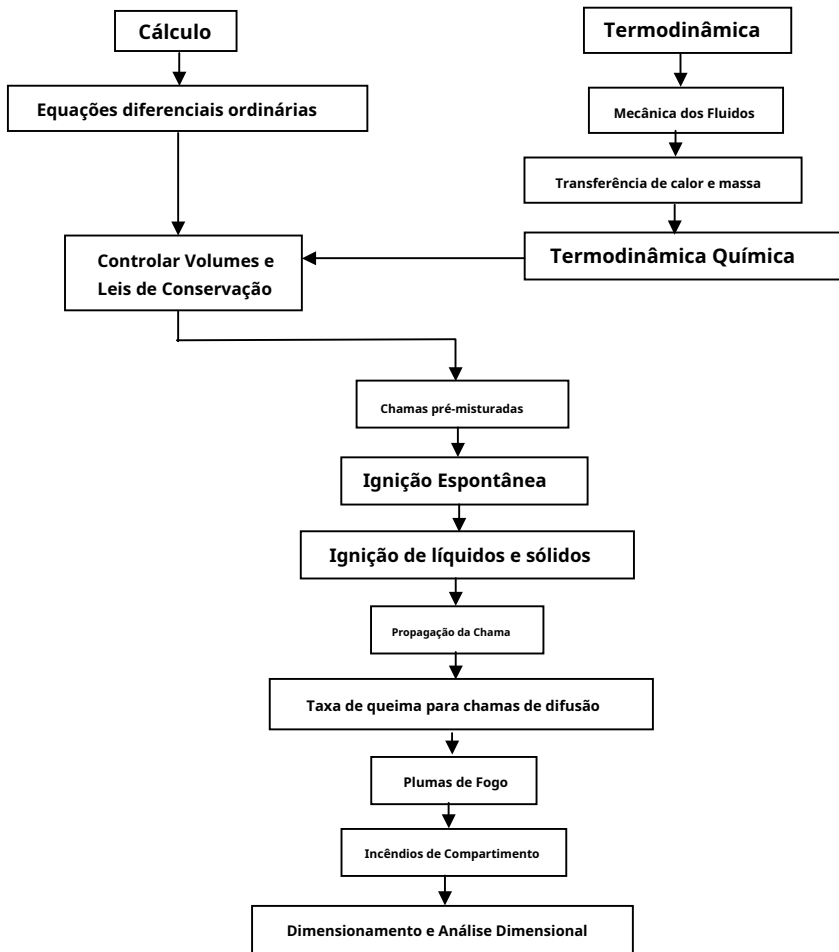


Figura 1.7 Fluxograma para o material do assunto

material se relaciona com o material no texto. Os textos padrão podem ser consultados para os assuntos de pré-requisito. No entanto, é útil apresentar uma breve revisão desses assuntos para transmitir o mínimo de suas facetas e estimular a lembrança do aluno.

### 1.5.1 Termodinâmica

A termodinâmica é o estudo da matéria como um continuum macroscópico. A massa é o conteúdo tangível da matéria, identificado através da segunda lei do movimento de Newton,  $m\mathbf{F}=\mathbf{a}$ . Um sistema de massa fixa que pode consistir em uma coleção de diferentes estados químicos da matéria (espécies) deve permanecer com uma energia total constante se estiver isolado de seus arredores. Para sistemas de incêndio apenas energia interna (VOCÊ) será significativo (excluindo cinética, elétrica, etc.). Quando um sistema interage com sua vizinhança, a primeira lei da termodinâmica é expressa como

$$dU = \delta Q - \delta W \quad \text{ou como uma expressão de taxa} \quad \frac{dU}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad \text{\%1:1\&}$$

A energia interna muda de 1 para 2 e o calor (P) e trabalho (C) são considerados positivos quando adicionados ao sistema. O trabalho é definido como o produto da resultante das forças e suas distâncias associadas movidas. Calor é a energia transferida exclusivamente devido a diferenças de temperatura. (Às vezes, a energia associada à difusão das espécies é incluída na definição de calor.) A primeira lei expressa na forma de taxa requer a introdução explícita do processo de transporte devido a gradientes entre o sistema e a vizinhança. Apesar desses gradientes implicarem em não equilíbrio, as relações termodinâmicas são consideradas válidas em cada instante de tempo e em cada ponto do sistema.

A segunda lei da termodinâmica nos permite representar a variação de entropia de um sistema como

$$dS = \frac{1}{T} \delta Q + \frac{p}{T} dV \quad \text{\%1:2\&}$$

Essa relação é expressa em propriedades extensivas que dependem da extensão do sistema, em oposição a propriedades intensivas que descrevem condições em um ponto do sistema. Por exemplo, propriedades extensivas tornam-se intensivas expressando-as em uma base por unidade de massa, por exemplo,  $s = S/m$  densidade,  $v = V/m$ . Para um sistema puro (uma espécie), a Equação (1.2) na forma intensiva permite uma definição de temperatura e pressão termodinâmica em termos das propriedades intensivas como

$$\begin{aligned} \text{Temperatura;} T &= \left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_{U, N} \\ \text{Pressão;} p &= - \left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_{U, N} \end{aligned} \quad \text{\%1:3\&}$$

A pressão termodinâmica é igual à pressão mecânica devido à força no equilíbrio. Enquanto a maioria dos problemas de interesse possuem gradientes nas propriedades intensivas

(ou seja,  $T, p, Y_{eu}$ ), o equilíbrio termodinâmico local é assumido implicitamente. Assim, a equação de estado, como para um gás ideal

$$p = \frac{RT}{M} \tag{1.4}$$

vale para propriedades termodinâmicas em equilíbrio, embora possa ser aplicado sobre variações no tempo e no espaço. Aqui  $M$  é o peso molecular,  $\rho$  é a densidade e  $R$  é a constante universal do gás. Para gases ideais e a maioria dos sólidos e líquidos, a energia interna e a entalpia  $h$  e  $u$  podem ser expresso como

$$u = c_v T \quad h = c_p T \text{ respectivamente} \tag{1.5}$$

Onde  $c_p$  e  $c_v$  são os calores específicos de volume constante e pressão constante. Pode-se mostrar que para um gás ideal,  $R = c_p - c_v$ .

### 1.5.2 Mecânica dos fluidos

Euler expressou a segunda lei do movimento de Newton para um fluido sem atrito (inviscido) ao longo de uma linha de corrente como

$$\rho \frac{dv}{ds} = \rho \frac{v}{2} \frac{dv}{ds} - \rho \frac{v}{2} \frac{dv}{ds} = 0 \tag{1.6}$$

A velocidade ( $v$ ) é tangente ao longo da linha de corrente e  $z$  é a altura vertical de sinal oposto ao campo de força da gravidade,  $g = 9.81 \text{ N/kg} = 1 \text{ kg m/s}^2$ . Para um fluido viscoso, o lado direito (RHS) é negativo e em magnitude representa a dissipação de potência por unidade de volume devido aos efeitos viscosos. O RHS também pode ser representado como a taxa de trabalho do eixo adicionada à linha de corrente ou ao sistema em geral.

A pressão é a tensão normal para um fluido inviscido. A tensão de cisalhamento para um fluido newtoniano é dada como

$$\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial n} \tag{1.7}$$

onde  $\mu$  é a viscosidade e  $n$  a direção normal. A tensão de cisalhamento é mostrada para um tubo de corrente na Figura 1.8. O fluxo viscoso é significativo para um pequeno número de Reynolds

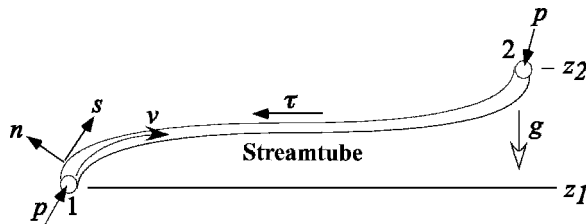


Figura 1.8 Fluxo ao longo de uma linha de corrente

Re  $\delta$  é um comprimento característico. Superfícies próximas, pode ser pensado como a espessura da camada limite onde todos os efeitos viscosos são sentidos e é localmente pequeno. No entanto, se  $\delta$  é considerado como um comprimento geométrico característico, como a corda de um aerofólio,  $\delta$  pode ser considerado grande. Isso significa que o fluxo em massa longe da superfície é quase invíscido. Os fluxos tornam-se instáveis em geral, evoluindo para um fluxo caótico instável conhecido como turbulência. A turbulência afeta todo o domínio do escoamento, exceto muito próximo à superfície, onde é suprimida e prevalece o escoamento laminar.

### 1.5.3 Transferência de calor e massa

O calor pode fluir devido à diferença de temperatura em dois mecanismos distintos: (1) radiação e (2) condução. A radiação é a transferência de energia por ondas eletromagnéticas e possui frequência (ou comprimento de onda). A energia radiante pode ser gerada de muitas maneiras diferentes, o que geralmente identifica sua aplicação, como ondas de rádio, microondas, raios gama, raios X, etc. Essas diferentes formas são geralmente identificadas por suas faixas de comprimento de onda. A lei de Planck nos dá o fluxo de radiação emitido devido apenas à temperatura como

$$q_{\text{rad}} = \epsilon \sigma T^4 \quad (1.8)$$

onde  $\epsilon$  é a emissividade do corpo radiante, variando entre 0 e 1. A emissividade indica a saída de um emissor ideal (corpo negro). Para sólidos ou líquidos sob condições de aquecimento ao fogo, embora  $\epsilon$  dependa do comprimento de onda, pode geralmente ser considerado como uma constante próxima de 1. Para gases,  $\epsilon$  será finito apenas em comprimentos de onda discretos, mas para fuligem distribuída no gás do produto de combustão  $\epsilon$  é contínuo em todos os comprimentos de onda. É essa fuligem em chamas e produtos de combustão que produz a maior parte da radiação. Em geral, para fumaça e chamas, a emissividade pode ser representada para cada comprimento de onda como

$$\epsilon = \sum_i \epsilon_i \quad (1.9)$$

O coeficiente de absorção  $\kappa$  depende em geral do comprimento de onda ( $\lambda$ ). Para grande  $\lambda$ ,  $\kappa$  aproxima-se de 1 – um emissor perfeito. Este limite geralmente ocorre em chamas turbulentas de cerca de 1 m de espessura.

O outro modo de transferência de calor é a condução. O fluxo de calor condutor é, pela lei de Fourier,

$$q_{\text{cond}} = -k \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1.10)$$

Para condições laminares de fluxo lento, como em chamas de velas, a transferência de calor entre um fluido e uma superfície é predominantemente condutiva. Em geral, a condução sempre prevalece, mas na instabilidade do fluxo turbulento, o fluxo de calor condutivo médio no tempo entre um fluido e uma superfície estacionária é chamado de convecção. A convecção depende do campo de escoamento responsável pelo gradiente de temperatura do fluido próximo à superfície. Esta dependência está contida no coeficiente de transferência de calor por convecção  $h_c$  definido por

$$q_{\text{cond}} = -k \frac{\partial T}{\partial n_s} = h_c (T - T_s) \quad (1.11)$$



A convecção é dada principalmente em termos de correlações da forma

$$\text{Número} * \frac{h_{ceu}}{k} \text{ } \text{\$C RenPrm} \quad \text{ou} \quad \text{Número} * \frac{h_{ceu}}{k} \text{ } \text{\$C GrnPr} \tag{1.12}$$

onde o número de Grashof, Gr, substitui o número de convecção natural, que é comum à maioria das condições de incêndio. O número de Grashof é definido como

$$Gr * \frac{\beta g \Delta T L^3}{\nu^2} \tag{1.13}$$

onde β é o coeficiente de expansão de volume, β = 1/T para um gás, e Pr é o número de Prandtl, Pr = μ cp / k. Essas correlações dependem da natureza do escoamento e da geometria da superfície.

A transferência de massa por difusão laminar (molecular) é diretamente análoga à condução com o análogo da lei de Fourier como a lei de Fick que descreve o fluxo de massa (taxa de fluxo de massa por unidade de área) de espécies por difusão:

$$m_{eu} = -D \frac{\partial Y_{eu}}{\partial n} \tag{1.14}$$

Onde  $v_{eu}$  é a velocidade de difusão de espécie, ρ é a densidade da mistura e  $D_{eu}$  é o coeficiente de difusão e  $Y_{eu}$  é a concentração da fração de massa de espécie. O análogo correspondente para fluxo de massa em convecção é dado em termos do coeficiente de transferência de massa,  $h_m$ , como

$$m_{eu} = h_m (Y_{eu} - Y_{eu,s}) \tag{1.15}$$

O coeficiente de transferência de massa convectiva  $h_m$  pode ser obtido a partir de correlações semelhantes às de transferência de calor, ou seja, Equação (1.12). O número Nusselt tem o número equivalente de Sherwood,  $Sh = h_m L = D_{eu}$ , e a contrapartida do número de Prandtl é o número de Schmidt,  $Sc = \mu / D_{eu}$ . Desde  $Pr \geq 0.7$  para gases de combustão, o número de Lewis,  $Le = Pr / Sc = k / (\mu c_p)$  é aproximadamente 1, e pode-se mostrar que  $h_m = h_c / c_p$ . Esta é uma maneira conveniente de calcular o coeficiente de transferência de massa a partir dos resultados da transferência de calor. Ela vem da analogia de Reynolds, que mostra a equivalência da transferência de calor com sua configuração de transferência de massa correspondente para  $Le = 1$ . O fogo envolve a transferência simultânea de calor e massa e, portanto, essas relações são importantes para se ter uma compreensão completa do assunto.

### 1.5.4 Referências de apoio

Textos padrão sobre os pré-requisitos são abundantes na literatura e qualquer um pode servir como atualização nesses assuntos. Outros textos podem servir para sustentar o corpo de material deste texto em chamas. Eles incluem os seguintes livros de combustão e incêndio:

Cox, G. (ed.), Fundamentos da Combustão do Fogo, Academic Press, Londres, 1995.  
 Drysdale, D., Introdução à Dinâmica do Fogo, 1ª ed., John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, 1985.  
 Glassman, I., Combustão, Academic Press, Nova York, 1977.

Kanury, AM, Introdução aos Fenômenos de Combustão, Gordon e Breach, Nova York, 1975.  
Karlsson B. e Quintiere JG, Dinâmica de Incêndio do Gabinete, CRC Press, Boca Raton, Flórida, 2000.  
Voltas, SR, Introdução à combustão, 2ª edição, McGraw-Hill, Boston, 2000. Williams, FA, Teoria da Combustão, 2ª edição, Addison-Wesley Publishing Co., Nova York, 1985.

## Referências

1. Bland, RE (Presidente), América em chamas, The National Commission on Fire Prevention and Control, US Government Printing Office, Washington DC, 1973.
2. Brushlinski, N., Sokolov, S. e Wagner, P., Estatísticas Mundiais de Incêndios no Final do Século XX, Relatório 6, Centro de Estatísticas de Incêndios do CTIF, Comitê Técnico Internacional para a Prevenção e Extinção de Incêndios, Moscou e Berlim, 2000.
3. Gomberg, A., Buchbinder, B. e Offensend, FJ, Avaliando Estratégias Alternativas para Reduzir a Perda por Incêndio Residencial - O Modelo de Perda por Incêndio, National Bureau of Standards, NBSIR 82-2551, agosto de 1982.
4. Os piores desastres do mundo do século XX, Octopus Books, Londres, 1999.
5. Sullivan, MJ, Perda de propriedade aumenta em incêndios de grande perda, NFPA J., novembro/dezembro de 1994, 84-101.
6. Semenov, N., Cinética Química e Reações em Cadeia, Moscou, 1934.
7. Frank-Kamenetskii, DA, Difusão e Transferência de Calor em Cinética Química, Plenum Press, Nova York, 1969.
8. Zel'dovich, YB, Barenblatt, GI, Librovich, VB e Makhviladze, GM, A Teoria Matemática da Combustão e Explosão, Nauka, Moscou, 1980.
9. Spalding, DB, A combustão de combustíveis líquidos, Proc. Pentear. Inst., 1953, 4, págs. 847-64.
10. Emmons, HW, A combustão do filme de combustível líquido, Z. Angew Math. Mec., 1956, 36, 60-71.
11. Cochrane, RC, Medidas para o Progresso - Uma História do National Bureau of Standards, Departamento de Comércio dos EUA, 1966, p. 131.
12. Rasbash, DJ e Alvarez, NJ (eds), Avanços na física do fogo - um simpósio para homenagear Philip H. Thomas, Segurança contra Incêndios J., 1981, 3, 91-300.

## Problemas

- 1.1 Você pode ter visto o documentário do History Channel ou outras informações relativas à construção das World Trade Towers. Escreva um pequeno ensaio, não mais que duas páginas, sobre como você teria protegido as Torres do colapso. Você deve usar tecnologia prática de segurança contra incêndio, apoiada por raciocínio e informações científicas. Você precisa especificar claramente o que teria feito para evitar o colapso das Torres, com base nos princípios de proteção contra incêndio, e deve justificar sua posição. Você pode usar outras fontes, mas não prepare um relatório de literatura; Estou procurando seu pensamento.
- 1.2 Por que os desastres de incêndio parecem se repetir apesar das regulamentações desenvolvidas para evitar que ocorram novamente? Por exemplo, compare o recente incêndio na boate de Rhode Island com os infames incêndios de Coconut Grove e Beverly Hill Supper Club. Você consegue identificar outros incêndios em locais de entretenimento que foram igualmente mortais?
- 1.3 Procure as pessoas importantes que contribuíram para o desenvolvimento da ciência do fogo. Escolha um e escreva uma descrição de uma página da contribuição e seu significado.

## 18 INTRODUÇÃO AO FOGO

1,4 Examine as estatísticas de fogo. Existe alguma razão lógica para que a taxa de mortalidade dos EUA esteja entre as mais altas e para que a Rússia tenha aumentado tão acentuadamente após a queda da União Soviética?

1,5 O incêndio de Oakland Hills em 1991 foi uma perda significativa. A repetição de tais incêndios é devido a terremotos ou a interface entre os domínios urbano e da vida selvagem? O que está sendo feito para mitigar ou prevenir esses incêndios?

1,6 Como a ciência entra em qualquer um dos códigos e padrões com os quais você está familiarizado?

# 2

## Termoquímica

### 2.1 Introdução

A termoquímica é o estudo das reações químicas dentro do contexto da termodinâmica. A termodinâmica é a ciência dos estados de equilíbrio da matéria que seguem a conservação da massa e da energia. As aplicações da segunda lei da termodinâmica podem estabelecer critérios de equilíbrio e determinar as possíveis mudanças de estado. Em geral, as mudanças de estado ocorrem ao longo do tempo, e os estados podem variar sobre a matéria como gradientes espaciais. Esses gradientes de estados não constituem equilíbrio no sentido termodinâmico, mas é justificável considerar as relações entre as propriedades termodinâmicas ainda aplicáveis em cada ponto em um campo gradiente. Este conceito é considerado como equilíbrio local. Assim, as propriedades de temperatura e pressão se aplicam, bem como suas relações de estado governadas pela termodinâmica. No entanto, no que diz respeito às propriedades químicas, em aplicação ao fogo e à combustão, geralmente não é prático impor princípios de equilíbrio químico. O equilíbrio químico implicaria uma distribuição fixa de massa entre as espécies envolvidas na reação. Por causa dos gradientes em um sistema de reação química real, este estado de equilíbrio não é alcançado. Assim, em aplicações práticas, vamos hipotetizar a distribuição de massa das espécies reagentes ou usar dados medidos para prescrevê-la. Os estados resultantes podem não ser consistentes com o equilíbrio químico, mas todos os outros aspectos da termodinâmica ainda se aplicam. Portanto, não incluiremos nenhuma discussão adicional sobre equilíbrio químico aqui, e o estudante interessado deve consultar qualquer um dos muitos textos excelentes em termodinâmica que abordam esse assunto. na aplicação ao fogo e à combustão, geralmente não é prático impor princípios de equilíbrio químico. O equilíbrio químico implicaria uma distribuição fixa de massa entre as espécies envolvidas na reação. Por causa dos gradientes em um sistema de reação química real, este estado de equilíbrio não é alcançado. Assim, em aplicações práticas, vamos hipotetizar a distribuição de massa das espécies reagentes ou usar dados medidos para prescrevê-la. Os estados resultantes podem não ser consistentes com o equilíbrio químico, mas todos os outros aspectos da termodinâmica ainda se aplicam. Portanto, não incluiremos nenhuma discussão adicional sobre equilíbrio químico aqui, e o estudante interessado deve consultar qualquer um dos muitos textos excelentes em termodinâmica que abordam esse assunto. na aplicação ao fogo e à combustão, geralmente não é prático impor princípios de equilíbrio químico. O equilíbrio químico implicaria uma distribuição fixa de massa entre as espécies envolvidas na reação. Por causa dos gradientes em um sistema de reação química real, este estado de equilíbrio não é alcançado. Assim, em aplicações práticas, vamos hipotetizar a distribuição de massa das espécies reagentes ou usar dados medidos para prescrevê-la. Os estados resultantes podem não ser consistentes com o equilíbrio químico, mas todos os outros aspectos da termodinâmica ainda se aplicam. Portanto, não incluiremos nenhuma discussão adicional sobre equilíbrio químico aqui, e o estudante interessado deve consultar qualquer um dos muitos textos excelentes em

termodinâmica que abordam esse assunto, geralmente não é prático impor princípios de equilíbrio químico. O equilíbrio químico implicaria uma distribuição fixa de massa entre as espécies envolvidas na reação. Por causa dos gra

Onde as aplicações para sistemas de combustão industrial envolvem um conjunto relativamente limitado de combustíveis, o fogo busca qualquer coisa que possa queimar. Com exceção da incineração industrial, os combustíveis para o fogo são quase ilimitados. Vamos primeiro considerar o fogo como combustão na fase gasosa, excluindo a oxidação da superfície a seguir. Para líquidos, devemos primeiro exigir a evaporação para a fase gasosa e para sólidos devemos ter uma transição de fase semelhante. Na primeira, a evaporação pura é a mudança de fase da substância sem alterar sua composição. A evaporação segue o equilíbrio termodinâmico local entre o gás

e fases líquidas. O calor é necessário para mudar a fase. Da mesma forma, o calor é necessário no último caso para um sólido, mas agora a decomposição térmica é necessária. Exceto por um raro exemplo de combustível sublimador, o combustível provavelmente não reterá muito de sua composição original. Este processo de decomposição térmica é chamado de pirólise, e as espécies decompostas podem variar amplamente em tipo e número.

Os combustíveis encontrados no fogo podem ser naturais ou artificiais, sendo este último o que apresenta mais complicações. Por exemplo, os plásticos constituem uma infinidade de polímeros sintéticos. Um polímero é uma grande molécula composta por uma cadeia ligada de uma estrutura química repetida (monômero). Por exemplo, os polímeros polietileno e polimetilmetilmetacrilato (PMMA) são compostos pelos monômeros  $C_2H_4$  e  $C_5H_8O_2$  respectivamente. O  $C_2H_4$ , sozinho, é o etileno, um gás à temperatura ambiente normal. As propriedades dessas duas substâncias são marcadamente diferentes, em contraste com suas temperaturas de mudança de fase:

	Etileno	Polietileno
Temperatura de derretimento! <sup>o</sup> C#	\$ 169:1	%130
Temperatura de vaporização! <sup>o</sup> C#	\$ 103:7	%400

Para o etileno, as temperaturas de transição de fase são precisas, enquanto para o polietileno são muito aproximadas. De fato, podemos ter pirólise ocorrendo para o polímero, e as mudanças de fase não serão tão bem definidas. Além disso, os polímeros comerciais conterão aditivos para diversos fins que afetarão o processo de mudança de fase. Para alguns polímeros, uma transição de fusão pode não ocorrer e, em vez disso, a transição é mais complexa. Por exemplo, madeira e papel pirolisam em carvão, alcatrão e gases. O carvão é geralmente composto por uma matriz porosa de carbono, mas o hidrogênio e outros elementos podem ser anexados. Os alcatrões são compostos de alto peso molecular que retêm uma estrutura líquida sob temperaturas normais. Os restantes produtos da pirólise da madeira são gases constituídos por uma mistura de hidrocarbonetos, alguns dos quais podem condensar para formar um aerossol indicativo da 'fumaça branca' vista quando a madeira é aquecida. O principal ingrediente da madeira é a celulose, um polímero natural cujo monômero é  $C_6H_{10}O_5$ . A madeira e outros materiais carbonizados apresentam um caminho muito complexo para um combustível gasoso. Também a madeira e outros materiais podem absorver água da atmosfera. Essa umidade pode então alterar as propriedades físicas e químicas do combustível sólido. Assim, o processo de pirólise não é exclusivo para materiais, e sua descrição para aplicação ao fogo deve ser geralmente empírica ou muito específica.

## 2.2 Reações Químicas

As reações de combustão no fogo envolvem oxigênio em sua maior parte representado como



O oxigênio será derivado principalmente do ar. O combustível geralmente consiste principalmente de átomos de carbono (C), hidrogênio (H) e oxigênio (O) em uma estrutura molecular geral,  $C_xH_yO_z$ . Os combustíveis também podem conter nitrogênio (N), por exemplo, poliuretano, ou cloro (Cl), por exemplo, cloreto de polivinila  $C_2H_3Cl_n$ .

Usamos F como uma estrutura molecular representativa do combustível em termos de seus átomos e P, uma descrição semelhante para o produto. Claro que podemos ter mais de um produto, mas simbolicamente só precisamos representar um aqui. A reação química pode então ser descrita pela equação química como



onde os !'s são os coeficientes estequiométricos. Os coeficientes estequiométricos são determinados para conservar os átomos entre o lado esquerdo da equação, compondo os reagentes, e o lado direito, os produtos. Em geral, !P representa uma soma sobre !P;euPeu para cada espécie de produto,eu. Combustível ou oxigênio podem ser deixados e incluídos nos produtos, bem como um diluente inerte (D) como nitrogênio no ar, que é transportado sem mudança dos reagentes para os produtos.

Uma reação química completa é aquela em que os produtos estão em seu estado mais estável. Tal reação é rara, mas, em geral, o afastamento é pequeno para sistemas de combustão. Por exemplo, para o combustível C<sub>x</sub>H<sub>y</sub>O<sub>z</sub>, os produtos completos da combustão são CO<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>O. Os desvios da completude podem levar a produtos incompletos adicionais, como monóxido de carbono (CO), hidrogênio !Hz#e fuligem (principalmente C). Para combustíveis contendo N ou Cl, produtos incompletos de combustão são mais prováveis no fogo, produzindo gases de cianeto de hidrogênio (HCN) e cloreto de hidrogênio (HCl) em vez dos produtos estáveis correspondentes: Nze Clz. No fogo, devemos confiar em medições para determinar a incompletude da reação. Onde podemos ignorar esses efeitos incompletos por considerações térmicas, não podemos ignorar seus efeitos na toxicidade e corrosividade dos produtos de combustão.

Uma reação química completa na qual não resta combustível nem oxigênio é chamada de reação estequiométrica. Isso é usado como referência, e sua razão estequiométrica correspondente de oxigênio para massa de combustível,r, pode ser determinada a partir da equação química. Um parâmetro útil para descrever o estado da mistura reagente é a razão de equivalência", definida como

$$" = \frac{!}{r} \frac{\text{massa de combustível disponível}}{\text{massa de oxigênio disponível}} \qquad !:2\#$$

Se " < 1, queimamos todo o combustível disponível e temos oxigênio restante. Esse estado é comumente chamado de "pobre de combustível". Por outro lado, se " > 1, há combustível gasoso não queimado e todo o oxigênio é consumido. Este estado é comumente chamado de 'rico em combustível'. Quando temos um incêndio começando dentro de uma sala, " é menor que 1, começando como zero. À medida que o fogo cresce, a liberação de combustível pode exceder o suprimento de oxigênio disponível.

A equação química descrita na Equação (2.1) pode ser pensada em termos de moléculas para cada espécie ou em termos de mol !n#. Um mol é definido como a massa !m# da espécie igual ao seu peso molecular !M#. Estritamente, um mol (ou mol) é um grama-mol (gmole) no qual mé dado em gramas. Da mesma forma, poderíamos definir uma libra-mol (lb-mol), que conteria uma massa diferente de um gmole. O peso molecular é definido como a soma dos pesos atômicos de cada elemento no composto. Os pesos atômicos foram decididos como uma forma de massas relativas dos átomos com carbono (C) atribuído o valor de 12, correspondendo a seis prótons e seis nêutrons.\*Assim, um mol é um relativo

\* O peso atômico médio do carbono é 12,011 porque cerca de 1% do carbono encontrado na natureza é o isótopo, carbono 13, com um nêutron extra no núcleo.

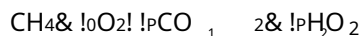
massa das moléculas dessa espécie, e um mol e a massa molecular são proporcionais. A constante de proporcionalidade é o número de Avogadro,  $N_A$ , que é  $6,022 \times 10^{23}$  moléculas = mol. Por exemplo, a massa de uma molécula de metano é determinada a partir de  $CH_4$  usando os pesos atômicos C = 12,011 e H = 1,00794:

$$12,011 + 4 \times 1,00794 \left( \frac{g}{\text{molécula}} \right) \times \frac{1 \text{ mol}}{6,022 \times 10^{23} \text{ moléculas}} = \frac{g}{\text{molécula}}$$

A equação química representa então uma conservação dos átomos, que garante a conservação da massa e uma visão alternativa das espécies como moléculas ou moles. Os coeficientes estequiométricos correspondem ao número de moléculas ou moles de cada espécie.

Exemplo 2.1 Dez gramas de metano ( $CH_4$ ) são reagidos com 120 g de  $O_2$ . Suponha que a reação seja completa. Determine a massa de cada espécie na mistura do produto.

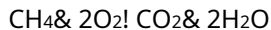
Solução A equação química é para a reação estequiométrica:



Onde  $\nu$  foi tomado como 1. Assim,

Conservação de átomos de C:	$\nu_1 \cdot 1$	ou	$\nu_2 \cdot 1$
Conservação de átomos de H:	$4 \cdot \nu_1$		$2 \cdot \nu_2$
Conservação de átomos de O:	$2 \cdot \nu_1$	ou	$2 \cdot \nu_2$

Conseqüentemente,



como a reação estequiométrica.

Os reagentes contêm 10 g de  $CH_4$  e 120 g de  $O_2$ . A razão estequiométrica é

$$r = \frac{m_{O_2}}{m_{CH_4}} \text{ para a reação estequiométrica}$$

Como a reação estequiométrica tem 1 mol (ou molécula) de  $CH_4$  e 2 mols de  $O_2$ , e os pesos moleculares correspondentes são

$$M_{CH_4} = 12 + 4 \times 1 = 16 \text{ g/mol}$$

como C tem um peso aproximado de 12 e H é 1, e

$$M_{O_2} = 2 \times 16 = 32 \text{ g/mol}$$

nós computamos

$$r = \frac{2 \text{ moles } O_2 \times 32 \text{ g/mole } O_2}{1 \text{ mol } CH_4 \times 16 \text{ g/mol } CH_4} = \frac{4 \text{ g } O_2}{1 \text{ g } CH_4}$$

A razão de equivalência é então

$$r = \frac{10 \text{ g CH}_4}{120 \text{ g O}_2} \cdot \frac{1}{3} < 1$$

Portanto, teremos O<sub>2</sub> deixado nos produtos. Nos produtos, temos

$$\begin{aligned}
 & m_{\text{O}_2} = 120 \text{ g } m_{\text{O}_2, \text{ reagiu}} \\
 & 120 \text{ g } + 10 \text{ g CH}_4 \rightarrow \frac{4 \text{ g O}_2}{1 \text{ g CH}_4} \cdot 10 \text{ g CH}_4 = 40 \text{ g O}_2 \\
 & m_{\text{CO}_2} = 10 \text{ g CH}_4 \cdot \frac{1 \text{ mol CO}_2}{1 \text{ mol de CH}_4} \cdot \frac{44 \text{ g mol CO}_2}{16 \text{ g = mol CH}_4} = 27,5 \text{ g CO}_2 \\
 & m_{\text{H}_2\text{O}} = 10 \text{ g CH}_4 \cdot \frac{2 \text{ mols H}_2\text{O}}{1 \text{ mol de CH}_4} \cdot \frac{18 \text{ g = mol H}_2\text{O}}{16 \text{ g = mol CH}_4} = 22,5 \text{ g H}_2\text{O}
 \end{aligned}$$

Observe que a massa é conservada, pois 130 g estavam no reagente, bem como na mistura do produto.

### 2.3 Misturas de Gás

Uma vez que estamos interessados principalmente na combustão na fase gasosa, devemos ser capazes de descrever misturas gasosas em reação. Para uma mistura termodinâmica, cada espécie preenche o volume completo da mistura. Para uma mistura de espécies, a densidade de mistura está relacionada com as densidades de espécies individuais de

$$\rho = \sum_{eu} X_{eu} \rho_{eu} \tag{2:3}$$

Maneiras alternativas de descrever a distribuição de espécies na mistura são por fração de massa,

$$S_{eu} = \frac{\rho_{eu}}{\rho} = \frac{m_{eu}}{m} \tag{2:4}$$

e por fração molar,

$$X_{eu} = \frac{n_{eu}}{n} \tag{2:5}$$

Onde a soma dos mols para cada espécie na mistura. Pela definição de peso molecular, o peso molecular de uma mistura é

$$M = \sum_{eu} X_{eu} M_{eu} \tag{2:6}$$



Segue-se das Equações (2.4) e (2.6) que a massa e as frações molares estão relacionadas como

$$X_{\text{eu},M} = \frac{n_{\text{eu}}}{n} = \frac{X_{\text{eu},m} M_{\text{eu}}}{M} \quad (2.7)$$

Exemplo 2.20 ar tem a composição aproximada por fração molar de 0:21 para oxigênio e 0:79 para nitrogênio. Qual é o peso molecular do ar e qual é sua composição correspondente em frações de massa?

Solução Pela Equação (2.6),

$$\begin{aligned} \text{Muma} \quad 0:21 \frac{\text{moles O}_2}{\text{ar toupeira}} \quad 132 \text{ g} = \text{mol O}_2 \\ \& \quad 0:79 \frac{\text{toupeirasN}_2}{\text{ar toupeira}} \quad 128 \text{ g} = \text{mol N}_2 \\ \text{Muma} \quad 28:84 \text{ g} = \text{mol de ar} \end{aligned}$$

Pela Equação (2.7),

$$X_{\text{O}_2} = \frac{0:21 \cdot 132}{28:84} = 0:233$$

e

$$X_{\text{N}_2} = 1 - X_{\text{O}_2} = 0:767$$

A mistura que acabamos de descrever, mesmo com uma reação química, deve obedecer a relações termodinâmicas (exceto talvez requisitos de equilíbrio químico). Propriedades termodinâmicas como temperatura  $T$ , pressão  $p$  e densidade se aplicam em cada ponto do sistema, mesmo com gradientes. Além disso, mesmo em um ponto da mistura, não perdemos a identidade macroscópica de um continuum, de modo que o ponto retém o caráter da mistura. No entanto, em um ponto ou volume de mistura infinitesimal, cada espécie tem a mesma temperatura de acordo com o equilíbrio térmico.

É conveniente representar uma mistura de gases como gases perfeitos. Um gás perfeito é definido como seguindo a relação

$$p = \frac{nRT}{V} \quad (2.8)$$

Onde  $R$  é a constante universal do gás,

$$R = 8:314 \text{ J} = \text{mol K}$$

Pode-se mostrar que os calores específicos de um gás perfeito dependem apenas da temperatura.

Uma consequência do equilíbrio mecânico em uma mistura gasosa perfeita é que as pressões desenvolvidas por cada espécie se somam para dar a pressão da mistura. Isso é conhecido como lei de Dalton, com a pressão da espécie chamada de pressão parcial,  $p_{eu}$ :

$$p = \sum_{eu} p_{eu} \quad (2.9)$$

Uma vez que cada espécie é um gás perfeito para o mesmo volume  $V$ , segue que

$$\frac{p_{eu}}{p} = \frac{n_{eu}RT/V}{nRT/V} = \frac{n_{eu}}{n} = X_{eu} \quad (2.10)$$

Esta é uma relação importante entre a fração molar e a razão das pressões parciais e de mistura.

Às vezes, as frações molares são chamadas de frações de volume. O volume que a espécie  $eu$  ocuparia se fosse permitido equilibrar com a pressão da mistura é

$$V_{eu} = \frac{n_{eu}RT}{p}$$

Da Equação (2.8) obtemos

$$\frac{V_{eu}}{V} = \frac{n_{eu}}{n} = X_{eu}$$

Portanto, o nome fração de volume se aplica.

## 2.4 Leis de Conservação para Sistemas

Um sistema é considerado uma coleção de matéria fixa em massa. Ele pode trocar calor e trabalhar com o ambiente, mas não massa. As leis de conservação são expressas para sistemas e devem ser ajustadas quando o fluxo de matéria for permitido. Voltaremos ao caso de fluxo no Capítulo 3, mas por enquanto consideraremos apenas os sistemas.

A conservação da massa é trivial de se expressar para um sistema já que a massa  $m$  é sempre fixo. Para uma mudança no sistema do estado 1 para o estado 2, isso é expresso como

$$m_1 = m_2 \quad (2.11a)$$

ou considerando variações ao longo do tempo,

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (2.11b)$$

Alternativamente, a taxa ou o formulário integrado no tempo se aplica ao sistema.

A conservação do momento ou a segunda lei do movimento de Newton é expressa para um sistema como

$$F' = \frac{d(mv)_{\#}}{dt} \tag{2.12}$$

Onde  $F_{\#}$  é a soma vetorial das forças que atuam no sistema e  $v_{\#}$  é a velocidade do sistema. Se  $v_{\#}$  varia ao longo do domínio do sistema, devemos integrar  $v_{\#}$  sobre o volume do sistema antes de derivarmos com o tempo. Implícito na segunda lei é que  $v_{\#}$  deve ser medido em relação a um referencial 'fixo', como a Terra. Isso é chamado de referencial inercial. Embora não usemos essa lei com frequência neste livro, ela será importante no estudo das plumas de fogo no Capítulo 10.

Como nosso sistema contém espécies reativas, precisamos de uma lei conservativa para cada espécie. Considere a massa de espécies  $m_{eu}$  à medida que reage do seu estado reagente (1) para o seu estado produto (2). Então, como a massa de  $m_{eu}$  pode mudar devido à reação química com  $m_{i;r}$  sendo produzido pela reação

$$m_{eu,2} = m_{eu,1} + m_{i;r} \tag{2.13}$$

ou como taxa

$$\frac{dm_{eu}}{dt} = m_{i;r} \tag{2.14}$$

O lado direito da Equação (2.14) é a taxa de produção em massa de espécies  $m_{eu}$  devido à reação química. Este termo representa uma taxa de massa. No entanto, para o combustível ou o oxigênio pode ser um sumidouro, tendo sinal negativo. Do Exemplo 2.1,  $m_{O_2}$  de 800  $\frac{mg}{s}$  e 120  $\frac{g}{s}$  em  $O_2$  e 40  $\frac{g}{s}$ .

A conservação de energia ou a primeira lei da termodinâmica é expressa como a variação da energia total do sistema, que é igual ao calor líquido adicionado ao sistema pela vizinhança  $Q_{\#}$  menos o trabalho líquido realizado pelo sistema sobre a vizinhança  $W_{\#}$ . Energia  $E_{\#}$  é composto de energia cinética devido ao movimento macroscópico e energia interna  $U_{\#}$  devido a efeitos microscópicos. Essas quantidades, dadas como letras maiúsculas, são propriedades extensivas e dependem da massa do sistema. Uma vez que cada espécie em uma mistura contribui para  $U_{\#}$  vamos para um sistema de volume  $V_{\#}$ ,

$$U' = \sum_{eu} m_{eu} u_{eu} \tag{2.15}$$

Onde  $u_{eu}$  é a energia interna intensiva dada como  $u_{eu} = \frac{U_{\#}}{m_{eu}}$ . Como a massa do sistema é fixada pelas Equações (2.4) e (2.5), pode-se mostrar que

$$u' = \sum_{eu} m_{eu} u_{eu} \tag{2.16}$$

ou

$$\sum_{eu} \dot{X}^N_{eu} = \dot{X}^N_{eu1} \tag{2.17}$$

onde a designação  $\dot{X}^N$  significa por mol. Além disso, desde que se considerem propriedades intensivas válidas em um ponto, as relações dadas nas Equações (2.16) e (2.17) sempre valem em cada ponto em um continuum. Em todas as nossas aplicações, os efeitos da energia cinética serão desprezíveis, então uma expressão adequada para a primeira lei é

$$\dot{Q} - \dot{W} = \dot{E} \tag{2.18}$$

### 2.4.1 Reação de pressão constante

Para sistemas com uma reação química, uma consideração importante são as reações que ocorrem a pressão constante. Isso pode representar uma reação na atmosfera, como um incêndio, no qual o sistema pode expandir ou contrair de acordo com a pressão da atmosfera circundante. A Figura 2.1 ilustra esse processo para um sistema contido em um cilindro e também limitado por um pistão sem atrito e sem massa que se move de modo que a pressão seja sempre constante em cada lado.

Consideramos que o termo de trabalho é composto daquele referente às forças associadas ao giro de eixos de 'roda de pás' e tensão de cisalhamento  $\tau$ , e trabalho associado a forças normais de pressão  $p$ . Para a maioria das aplicações em fogo,  $\tau$  não se aplicará e, portanto, vamos ignorá-lo aqui. Para o pistão da área da face  $A$ , o trabalho devido à pressão  $p$  nos arredores, movendo-se à distância  $\Delta x$ , é

$$p A \Delta x$$

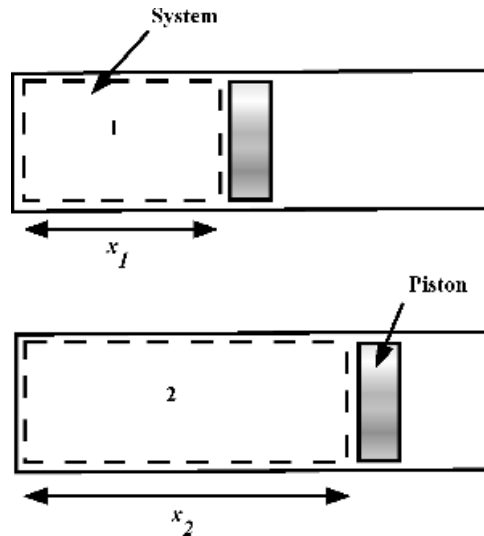


Figura 2.1 Processo de pressão constante

Como o volume do sistema pode ser expresso por

$$C_p' p_1 V_2 - p_1 V_1$$

ou

$$C_p' p_2 V_2 - p_1 V_1$$

Desde  $p_1 = p_2 = p$ . Então a primeira lei (Equação (2.18)) se torna

$$Q = \Delta H$$

A entalpia da propriedade  $H$ , definido como

$$H = U + pV \quad (2.19)$$

agora é introduzido. Assim, para um sistema de reação de pressão constante, sem eixo ou trabalho de cisalhamento, temos

$$\Delta H = Q \quad (2.20)$$

## 2.4.2 Calor de combustão

Em um sistema de combustão de pressão constante em que o estado 1 representa os reagentes e o estado 2 os produtos, esperamos que o calor seja fornecido à vizinhança. Portanto,  $Q$  é negativo e também a variação de entalpia de acordo com a Equação (2.20). Uma propriedade útil da reação é o calor de combustão, que está relacionado a essa mudança de entalpia. Definimos o calor de combustão como o valor positivo dessa variação de entalpia por unidade de massa ou mol de combustível reagido a 1 atm e no qual a temperatura do sistema antes e depois da reação é 25°C. É dado como

$$h_c = \frac{\Delta H}{m_{F,r}} \quad (2.21a)$$

e

$$-h_c = \frac{\Delta H}{n_{F,r}} \quad (2.21b)$$

com  $\Delta H$  avaliado a 1 atm, 25°C. Muitas vezes o calor de combustão é mais restritivo em sua definição, aplicando-se apenas à reação estequiométrica (completa) do combustível. Às vezes, o calor de combustão é dado como uma quantidade negativa que se aplica à Equação (2.21) sem o sinal de menos antes dos parênteses. Como a combustão dá origem à transferência de calor, é mais racional defini-la como positiva. Também deve ficar claro que o calor da combustão representa a contribuição da energia do único processo de rearranjo dos átomos em novas moléculas de acordo com a equação química.

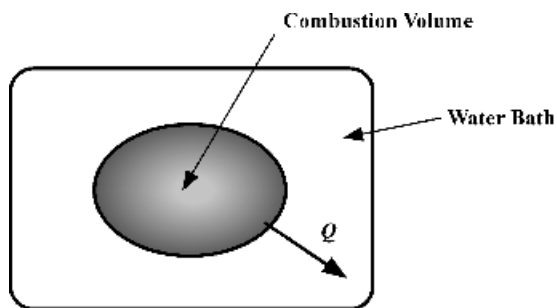


Figura 2.2 Calorímetro idealizado de bomba de oxigênio

Em outras palavras, não há contribuição de energia devido a uma mudança de temperatura, uma vez que permanece constante em 25°C.

O calor de combustão de sólidos ou líquidos é geralmente medido em um dispositivo conhecido como calorímetro de bomba de oxigênio. Tal dispositivo opera a um volume constante entre os estados 1 e 2, e sua perda de calor é medida por meio do aumento da temperatura de um banho de água circundante. Isso é mostrado esquematicamente na Figura 2.2. O volume de combustão é carregado com oxigênio e um combustível especial é adicionado para garantir a combustão completa do combustível a ser medido. Como o processo está a volume constante, temos

$$Q = \Delta H_{V, \text{comb}}$$

da Equação (2.18). Pela definição de entalpia, podemos escrever

$$H_2 - H_1 = \int_{p_1}^{p_2} V dp$$

Por análise e por medição, podemos determinar  $H_2 - H_1$  e expressá-lo em termos de valores em 25°C e 1 atm. Desde que  $Q$  é grande para reações de combustão, essas correções de pressão geralmente têm um pequeno efeito na precisão do calor de combustão determinado dessa maneira.

### 2.4.3 Temperatura de chama adiabática

A temperatura de chama adiabática é definida como a temperatura máxima possível alcançada pela reação em um processo de pressão constante. Geralmente é baseado nos reagentes inicialmente no estado padrão de 25°C e 1 atm. Da Equação (2.20), a temperatura adiabática  $T_{\text{de Anúncios}}$  é determinado a partir do estado do sistema no estado 2 tal que

$$H_2(T_{\text{de Anúncios}}, p_2) = H_1(25^\circ\text{C}, 1 \text{ atm}) \quad (2.22)$$

Veremos agora como podemos expressar  $H_2$  em termos de mistura de produtos. Pode já ser intuitivo, mas devemos perceber que  $T_{\text{de Anúncios}}$  depende do estado dos reagentes. Além do combustível, depende se sobra oxigênio e se um diluente, como nitrogênio, também deve ser aquecido até o estado 2. Os reagentes que permanecem no estado de produto reduzem

T<sub>de Anúncios</sub> uma vez que a energia associada à combustão tem sido utilizada para aquecer estas espécies juntamente com as novas produzidas.

## 2.5 Calor de Formação

O calor molar de formação é o calor necessário para produzir um mol de uma substância de seus componentes elementares a uma temperatura e pressão fixas. A temperatura e a pressão fixas são chamadas de estado padrão e são tomadas a 25°C e 1 atm. O calor de formação é designada pelo símbolo  $\Delta_f H^\circ_{f,eu}$  para oeu<sup>a</sup> espécie e é dado em energia unidades por unidade de massa ou mol de espécies eu. Normalmente, substâncias compostas por um único elemento tem  $\Delta_f H^\circ_{f,eu}$  valores em zero, mas isso nem sempre é verdade, pois depende de sua Estado. Por exemplo, carbono como grafite é 0, mas carbono como diamante é 1,88 kJ/mol. O diamante tem uma estrutura cristalina diferente do grafite e, portanto, são necessários 1,88 kJ/mol para produzir 1 mol de C (diamante) a partir de 1 mol de C (grafite). Esta é uma mudança física, não química, da estrutura molecular. Novamente, estamos cumprindo a primeira lei da termodinâmica neste processo, mas não sabemos se ou como o processo pode prosseguir.

Uma maneira alternativa, mas equivalente, de definir o calor de formação de uma espécie é defini-lo como a entalpia de referência no estado padrão (25°C; 1 atm<sup>#</sup>). Por isso,

$$\Delta_f H^\circ_{f,eu}(25^\circ\text{C}; 1 \text{ atm}^\#) = \Delta_f H^\circ_{f,eu} \quad (2,23)$$

Estritamente, esta definição só se aplica a substâncias em equilíbrio no estado padrão.

Para um gás perfeito, e aproximadamente para sólidos e líquidos com pequenas variações de pressão de 1 atm, a entalpia é apenas uma função da temperatura. Pode ser escrito em termos de calor específico a pressão constante,  $c_p$ , como

$$\Delta_f H^\circ_{f,eu}(T) = \Delta_f H^\circ_{f,eu}(25^\circ\text{C}) + \int_{25^\circ\text{C}}^T c_{p,i} dT \quad (2,24)$$

Estritamente, esta definição só se aplica a substâncias em equilíbrio no estado padrão. Para as altas temperaturas alcançadas na combustão,  $c_p$  deve ser sempre considerada em função da temperatura. Alguns valores são mostrados na Tabela 2.1. Os valores dos calores molares de formação para várias substâncias estão listados na Tabela 2.2. Listas mais extensas foram compiladas e estão disponíveis em livros de referência. O aluno deve reconhecer que os valores foram determinados a partir de medições e da aplicação da Equação (2.20). Alguns exemplos devem mostrar a utilidade e interpretação do calor de formação.

Tabela 2.1 Calor específico a pressão constante,  $c_p$  (K mole<sup>-1</sup>) (abstraido da Referência [1])

Temperatura !K#	H2!g#	Cl#	CH4!g#	C2H4!g#	N2!g#	H2O!g#	CO2!g#	CO!g#
298	28,8	8,5	35,8	42,9	29,4	29,1	33,6	37,1
600	29,3	16,8	52,2	70,7	32,1	30,1	36,3	47,3
1000	30,2	21,6	71,8	110,0	34,9	32,7	41,3	54,3
1600	32,7	24,2	88,5	112,1	36,8	35,1	48,1	58,9
2500	35,8	25,9	98,8	123,1	38,9	36,6	53,9	61,5

(g) estado gasoso, (s) grafite, estado sólido.

Tabela 2.2 Calor de formação  $h_f^0$  em kJ/mol (a 25°C e 1 atm) (abstraido da Referência [2])

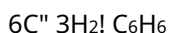
Substância	Fórmula	Estado	$h_f^0$ (kJ/mol)
Oxigênio	O <sub>2</sub>	g	0
Azoto	N <sub>2</sub>	g	0
Grafite	C	s	0
Diamante	C	s	1,88
Dióxido de carbono	CO <sub>2</sub>	g	-393,5
Monóxido de carbono	CO	g	-110,5
Hidrogênio	H <sub>2</sub>	g	0
Água	H <sub>2</sub> O	g	-241,8
Água	H <sub>2</sub> O	eu	-285,9
Cloro	Cl <sub>2</sub>	g	0
Cloreto de hidrogênio	HCl	g	-92,3
Cianeto de hidrogenio	HCN	g	-135,1
Metano	CH <sub>4</sub>	g	-74,9
Propano	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	g	-103,8
n-Butano	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	g	-124,7
n-Heptano	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	g	-187,8
Benzeno	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	g	82,9
Formaldeído	CH <sub>2</sub> O	g	-115,9
Metanol	CH <sub>4</sub> O	g	-201,2
Metanol	CH <sub>4</sub> O	eu	-238,6
Etanol	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> O	eu	-277,7
Etileno	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	g	52,5

uma Os valores para substâncias gasosas que não estão em equilíbrio no estado padrão foram determinados a partir do líquido e do calor de vaporização.

## 2.6 Aplicação de Conservação de Massa e Energia em Reações Químicas

Exemplo 2.3 Considere a formação de benzeno e dióxido de carbono a partir de suas substâncias elementares. Encontre o calor necessário por unidade mol no estado padrão: 25°C, 1 atm.

Solução Para o benzeno, formado a partir de grafite e gás hidrogênio,



é a equação química. Pela aplicação da Equação (2.20), expressamos as entalpias totais na forma molar como

$$h_{C_6H_6} = 6 h_C + 3 h_{H_2} + h_{C_6H_6} - 25^\circ C$$

e

$$h_{C_6H_6} = 1 \text{ mol } C_6H_6 + h_{C_6H_6} - 25^\circ C$$



Como as entalpias são os calores de formação pela Equação (2.23), encontramos na Tabela 2.2 que

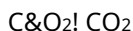
$$Q' = h_f \text{ para benzeno}$$

OU

$$P' = 82,9 \text{ kJ} = \text{mol de benzeno}$$

e o calor é necessário.

De maneira semelhante, a obtenção de dióxido de carbono a partir de grafite (carbono) e oxigênio



dá \$ 393,5 kJ/mol para  $CO_2$  para  $Q'$ , ou o calor é perdido. Essa reação também pode ser vista como a combustão do carbono. Então pela Equação (2.21b), esse valor tomado como positivo é exatamente o calor de combustão do carbono; isto é  $h_c' = 393,5 \text{ kJ} = \text{mol de carbono}$ .

Exemplo 2.4 Suponha que tenhamos a reação estequiométrica para o carbono levando a  $CO_2$ , mas no estado final após a reação a temperatura aumentou de 25 para 500°C. Encontre o calor perdido.

Solução Como o estado 1 está em 25°C para C e  $O_2$ , obtemos como antes

$$h_1' = 0$$

No entanto, no estado 2, escrevemos, da Equação (2.24),

$$h_2' = h_f' + \int_{25^\circ\text{C}}^{500^\circ\text{C}} c_p dT \quad \text{!} \quad \#_{500^\circ\text{C}} \quad \text{"}$$

Das Tabelas 2.1 e 2.2, tomamos um valor médio de  $c_p = 47 \text{ J} = \text{mol K}$  e obter

$$h_2' = 1 \text{ mol} \left[ 393,5 \text{ kJ} = \text{mol} + 47 \text{ J} = \text{mol K} \cdot 475 \text{ K} \right] \quad \%$$

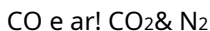
OU

$$h_2' = 371,2 \text{ kJ} = \text{mol}$$

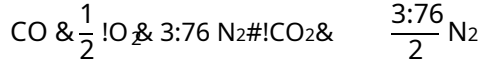
Portanto, o calor perdido é 371,2 kJ/mol.

Exemplo 2.5 Um mol de CO queima no ar para formar  $CO_2$  em uma reação estequiométrica. Determine o calor perdido se os estados inicial e final estão em 25°C e 1 atm.

Solução A reação estequiométrica é



onde todo o CO e todo o O<sub>2</sub> no ar são consumidos. É conveniente representar o ar como composto por 1 mol de O<sub>2</sub> & 3,76 moles de N<sub>2</sub>, que dá 4,76 moles da mistura, ar. Essas proporções são as mesmas que X<sub>O<sub>2</sub></sub> = 0,21 e X<sub>N<sub>2</sub></sub> = 0,79. O químico equação é então



Designamos o estado 1 como reagentes e o estado 2 como a mistura do produto. Pela Equação (2.20),

$$Q' = H_2 - H_1$$

Usando entalpias molares, desenvolvemos a entalpia total de cada mistura como

$$H'_{eu1} = \sum_{eu1} X_{eu1} n_{eu1} h_{f,eu1}$$

Onde h<sub>f,eu1</sub> é encontrado na Equação (2.24) e usando as Tabelas 2.1 e 2.2,

$$H_1 = 1 \text{ mole CO} \cdot 110,5 \text{ kJ/mole} + 10 \cdot \frac{1}{2} \cdot 110,5 \text{ kJ}$$

$$H_2 = 1 \text{ mole CO}_2 \cdot 393,5 \text{ kJ/mol} + \frac{3,76}{2} \cdot 10 \cdot 393,5 \text{ kJ}$$

$$Q = 393,5 - 110,5 - 283,0 \text{ kJ}$$

Da nossa definição de calor de combustão, o resultado no Exemplo 2.5 é inequivocamente o calor de combustão de CO, h<sub>hc'</sub> = 283 kJ = mol CO, ou h<sub>hc'</sub> = 283 = 12 & 16 = 10:1 kJ=g CO. Das Equações (2.21) e (2.24), podemos generalizar este resultado como

$$h_{hc'} = \sum_{eu1} X_{eu1} h_{f,eu1} - \sum_{eu1} X_{eu1} h_{f,eu1} \text{ (Produtos)}$$

(2.25)

onde o h<sub>f,eu1</sub> são os coeficientes estequiométricos molares com h<sub>f</sub> tomado como um. Normalmente, os valores tabulados de h<sub>hc</sub> para combustíveis são dados para uma reação estequiométrica (completa). Às vezes é feita uma distinção entre H<sub>2</sub>O sendo um líquido no estado produto (valor 'bruto') ou um gás (valor 'líquido'). O calor bruto de combustão é maior do que o líquido porque parte da energia química foi usada para vaporizar a água. De fato, a diferença entre os calores de formação da água na Tabela 2.2 para um líquido (285,9 kJ/mol) e um gás (241,8 kJ/mol) é o calor de vaporização a 1 atm e 25°C:

$$h_{hv} = \frac{285,9 - 241,8 \text{ kJ/mole}}{18 \text{ g} = \text{mol H}_2\text{O}} = 2,45 \text{ kJ} = \text{g H}_2\text{O}$$

Exemplo 2.6 Considere o mesmo problema do Exemplo 2.5, mas agora com os produtos a uma temperatura de 625°C.

Solução Para evitar a contabilização de variações com a temperatura, assumimos valores médios constantes. Seleccionamos valores médios aproximados da Tabela 2.1 como

$$c_{p,N_2} = 30 \text{ J/mol K}$$

$$c_{p,CO_2} = 47 \text{ J/mol K}$$

Então para nós escrevemos

$$H_2 = \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_{p,N_2} dT + \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_{p,CO_2} dT + 25^\circ C$$

onde somamos os produtos CO<sub>2</sub> e n<sub>2</sub>:

$$\begin{aligned} & \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_{p,CO_2} dT + \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_{p,N_2} dT + 25^\circ C \\ & = 1 \text{ mole CO}_2 \cdot 393.5 \text{ kJ/mol} + 0.047 \text{ kJ/mol} \cdot 600 \text{ K} \\ & \quad + \frac{3.76}{2} \text{ moles N}_2 \cdot 0.030 \text{ kJ/mol} \cdot 600 \text{ K} \\ & = 393.5 \text{ kJ} + 10.325 \text{ kJ} + 3.76 \cdot 0.030 \cdot 600 \text{ kJ} \\ & = 393.5 \text{ kJ} + 10.325 \text{ kJ} + 13.536 \text{ kJ} \\ & = 517.361 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Para o Exemplo 2.6 vemos que o calor perdido devido à reação química é composto de duas partes: uma vem dos calores de formação e a outra da energia armazenada na mistura dos produtos para elevar sua temperatura. Pode-se inferir desses exemplos que podemos escrever

$$Q_{out} = \sum_{\text{reagentes}} n_i \Delta h_{f,i} + \sum_{\text{produtos}} n_j \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_{p,j} dT + \sum_{\text{produtos}} n_j \Delta h_{f,j} + \sum_{\text{produtos}} n_j \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_{p,j} dT$$

12:26#

Onde  $n_i$  é o mol (ou massa) de combustível reagido e  $n_j$  são os mols (ou massa) de cada espécie na mistura antes (1, reagentes) e depois (2, produtos) da reação. Se nós

considere ainda o calor específico da mistura, pois das Equações (2.17), (2.19), (2.24) e (2.25)

$$e_p' = \frac{Q_p}{m} + \sum_i X_i h_{f,i} + \sum_i X_i c_{p,i} (T - T_{ref})$$

$$e_p' = \sum_i \frac{1}{n_i} X_i n_i c_{p,i} (T - T_{ref})$$

(2.27)

então

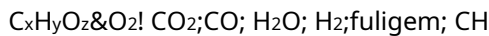
$$Q_p = m_p \left[ \sum_i X_i h_{f,i} + \sum_i X_i c_{p,i} (T - T_{ref}) \right]$$

(2.28)

Em outras palavras, o calor perdido na reação química é dado por uma liberação de energia química mais uma energia 'sensível' associada à capacidade calorífica e mudança de temperatura dos estados da mistura.

## 2.7 Produtos de Combustão em Fogo

Até agora, consideramos apenas as reações prescritas. Dada uma reação, as ferramentas da termodinâmica podem nos dar o calor de combustão e outras informações. Em uma reação de combustão poderíamos impor condições de equilíbrio químico, ou idealmente combustão completa. Embora essas aproximações possam ser úteis, para processos reais de incêndio devemos confiar em dados experimentais para a reação. A interação de turbulência e variações de temperatura pode levar a produtos incompletos de combustão. Para combustíveis envolvendo  $C_xH_yO_z$  podemos esperar que



onde a fuligem é principalmente carbono e por CH queremos dizer o residual de hidrocarbonetos. A menos que se possa mostrar uma semelhança química entre as várias condições de queima, os produtos da combustão serão dependentes das condições experimentais.

Tewarson [3] estudou as características de queima de uma ampla gama de materiais. Ele realizou experimentos principalmente para amostras horizontais de 10 cm x 10 cm sob condições controladas de aquecimento radiante e fornecimento de ar. As medições químicas para determinar as espécies nos gases de escape identificaram os principais produtos de combustão. A medição da perda de massa da amostra durante a combustão fornecerá a massa de gás liberada da amostra em chamas. Este gás pode não ser inteiramente combustível, pois pode conter água evaporada ou retardadores de fogo inertes. É conveniente expressar os produtos da combustão, incluindo a energia química liberada, em termos dessa perda de massa. Isso é definido como um rendimento, ou seja,

$$\text{rendimento do produto de combustão } y_{eu} = \frac{\text{massa de espécie } e_{eu}}{\text{perda de massa de amostra}}$$

Os valores dos rendimentos para vários combustíveis estão listados na Tabela 2.3. Vemos que mesmo queimando um combustível gasoso puro como butano no ar, a combustão não é completa com algum monóxido de carbono, fuligem e outros hidrocarbonetos encontrados nos produtos da combustão. Devido à incompletude da combustão, o calor de combustão 'real' (42,6 kJ/g) é menor que o valor 'ideal' (45,4 kJ/g) para combustão completa em dióxido de carbono e água. Observe que, embora os calores de combustão possam variar de cerca de 10 a 50 kJ/g, os valores expressos em termos de oxigênio consumido na reação são razoavelmente constantes em 13:0 - 0:3 kJ/g O<sub>2</sub>. Para materiais carbonizados como a madeira, a diferença entre os calores reais e ideais de combustão são devidos a distorções na combustão dos voláteis e subsequente oxidação do carvão, bem como devido à combustão incompleta. Por exemplo,

Madeira e calor voláteis e char

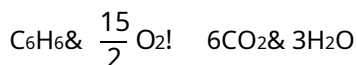
Voláteis e ar produtos incompletos;  $h_{c,vol}$

Char & ar produtos incompletos;  $h_{c,char}$

$h_{c,madeira} = h_{c,vol} + h_{c,char}$

onde aqui os calores de combustão devem ser todos considerados expressos em termos da massa da madeira original. Para combustíveis que gaseificam completamente para o mesmo estado químico de uma mudança de fase para uma substância pura, o rendimento é equivalente ao coeficiente estequiométrico. No entanto, para um combustível como a madeira, que gaseifica apenas parcialmente e os produtos gasosos não são mais o produto químico original da madeira, não podemos equiparar o rendimento a um coeficiente estequiométrico. O uso de 'rendimento' é prático e necessário para caracterizar combustíveis tão complexos.

Vamos examinar a reação de benzeno medida dada na Tabela 2.3. Da reação estequiométrica completa ideal temos



O calor ideal de combustão é calculado a partir da Equação (2.25) usando a Tabela 2.2 como o valor líquido (H<sub>2</sub>O como um gás)

$$h_c = \frac{1}{3169,3} \left( 6 \times 393,5 + 3 \times 241,8 - 1 \times 82,9 \right) \text{ kJ/mol } C_6H_6$$

ou

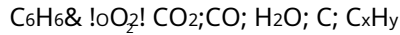
$$h_c = \frac{1}{3169,3} \times 178 \text{ g/mole} = 40,6 \text{ kJ/g}$$

Isso é maior do que o valor dado na Tabela 2.3 (ou seja, 40,2 kJ/g), pois usamos o benzeno da Tabela 2.2 como gás e aqui ele foi queimado como líquido. A diferença de energia foi para vaporizar o benzeno líquido e foi de aproximadamente 0,4 kJ/g. (Consulte a Tabela 6.1)

Tabela 2.3 Produtos de combustão no fogo com ar suficiente (abstraido de Tewarson [3])

Substância	Fórmula	Calor de combustão !hc		Calor de combustão por massa de O <sub>2</sub> !k!j=gO <sub>2</sub> consumido#	Rendimentos reais (g produtos/g massa perdida)			
		!k!j=g combustível queimado#	!k!j=g perda de massa#		CO <sub>2</sub>	CO	Fuligem	Outros hidrocarbonetos
Metano (g)	CH <sub>4</sub>	50,1	49,6	12,5	2,72	—	—	—
Propano (g)	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	46,0	43,7	12,9	2,85	0,005	0,024	0,003
Butano (g)	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	45,4	42,6	12,6	2,85	0,007	0,029	0,003
Metanol (l)	CH <sub>4</sub> O	20,0	19,1	13,4	1,31	0,001	—	—
Etanol (l)	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> O	27,7	25,6	13,2	1,77	0,001	0,008	0,001
n-Heptano (l)	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	44,6	41,2	12,7	2,85	0,010	0,037	0,004
Benzeno (g)	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	40,2	27,6	13,0	2,33	0,067	0,181	0,018
Madeira (carvalho vermelho)	CH <sub>1,7</sub> O <sub>0,72</sub>	17,1	12,4	13,2	1,27	0,004	0,015	0,001
Nylon	(C <sub>6</sub> H <sub>11</sub> N <sub>1</sub> O <sub>2</sub> )#n	30,8	27,1	11,9	2,06	0,038	0,075	0,016
PMMA	(C <sub>5</sub> H <sub>8</sub> O <sub>2</sub> )#n	25,2	24,2	13,1	2,12	0,010	0,022	0,001
Polietileno, PE	(C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> )#n	43,6	30,8	12,8	2,76	0,024	0,060	0,007
Polipropileno, PS	(C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> )#n	43,4	38,6	12,7	2,79	0,024	0,059	0,006
Poliestireno, PS	(C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> )#n	39,2	27,0	12,7	2,33	0,060	0,164	0,014

Vamos continuar com esse tipo de análise, mas agora considere a reação real medida. Tratamos a fuligem como carbono puro e representamos os hidrocarbonetos residuais como C<sub>x</sub>H<sub>y</sub>. Então a equação, sem os coeficientes apropriados, é



Como o benzeno é uma substância pura e continuamos a tratá-lo como um gás, podemos considerar os rendimentos neste caso como coeficientes estequiométricos. A partir dos rendimentos medidos na Tabela 2.3 e os pesos moleculares

M <sub>eu</sub> (g/mol)	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	O <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO	C	C <sub>x</sub> H <sub>y</sub>
	78	32	44	28	12	12x + y

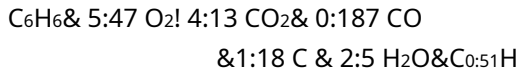
Calculamos os coeficientes estequiométricos,  $\nu_{eu}$ :

$$\begin{array}{rcl}
 CO_2: & 2:33gCO_2=gC_6H_6 & \frac{78}{44} \cdot 4:13 \\
 CO: & 10:067\# & \frac{78}{28} \cdot 0:187 \\
 C: & 10:181\# & \frac{78}{12} \cdot 1:177 \\
 \text{Total} & & 5:494 \cdot 5:49
 \end{array}$$

Como devemos ter seis átomos de carbono, estimamos  $\nu_1=0:51$  e equilibre os átomos de H e O:

$$\begin{array}{rcl}
 H: & 6 & \nu_3 \cdot 2 \\
 O: & 2\nu_2 & \nu_1 \cdot 2 + \nu_2 + \nu_3
 \end{array}$$

Selecionando arbitrariamente  $\nu_1=1$ , obtemos



Como não conhecemos a composição dos hidrocarbonetos, não podemos lidar corretamente com o composto equivalente C<sub>0:51</sub>H. É provável que seja uma mistura de muitos hidrocarbonetos, incluindo H<sub>2</sub>. No entanto, para fins de inclusão de seu efeito sobre o calor real de combustão, vamos considerá-lo como 1/2 C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, etileno, como uma aproximação. Então, como antes, calculamos o calor de combustão:

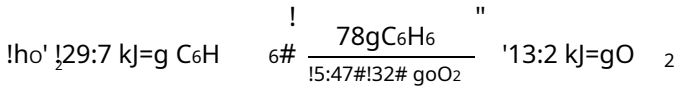
$$\begin{aligned}
 \Delta h_c^\circ &= 1\# \cdot 82:9\# + 5\# \cdot 14:13\# \cdot 393:5\# + 0:187\# \cdot 110:5\# \\
 &+ 1:18\# \cdot 0\# + 2:5\# \cdot 241:8\# + 0:25\# \cdot 52:5\# + \\
 \Delta h_c^\circ &= 2320:1 \text{ kJ} = \text{mol } C_6H_6
 \end{aligned}$$

ou

$$\Delta h_c \approx 27.6 \text{ kJ/g C}_6\text{H}_6$$

Isso está muito próximo do valor dado na Tabela 2.3 determinado por medições (ou seja, 27,6 kJ/g).

Um método para obter a liberação de energia química em um incêndio é medir a quantidade de oxigênio utilizada. Alternativamente, alguns consideraram basear isso no CO<sub>2</sub> e CO produzido. Ambos os métodos baseiam-se no fato interessante de que o cálculo do calor de combustão com base no oxigênio consumido, ou alternativamente o CO<sub>2</sub> e CO produzido, é quase invariável em uma ampla gama de materiais. Huggett [4] demonstrou isso para reações típicas de incêndio, e a Tabela 2.3 ilustra sua variação típica. Para a reação estequiométrica do benzeno, está listado na Tabela 2.3 como 13,0 kJ/g O<sub>2</sub>. Para a reação real do benzeno de nosso resultado estimado, obteríamos



Este resultado ilustra que mesmo para reações realistas, o  $\Delta h_c$  parece permanecer quase constante.

Os dados da Tabela 2.3 parecem permanecer invariáveis enquanto houver ar suficiente. Com isso queremos dizer que, com relação à reação estequiométrica, há mais ar do que o necessário. Em termos de razão de equivalência, devemos ter  $\phi < 1$ . Quando  $\phi$  é zero temos todo oxigênio e nenhum combustível e quando  $\phi = 1$  temos o caso estequiométrico sem oxigênio ou combustível nos produtos. No entanto, quando  $\phi > 1$  vemos grandes desvios nos dados da Tabela 2.3. Em geral, a fuligem de CO e os hidrocarbonetos aumentam;  $\Delta h_c$  conseqüentemente diminuir. Tewarson [3] mostra vividamente nas Figuras 2.3 e 2.4 como o  $\Delta h_c$  e o rendimento de CO muda para seis

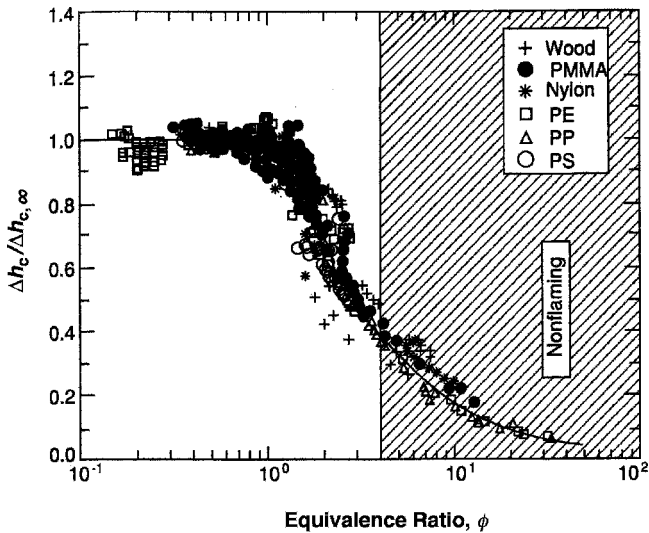


Figura 2.3 Calor real de combustão em termos da razão de equivalência onde  $\Delta h_{c,\infty}$  é o valor de referência dado na Tabela 2.3 [3]



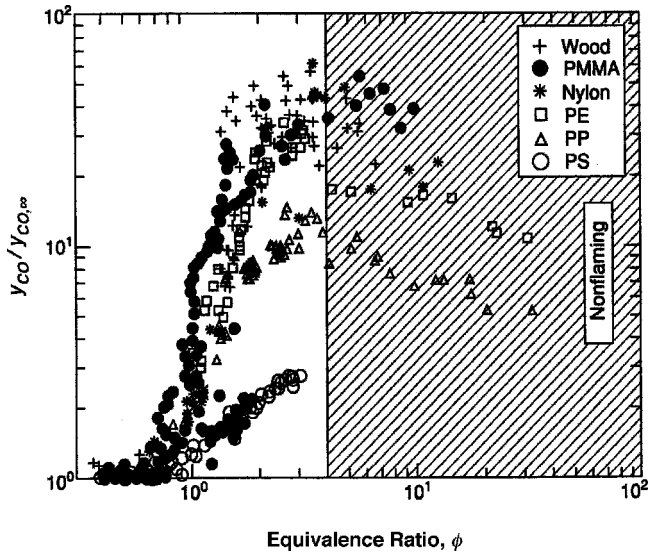


Figura 2.4 Rendimento de CO em termos da razão de equivalência onde o rendimento normalizado,  $y_{CO,1}$ , é dado na Tabela 2.3 [3]

combustíveis realistas listados na Tabela 2.3. Esses resultados têm importância na modelagem de incêndios limitados à ventilação e na determinação de seu risco tóxico. Esses dados são do aparelho de inflamabilidade FMRC [3] usando a amostra horizontal de 10 cm ) 10 cm, e para incêndios em recintos [5].

Os resultados da chama se estendem para  $\phi > 1$  nas Figuras 2.3 e 2.4, ponto em que a combustão em fase gasosa parece cessar. No entanto, a combustão deve continuar, pois o calor de combustão permanece diferente de zero. Isso se deve à oxidação do combustível sólido remanescente. Considere a madeira, seria a oxidação da superfície carbonizada composta principalmente de carbono. Do Exemplo 2.3, obtemos o calor de combustão do carbono (indo para  $CO_2$ ) como 32,8 kJ/g de carbono. A partir da Figura 2.4, vemos uma produção significativa de monóxido de carbono em  $\phi > 1$  e, portanto, é compreensível que a Figura 2.3 produza um valor menor:  $h_{c,1} = 12,4$  kJ/g, ou  $h_{c,em} = 4,96$  kJ/g. Aqui o calor real de combustão do carvão (sob condições não-flamejantes) em  $\phi > 1$  é 4,96 kJ/g de massa perdida enquanto seu valor ideal é 32,8 kJ/g de carbono reagido. O valor 'real' não é baseado na estequiometria do combustível queimado, mas na massa evoluída para o estado gasoso. A massa desenvolvida pode não ser igual à massa de combustível queimado.

Portanto, mostramos que princípios e propriedades termodinâmicas podem ser usados para descrever reações de combustão desde que sua estequiometria seja conhecida. Como as medições em incêndio são baseadas na massa de combustível perdida, os rendimentos são usados como propriedades empíricas para descrever a reação e seus produtos. Quando as condições de incêndio tornam-se limitadas à ventilação ( $\phi < 1$ ), as propriedades de rendimento de um determinado combustível dependem de  $\phi$ . Embora a generalidade dos resultados tipificados pelas Figuras 2.3 e 2.4 não tenha sido estabelecida, suas tendências gerais são aceitas.

## Referências

1. Tabelas Termoquímicas JANNAF, 3ª ed., Instituto Americano de Física para o National Bureau of Standards, Washington, DC, 1986.
2. Rossini, FDet ai. (editores), Valores selecionados de propriedades termodinâmicas químicas, National Bureau of Standards Circular 500, 1952.
3. Tewarson, A., Geração de calor e compostos químicos em incêndios, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª ed., (eds PJ DiNennoe outros), Seção 3, Capítulo 4, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, pp.3-53 a3-124.
4. Huggett, C., Estimativa da taxa de liberação de calor por meio do consumo de oxigênio, J. Fogo e Inflamabilidade, 1980, 12, 61-5.
5. Tewarson, A., Jiang, FH e Morikawa, T., combustão de polímeros controlada por ventilação, Combustão e Chama, 1993, 95, 151-69.

## Problemas

- 2.1 Calcule as densidades de vapor ( $\text{kg/m}^3$ ) de dióxido de carbono puro ( $\text{CO}_2$ ), propano ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ) e butano ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) em  $25^\circ\text{C}$  e pressão de 1 atm. Assuma o comportamento de um gás ideal.
- 2.2 Assumindo o comportamento de gás ideal, qual será o volume final se 1  $\text{m}^3$  de ar é aquecido de  $20$  a  $700^\circ\text{C}$  a pressão constante?
- 2.3 Identifique as seguintes propriedades termodinâmicas para misturas líquidas:
  - (a) O equilíbrio térmico entre dois sistemas é dado pela igualdade de \_\_\_\_\_.
  - (b) O equilíbrio mecânico entre dois sistemas é dado pela igualdade de \_\_\_\_\_.
  - (c) O equilíbrio de fases entre dois sistemas da mesma substância é dado pela igualdade de \_\_\_\_\_.
- 2.4 Mostre que o aumento de pressão ( $p - p_0$ ) em um recipiente rígido fechado de volume ( $V$ ) para a taxa líquida de adição de calor constante ( $Q$ ) é

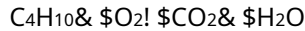
$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{Q \cdot t}{\rho_0 V c_v T_0}$$

Onde  $\rho_0$  é a densidade inicial,  $p_0$  é a pressão inicial,  $T_0$  é a temperatura inicial,  $t$  é tempo e  $c_v$  é o calor específico a volume constante. O fluido no recipiente é um gás perfeito com calores específicos constantes.

- 2.5 Formaldeído ( $\text{CH}_2\text{O}$ ) queima completamente no ar. Calcular:
  - (a) razão estequiométrica de massa ar/combustível;
  - (b) fração molar de combustível na mistura reagente para uma razão de equivalência ( $\lambda$ ) de 2;
  - (c) fração molar do combustível na mistura do produto para  $\lambda = 2$ .
- 2.6 O hidrogênio reage com o oxigênio. Escreva a equação química estequiométrica balanceada para a reação completa.

42 TERMOQUÍMICA

- 2.7A fração molar de argônio em uma mistura de gás com ar é 0,1. A mistura está a uma pressão de 1000 Pa e 25°C. Qual é a pressão parcial do argônio?
- 2,8Calcule a entalpia de formação do propano a 25°C de sua reação química com oxigênio e seu calor ideal de combustão dado na Tabela 2.3.
- 2.9Considere a reação estequiométrica completa para a oxidação do butano:

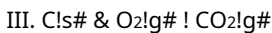
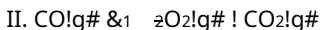
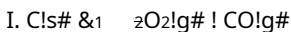


Calcule o calor de formação usando os dados das Tabelas 2.2 e 2.3.

- 2.10Calcule o calor transferido na oxidação de 1 mol de butano em monóxido de carbono e água, com reagentes e produtos a 25°C. Use a Tabela 2.2.



- 2.11Os produtos para a combustão parcial de butano em oxigênio foram encontrados para conter CO<sub>2</sub> e CO na proporção de 4:1. Qual é o calor real liberado por mol de butano queimado se o único outro produto é H<sub>2</sub>O? Os reagentes estão a 25°C e os produtos atingem 1000°C. Use estimativas médias para calores específicos. Para butano, use 320 J/K mol.
- 2.12Considere o heptano queimado ao ar com reagentes e produtos a 25°C. Calcule a liberação de calor por grama de oxigênio consumido para (a) CO<sub>2</sub> formado e (b) apenas CO formado. O outro produto da combustão é o vapor de água.
- 2,13 (a) Escreva a equação química balanceada para a combustão estequiométrica do benzeno (C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>). Suponha combustão completa. Calcule a massa de ar necessária para queimar uma unidade de massa de combustível.
- (b) Para uma razão de equivalência benzeno-ar de 0,75, escreva a equação química balanceada e calcule a temperatura de chama adiabática no ar. A temperatura inicial é 298 K e a pressão é 1 atm. Suponha combustão completa.
- (c) Calcule a fração molar para cada produto da combustão na parte (b).
- (d) O benzeno geralmente queima incompletamente. Se 20% do carbono no benzeno for convertido em carbono sólido e 5% for convertido em CO durante a combustão, o restante será convertido em CO<sub>2</sub>, calcule o calor liberado por grama de oxigênio consumido. Como isso se compara com o valor na Tabela 2.3?
- 2,14 (a) Para processos de pressão constante, mostre que o calor líquido liberado para as reações I e II em sucessão é o mesmo que para a reação III. As temperaturas inicial e final são 25°C. Use dados no texto.



- (b) Na reação II, para oxigênio nos reagentes:

(i) Qual é a fração molar de O<sub>2</sub>?

(ii) Qual é a fração de massa de  $O_2$ ?

(iii) Qual é a pressão parcial de  $O_2$  se a pressão do sistema for 2 atm.

2.15 O monóxido de carbono queima no ar completamente para  $CO_2$ .

- Escreva a equação química balanceada para esta reação.
- Calcule a razão estequiométrica combustível/ar em massa.
- Para esta reação, a uma pressão constante de 1 atm, com as temperaturas inicial e final de  $25^\circ C$ , calcule a variação de entalpia por unidade de massa de CO para uma mistura estequiométrica combustível-ar.
- Qual é a quantidade em (c) chamada?
- Se a temperatura final desta reação for  $500^\circ C$  em vez disso, determine o calor perdido do sistema por unidade de massa de CO.
- Calcule a razão de equivalência para uma mistura de cinco mols de CO e sete mols de ar. Que espécies esperaríamos encontrar nos produtos além do  $CO_2$ ?

2.16 Determine o calor de combustão do tolueno e expresse-o na forma termodinâmica adequada. O calor de formação é de 11,95 kcal/mol.

2.17 Hidrogênio queima estequiometricamente em oxigênio para formar vapor de água. Deixar  $c_{p,i} = 1,5 \text{ J/g K}$  para todas as espécies.

- Para uma reação a  $25^\circ C$ , a variação de entalpia do sistema por unidade de massa de  $H_2$  chamado \_\_\_\_\_.
- Para uma reação a  $25^\circ C$ , a variação de entalpia do sistema por unidade de massa de  $H_2O$  é chamado \_\_\_\_\_.
- Calcule a variação de entalpia do sistema por unidade de massa de vapor de água a  $1000^\circ C$ .
- A temperatura inicial é  $25^\circ C$  e a temperatura após a reação é  $1000^\circ C$ . Calcule a transferência de calor para o sistema por unidade de massa de  $H_2$  queimado. Isso é perdido ou adicionado?
- Repita (d) para uma temperatura inicial de  $300^\circ C$ .

2.18 Calcule o calor de combustão por grama mol de acetonitrila.

Acetonitrila ( $C_2H_3N_{(g)}$ ) queima para formar cianeto de hidrogênio ( $HCN_{(g)}$ ), dióxido de carbono e vapor de água.

Calor de formação em kcal = g mol	
Cianeto de hidrogenio:	32,3
Acetonitrila:	21,0
Vapor de água:	\$ 57,8
Dióxido de carbono:	\$ 94,1
Oxigênio:	0,0

2.19 Um experimentalista supõe que, quando a madeira queima, ela pode ser aproximada produzindo combustível gasoso na forma de formaldeído e carvão na forma de carbono.

Calor de formação em kcal = g/mol	
Formaldeído (CH <sub>2</sub> O):	\$ 27,7
Carbono (C):	0
Oxigênio (O <sub>2</sub> ):	0
Nitrogênio (N <sub>2</sub> ): Vapor de	0
água (H <sub>2</sub> O): Dióxido de	\$ 57,8
carbono (CO <sub>2</sub> ):	\$ 94,1

Assuma a combustão completa no seguinte:

- Calcule o calor de combustão do CH<sub>2</sub>O em kJ/kg.
- Calcule o calor de combustão de C em kJ/kg.
- Que calor de combustão um engenheiro usaria para estimar a liberação de energia da madeira durante a combustão em chamas?
- O rendimento de carvão da madeira é de 0,1 g C/g de madeira. Calcule o calor de combustão da madeira maciça após todo o carvão oxidar completamente, em kJ/g de madeira.

2,20 Determinar por cálculo a entalpia de formação em kJ/mol de CH<sub>4</sub> dado que seu calor de combustão é 50,0 kJ/g a 25°C. O calor de formação para o dióxido de carbono é -394 kJ/mol e o vapor de água é -242 kJ/mol.

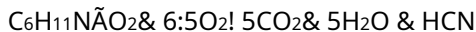
2.21 Nylon (C<sub>6</sub>H<sub>11</sub>NO) queima como um gás no ar. Há 8 vezes a quantidade de ar estequiométrico disponível por moles. A reação ocorre a pressão constante. A temperatura inicial do combustível é 300°C e o ar está a 25°C. A reação produz CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O (gás) e HCN na razão molar, HCN=CO<sub>2</sub>' 1=5.

Outras propriedades: Calor de formação do nylon ' \$ 135 kJ/mol

Espécies	Calor específico molar a pressão constante IJ=K mol#
Nylon (gás)	136
H <sub>2</sub> O	50
CO <sub>2</sub>	60
HCN	90
N <sub>2</sub>	35
O <sub>2</sub>	35

- Calcule o calor de combustão para esta reação usando os dados da Tabela 2.2.
- Calcule a temperatura do estado final dos produtos para um processo adiabático.

2.22O nylon queima para formar dióxido de carbono, vapor de água e cianeto de hidrogênio, conforme mostrado na equação estequiométrica abaixo:



O calor de combustão do nylon é 30,8 kJ/g. Encontre o calor de formação do nylon em kJ/mol.

2,23Neoprene (C<sub>4</sub>H<sub>5</sub>Cl) é queimado no ar a pressão constante com os reagentes e produtos a 25°C. Os rendimentos de massa de algumas espécies são encontrados por medição em termos de g/gr. Esses rendimentos de produtos são CO a 0,1, fuligem (tomada como carbono puro, C) a 0,1 e hidrocarbonetos gasosos não queimados (representados como benzeno, C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>) em 0,03. Os produtos restantes são água como gás, dióxido de carbono e cloreto de hidrogênio gasoso (HCl).

- (a) Escreva a equação química com coeficientes estequiométricos molares, considerando o ar como 1 mol de  $O_2$  & 3:77 moles de  $N_2$  (ou seja, 4,77 moles de ar).
- (b) Calcule o calor de formação do neoprene (em kJ/mol) se for conhecido que o calor de combustão para a reação (a) é 11 kJ/g neoprene.
- (c) Se a reação fosse completa para apenas produtos gasosos estáveis, ou seja, vapor de água, dióxido de carbono e cloro ( $Cl_2$ ), calcule o calor de combustão em kJ/g.
- (d) Para ambas as reações (a) e (c), calcule a liberação de energia por unidade de massa de oxigênio consumida, ou seja,  $[H(\text{reagentes}) - H(\text{produtos})]/\text{massa de oxigênio}$ .

Pesos atômicos: C, 12; H, 1; O, 16; N, 14; Cl, 35,5, e use a Tabela 2.2.

2,240 formaldeído é queimado estequiometricamente a pressão constante com oxigênio (gás) até a conclusão.  $CO_2$  e  $H_2O$ , condensado como um líquido, são os únicos produtos. A temperatura inicial antes da reação é  $50^\circ C$  e a temperatura final após a sua conclusão é de  $600^\circ C$ . Encontre, por mol de combustível, o calor transferido no processo e diga se ele é adicionado ou perdido. Suponha um calor específico constante de  $35 \text{ J/mol K}$  para todas as espécies. Use a Tabela 2.2 para todos os seus dados.

2,250 calor de combustão para os tempos de reação da massa de combustível reagido é igual a:

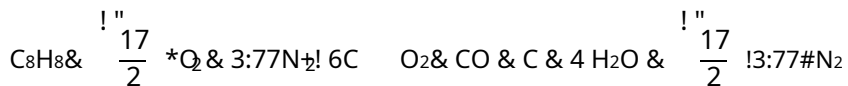
- (a) a energia química liberada devido ao realinhamento das estruturas moleculares;
- (b) o calor perdido quando os reagentes e os produtos estão a  $25^\circ C$ ;
- (c) a energia química quando a concentração de combustível nos reagentes está no limite superior de inflamabilidade.

2,26 Açúcar de cana,  $C_{12}H_{22}O_{11}$ , reage com o oxigênio para formar carvão, água gasosa e dióxido de carbono. Dois moles de carvão são formados por mol de cana-de-açúcar. Suponha que o char é carbono puro (grafite). Calcule o calor de combustão com base em massa (kJ/g) para a cana-de-açúcar nesta reação. O calor de formação da cana-de-açúcar é de  $\$ 2.220 \text{ kJ/mol}$ . Cite quaisquer dados retirados das Tabelas 2.1 e 2.2.

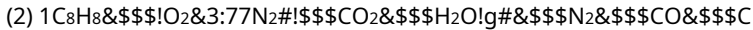
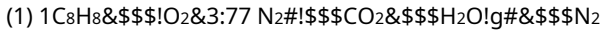
2,27 Gás hidrogênio ( $H_2$ ) reage completamente com o ar em um combustor para formar vapor de água sem excesso de ar. O combustor está em regime permanente. Se a vazão do hidrogênio é  $1 \text{ kg/s}$ , qual é a taxa de transferência de calor para ou do combustor? O calor de combustão do gás hidrogênio é  $121 \text{ kJ/g}$ , a temperatura inicial do ar e do hidrogênio é  $600 \text{ K}$  e a temperatura de saída dos gases que saem do combustor é  $3000 \text{ K}$ . Suponha calores específicos constantes e iguais de pressão constante,  $1,25 \text{ kJ/kg K}$ . Mostre todo o trabalho, diagramas e raciocínios, e indique se o calor é proveniente ou para a parede do combustor.

2,280 poliestireno pode ser representado como  $C_8H_8$ . Seu calor de combustão por um completoreação ao dióxido de carbono e vapor de água é  $4077 \text{ kJ/mol}$ .

- (a) Calcule o calor de formação de  $C_8H_8$  em kJ/mol.
- (b) Calcule o calor de combustão de  $C_8H_8$  em kJ/g para o incompletoreação no ar com vapor de água nos produtos como mostrado abaixo:



2,29 Poliestireno ( $C_8H_8$ )<sub>n</sub> reage com o oxigênio do ar; 4,77 moles de ar podem ser representados como  $O_2$  & 3:77  $N_2$ .



Para a reação incompleta, (2), as razões molares dos produtos incompletos são dadas como

$$\text{CO}/\text{CO}_2 = 0,07 \text{ e } \text{C}/\text{CO}_2 = 0,10$$

- Balanceie cada equação química.
- Calcule o calor de combustão para cada um, com base em massa.
- Calcule o calor de combustão por unidade de massa de oxigênio usada para cada reação.
- Calcule a temperatura de chama adiabática para cada um.
- Calcule a temperatura de chama adiabática para cada reação em oxigênio puro.

Use as informações do capítulo 2 para resolver o problema. Você pode assumir calores específicos constantes das espécies a uma temperatura média apropriada (use 1600 K). Além disso, o calor de formação do poliestireno é  $-38,4 \text{ kJ/mol}$ .

2,30 (a) Determine o calor de combustão do etileno,  $\text{C}_2\text{H}_4$ , para uma reação completa ao dióxido de carbono e vapor de água.

(b) Determine sua temperatura de chama adiabática para uma reação completa com oxigênio puro. Assuma novamente o vapor de água nos produtos. Use as informações nas Tabelas 2.1 e 2.2.

2,31 Calcule as temperaturas de chama adiabáticas para as seguintes misturas inicialmente a  $25^\circ\text{C}$ :

- mistura estequiométrica butano-oxigênio;
- mistura estequiométrica butano-ar;
- 1,8% de butano no ar.

Use valores de calor específico de  $250 \text{ J/K mol}$  para butano e  $36 \text{ J/K mol}$  para oxigênio e nitrogênio.

2,32 Calcule a temperatura de chama adiabática (a pressão constante) para etano  $\text{C}_2\text{H}_6$  no ar:

- no limite inferior de inflamabilidade ( $X_{\text{eu}} = 3,0\%$ ) e
- na condição de mistura estequiométrica.

Assuma calores específicos constantes para todas as espécies ( $1,1 \text{ kJ/kg K}$ ) e use os dados das Tabelas 2.3 e 4.5. O estado inicial é  $1 \text{ atm}$ ,  $25^\circ\text{C}$  e a densidade inicial da mistura é de  $1,2 \text{ kg/m}^3$ .

2,33 Uma mistura gasosa de 2% (em volume) de acetona e 4% de etanol no ar está a  $25^\circ\text{C}$  e uma pressão de  $1 \text{ atm}$ .

Dados

Acetona ( $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ ) tem  $h_c = 1786 \text{ kJ/g mol}$

Etanol ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) tem  $h_c = 1232 \text{ kJ/g mol}$

Pesos atômicos: H = 1 mol, C = 12 mol, O = 16 mol e N = 14 mol

Calor específico,  $c_{p,i} = 1 \text{ kJ/kg K}$ , constante para cada espécie

- Para uma reação de pressão constante, calcule a pressão parcial do oxigênio na mistura do produto.

(b) Determine a temperatura de chama adiabática desta mistura.

(c) Se esta mistura estava inicialmente a 400°C, qual será a temperatura de chama adiabática resultante?

2,34 Poliacrilonitrila ( $C_3H_3N$ ) queima para formar vapor, dióxido de carbono e nitrogênio. O calor de formação do poliacrilonitrilo é  $15,85 \text{ kcal/g mol}$  ( $1 \text{ cal} = 4,186 \text{ kJ}$ ). Use os dados das Tabelas 2.1 e 2.2; use valores de calor específico a 1000 K.

(a) Escreva a equação química balanceada para a combustão estequiométrica em oxigênio.

(b) Determine o calor de combustão do poliacrilonitrilo.

(c) Escreva a equação química balanceada para a combustão estequiométrica em ar.

(d) Determine a temperatura de chama adiabática se o combustível queima estequiometricamente em ar.

2,35 Tolueno ( $C_7H_8$ ) como um gás queima estequiometricamente no ar até a conclusão (ou seja, formando dióxido de carbono e vapor de água).

Dados

O calor de formação do tolueno é  $11,95 \text{ kcal/g mol}$

<u>Espécies</u>	<u>Calor específico [cal=g mol K] a 1500 K</u>
Oxigênio	8,74
Água (gás)	11,1
Dióxido de carbono	14,0

(a) Para produtos e reagentes a 25°C, calcule a perda de calor por unidade grama mol de tolueno consumido.

(b) Qual é a quantidade em (a) chamada?

(c) Para reagentes a 25°C, calcule a temperatura de chama adiabática.

2,36 Verifique tudo certo respostas abaixo:

(a) Para sistemas reativos, a conservação da massa implica:

a preservação dos átomos,

a conservação de mols,

a conservação das moléculas,

a conservação das espécies,

a igualdade de massa para os reagentes e produtos em um sistema fechado.

(b) Os coeficientes estequiométricos representam:

o número de moléculas para cada espécie na reação,

o número de mols para cada espécie na reação,

o número de átomos para cada espécie na reação,

o número de gramas para cada espécie na reação,

o número antes das fórmulas das espécies químicas em uma equação química balanceada.



# 3

## Leis de Conservação para Volumes de controle

### 3.1 Introdução

Um volume de controle é um volume especificado na transação da solução para um problema tipicamente envolvendo a transferência de matéria através da superfície do volume. No estudo da termodinâmica é muitas vezes referido como um sistema aberto e é essencial para a solução de problemas em mecânica dos fluidos. Como as leis de conservação da física são definidas para sistemas (de massa fixa), precisamos de uma maneira de transformar essas expressões no domínio do volume de controle. Um sistema tem uma massa fixa, enquanto a massa dentro de um volume de controle pode mudar com o tempo.

Os volumes de controle podem resolver problemas transitórios, permitindo-nos derivar equações diferenciais ordinárias que governam domínios de propriedades uniformes. Essa abordagem leva a um conjunto de equações que governam o comportamento dos incêndios em salas. Isso é comumente chamado de modelo de zona. Um volume de controle também pode consistir em um volume infinitesimal ou diferencial do qual as equações gerais de conservação diferencial parcial podem ser derivadas. A solução para tais equações se enquadra no assunto de mecânica de fluidos computacional ou modelagem de dinâmica de fluidos computacional (CFD). Não abordaremos este último. Em vez disso, usaremos a análise de volume de controle para ajustar a física do problema e derivar as equações apropriadas necessárias. Isso deve dar ao aluno mais informações sobre o que está acontecendo e o que é relevante.

Faremos uma abordagem geral e matemática para derivar as leis de conservação para volumes de controle. Alguns textos adotam uma estratégia diferente e o aluno pode se beneficiar ao ver abordagens alternativas. No entanto, uma vez derivada, o aluno deverá utilizar as leis de conservação do volume de controle como ferramenta na resolução de problemas. Fazer isso requer uma compreensão clara dos termos nas equações. Este capítulo pretende ser uma referência para a aplicação das equações de volume de controle e serve como uma extensão da termoquímica para sistemas abertos.

### 3.2 Teorema do Transporte de Reynolds

O teorema do transporte de Reynolds é uma expressão geral que fornece a transformação matemática de um sistema para um volume de controle. É uma expressão matemática que geralmente vale para funções contínuas e integráveis. Procuramos examinar como uma função  $f(x, y, z, t)$ , definido no espaço sobre  $x, y, z$ , e no tempo,  $t$ , e integrados em um volume,  $V$ , pode variar ao longo do tempo. Especificamente, desejamos examinar

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f(x, y, z, t) dV \quad (3.1)$$

onde o volume,  $V$ , pode variar com o tempo. Uma vez que integramos mais antes de tirar a derivada no tempo, a integral é, portanto, o resultado é apenas uma função do tempo.

Uma palavra de cautela deve ser levantada. O formidável processo de conduzir tal integração espacial deve ser visto principalmente como simbólico. Embora as operações matemáticas sejam válidas, é raro que em nossa aplicação sejam tão complicadas. De fato, na maioria dos casos, essas operações serão muito simples. Por exemplo, se  $f(x, y, z, t)$  é uniforme no espaço, então temos simplesmente, para a Equação (3.1),

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f dV = f \frac{dV}{dt}$$

Vamos examinar isso de forma mais geral para  $f(x, y, z, t)$  e um volume móvel especificado,  $V(t)$ .

O volume móvel pode ser descrito em termos de superfície,  $S$ , ao qual cada ponto sobre ele recebe uma velocidade,  $v$ . Essa velocidade também é definida sobre as coordenadas espaciais e tempo  $v(x, y, z, t)$ . Para completar a descrição de  $V$  com o tempo, precisamos não apenas descrever sua velocidade superficial, mas também a orientação da superfície em cada ponto. Isso é feito definindo um vetor unitário que é sempre orientado para fora do volume e normal à superfície. Isso é ilustrado na Figura 3.1, onde  $\Delta S$  representa um pequeno elemento de superfície. À medida que nos encolhemos ao ponto  $(x, y, z)$ , estavam presentes  $\Delta S$  como um elemento diferencial,  $dS$ .

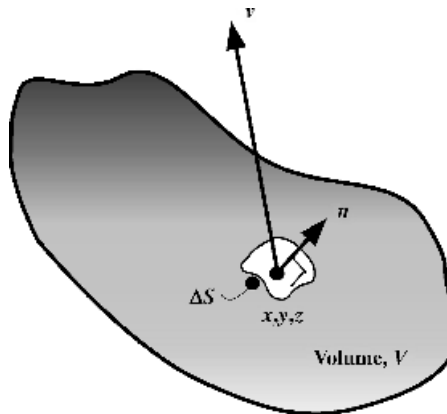


Figura 3.1 Uma descrição para um volume em movimento,  $V$

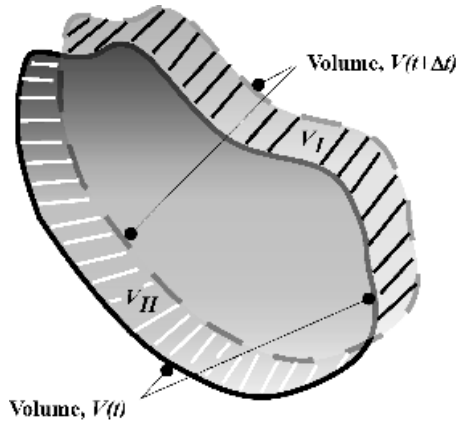


Figura 3.2 Mudança de volume V sobre t

Consideremos o que acontece quando V move e realizamos as operações na Equação (3.1). Isso está representado na Figura 3.2. Aqui exibimos o desenho em duas dimensões para maior clareza, mas nossos resultados se aplicarão ao volume tridimensional. Na Figura 3.2 o volume é mostrado para o tempo t, e um pequeno incremento de tempo depois, t + Δt, como uma região delimitada pelas linhas tracejadas. As regiões sombreadas V<sub>I</sub> e V<sub>II</sub> são os volumes ganhos e perdidos, respectivamente. Para esses volumes, podemos representar a Equação (3.1) por sua definição formal do cálculo como

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f(x, y, z; t) dV = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\int_{V(t+\Delta t)} f(x, y, z; t+\Delta t) dV - \int_{V(t)} f(x, y, z; t) dV}{\Delta t} \quad (3.2)$$

Da Figura 3.2, a primeira integral do lado direito da Equação (3.2) pode ser expressa como

$$\int_{V(t+\Delta t)} f(x, y, z; t+\Delta t) dV = \int_{V(t)} f(x, y, z; t+\Delta t) dV + \int_{V_I} f(x, y, z; t+\Delta t) dV - \int_{V_{II}} f(x, y, z; t+\Delta t) dV \quad (3.3)$$

Para volumes V<sub>I</sub> e V<sub>II</sub> consideramos as integrais como somas sobre pequenos volumes, ΔV<sub>j</sub>, definido pelo movimento de seus elementos de superfície correspondentes, ΔS<sub>j</sub>. A Figura 3.3 fornece uma representação geométrica (bidimensional) desse processo em que ΔS<sub>j</sub> passa a

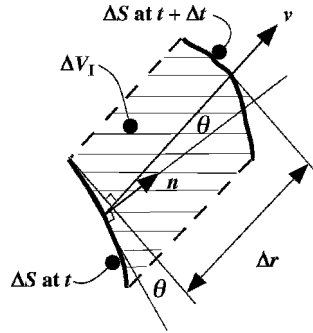


Figura 3.3 Relacionamento entre  $V_{eu}$  e  $\Delta S$

para definir um volume interceptado  $V_{eu}$ . Temporariamente, abandonamos o j-subscrito. O movimento de  $\Delta S$  é na direção de  $v$  onde

$$|\mathbf{r}| = v \Delta t \tag{3.4}$$

com a magnitude do vetor velocidade. Por geometria, o volume de uma região retilínea é o produto de sua área de seção transversal perpendicular ao seu comprimento vezes seu comprimento. Como são iguais dois ângulos cujos catetos são mutuamente perpendiculares, sendo este ângulo  $\theta$  na Figura 3.3,

$$V_{eu} = \Delta S |\mathbf{r}| \sin \theta \tag{3.5}$$

A partir da definição do produto escalar vetorial, as Equações (3.4) e (3.5) podem ser combinadas para dar

$$V_{eu} = \Delta S |\mathbf{v}| \Delta t \cos \theta = \Delta S \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \Delta t \tag{3.6}$$

Desde que sempre mais de 90 graus de fase comparado a  $V_{II}$ , o sinal de menos na Equação (3.3) para a integral é contabilizado diretamente pela aplicação da Equação (3.6) a  $V_{II}$  também. Segue-se então que

$$\int_{V_{eu}} f(x, y, z; t) dV = \int_{V_{II}} f(x, y, z; t) dV - \sum_{j=1}^N \int_{\Delta S_j} f(x, y, z; t) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_j \Delta S_j \tag{3.7}$$

Combinando a Equação (3.7) com a Equação (3.3), a Equação (3.2) pode ser escrita como

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f(x, y, z; t) dV = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\int_{V(t+\Delta t)} f(x, y, z; t+\Delta t) dV - \int_{V(t)} f(x, y, z; t) dV}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\sum_{j=1}^N \int_{\Delta S_j} f(x, y, z; t) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_j \Delta S_j}{\Delta t} \tag{3.8}$$

Do cálculo, o processo limite dá formalmente

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f(x, y, z, t) dV = \int_{V(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{S(t)} f v \cdot n dS \quad (3.9)$$

Onde  $S(t)$  é a superfície que envolve o volume  $V(t)$ .

A Equação (3.9) é o teorema do transporte de Reynolds. Mostra como a operação de uma derivada temporal sobre uma integral cujos limites de integração dependem do tempo pode ser distribuída sobre a integral e os limites de integração, ou seja, a superfície,  $S$ . O resultado pode parecer uma operação matemática abstrata, mas vamos usá-lo para obter nossas relações de volume de controle.

### 3.3 Relação entre um Volume de Controle e Volume do Sistema

Suponha que agora atribuamos um significado físico à velocidade  $v$ , representando-o como a velocidade da matéria no volume,  $V$ . Então  $vV$  sempre contém a mesma massa, é um volume do sistema. As propriedades definidas para cada ponto do sistema representam aquelas de um continuum no qual o caráter macroscópico do sistema é mantido à medida que nos reduzimos a um ponto. Propriedades em nível molecular ou atômico não existem neste contexto de continuum. Além disso, como o volume do sistema é fixo em massa, podemos considerar o volume  $V$  envolver sempre as mesmas partículas de matéria que se movem no espaço. Cada partícula mantém seu caráter contínuo e as propriedades termodinâmicas se aplicam.

Vamos ver como representar as mudanças nas propriedades de um volume do sistema para as mudanças nas propriedades de um volume de controle. Selecione um volume de controle (CV) para ser idêntico ao volume  $V(t)$  no tempo  $t$ , mas ter uma velocidade diferente em sua superfície. Chame essa velocidade,  $w$ . Portanto, o volume será movido para um local diferente do volume do sistema posteriormente. Por exemplo, para fluxo de fluido em um tubo, o volume de controle pode ser selecionado como estacionário (Fig. 3.4) entre os locais 1 e 2 (mostrados na Figura 3.4, mas o sistema se move para um novo local posteriormente. Vamos aplicar o teorema do transporte de Reynolds, Equação (3.9), duas vezes: uma vez para um volume do sistema,  $V(t)$ , e segundo para um volume de controle,  $CV$ , onde  $CV$  e  $V$  são idênticos no momento  $t$ . Como a Equação (3.9) vale para qualquer distribuição bem definida de volume e velocidade superficial, podemos escrever para o sistema

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f dV = \int_{V(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{S(t)} f v \cdot n dS \quad (3.10)$$

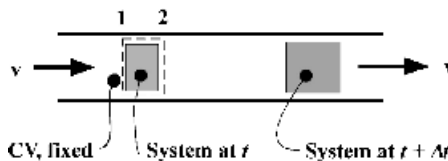


Figura 3.4 Ilustração de um volume de controle fixo para fluxo de tubulação e um sistema

e para o volume de controle

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho \, dV + \int_{CS} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} \, dS = 0 \quad (3.11)$$

Os primeiros termos do lado direito das Equações (3.10) e (3.11) são idênticos, pois CV é o mesmo volume de controle no tempo. Além disso, desde que a superfície de controle não se mova no momento t, substituindo a Equação (3.11) da Equação (3.10) e reorganizando, obtemos

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho \, dV + \int_{CS} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} \, dS = 0 \quad (3.12)$$

Essa é a relação que buscamos. Diz que a taxa de variação de uma propriedade definida sobre um volume do sistema é igual à taxa de variação do volume de controle mais uma correção para a matéria que carregada dentro ou fora. Isso segue desde que  $w$  é a velocidade relativa da matéria na fronteira do volume de controle. Se  $w \neq 0$ , não importa cruzar o limite. À medida que avançamos na aplicação da Equação (3.12) às leis de conservação e na identificação de uma propriedade específica para  $\rho$ , vamos trazer mais significado para o processo. Consideraremos o sistema composto por um fluido, mas não precisamos ser tão restritivos, pois nossa análise se aplicará a todas as formas de matéria.

### 3.4 Conservação de Massa

Em geral, consideramos um sistema fluido que consiste em uma mistura reagente. Seja  $\rho$ , a densidade da mistura, identificada para  $\rho$ . Então, a partir das Equações (2.11b) e (3.12), a conservação da massa para um volume de controle é

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho \, dV + \int_{CS} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} \, dS = 0 \quad (3.13)$$

A integral de superfície representa a vazão líquida de massa fora do volume de controle. Isso é facilmente visto na Figura 3.5, onde  $w$  é a velocidade relativa no fluido dando um fluxo

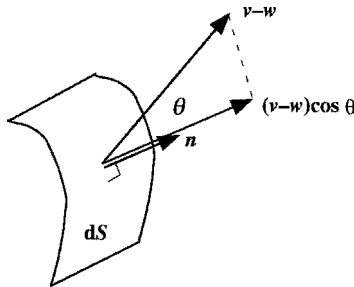


Figura 3.5 Taxa de fluxo de um volume de controle

de partículas de fluido em  $\Delta V$ . Apenas a componente do movimento da partícula ao longo  $n$  pode cruzar a fronteira. Já vimos que  $\dot{m}_j = \rho_j \mathbf{v}_j \cdot \mathbf{n} \Delta A_j$  é o volume de passagem do fluido  $\Delta V$  em tempo  $\Delta t$  pela Equação (3.6). Segue que

$$\frac{dm_{cv}}{dt} = \sum_j \dot{m}_j \quad (3.14)$$

é a vazão mássica do fluido através de  $\Delta V$ . A equação (3.13) pode ser expressa em palavras como

Taxa de mudança para  
massa dentro do CV

=

soma de todas as massas  
taxas de fluxo para fora

menos

soma de todas as massas  
taxas de fluxo em

zero

Uma forma alternativa à Equação (3.13) para regiões discretas de troca de massa,  $j$ , é

$$\frac{dm_{cv}}{dt} = \sum_{j=1}^N \dot{m}_j^{fora} - \sum_{j=1}^N \dot{m}_j^{dentro} \quad (3.15)$$

onde a soma está implícita em todos os caminhos de fluxo de e para o volume de controle.

**Exemplo 3.1** Um balão cheio de ar com densidade  $\rho$  permite que o ar escape através de uma abertura de área de seção transversal,  $S_0$ , com velocidade uniforme,  $v_0$ , dado por um dispositivo de medição no balão. Deduza uma expressão para o volume  $V_B$  do balão ao longo do tempo.

**Solução** Selecione o volume de controle para coincidir sempre com a superfície do balão e coincidir com o plano da velocidade de saída como mostrado na Figura 3.6. Da Equação (3.13),

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho dV = - \int_{CV} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA$$

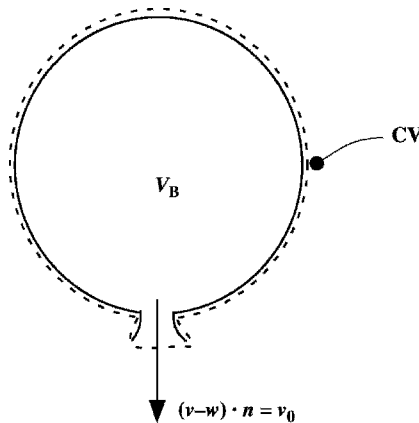


Figura 3.6 Encolhimento do problema do balão

considerando  $\rho$  como constante para o ar, e

$$\rho \frac{dV}{dt} = \rho V \frac{dw}{dt} + \rho w \frac{dV}{dt}$$

uma vez que apenas a superfície de saída contribui com  $w$  no restante da superfície de controle. A densidade e o termo de saída são constantes, então por integração com  $V_{B,0}$ , o volume inicial,

$$V_B = V_{B,0} + w \frac{dV}{dt}$$

### 3.5 Conservação de Massa para uma Espécie Reagente

Para considerar a forma de volume de controle da conservação de massa para uma espécie em um volume de mistura reagente, aplicamos a Equação (2.14) para o sistema e fazemos a conversão da Equação (3.12). Aqui selecionamos  $\rho_{eu}$ , a densidade de espécies. Ao aplicar a Equação (3.13),  $v_{eu}$  deve ser a velocidade da espécie. No entanto, em uma mistura, as espécies podem se mover pelo processo de difusão, mesmo que a maior parte da mistura esteja em repouso. Isso requer uma distinção mais cuidadosa entre a velocidade da mistura a granel e seus componentes individuais. Com efeito, a velocidade  $v_{eu}$  na Equação (3.13) é para a mistura a granel. Velocidades de difusão,  $v_{eu,d}$ , são definidos como em relação a esta velocidade de mistura a granel. Então, a velocidade absoluta das espécies  $v_{eu}$  é dado como

$$v_{eu} = v + v_{eu,d} \tag{3.16a}$$

com a velocidade de massa definida como

$$v = \frac{\sum_{eu=1}^N \rho_{eu} v_{eu}}{\rho} \tag{3.16b}$$

Onde  $N$  é o número de espécies na mistura. A taxa de fluxo de massa por unidade de área, ou fluxo de massa de espécie, devido à difusão é dada pela lei de Fick:

$$j_{eu} = -D_{eu} \frac{d\rho_{eu}}{dx} \tag{3.17}$$

Onde  $D_{eu}$  é um coeficiente de difusão para espécies  $eu$  em uma mistura. Esta expressão de transferência de massa de uma espécie é análoga à lei de Fourier para o fluxo de calor devido à condução.

Para incluir sempre as espécies  $eu$  em um sistema antes de converter para um volume de controle,  $v_{eu}$  deve ser selecionado como  $v_{eu}$ . Então obtemos das Equações (2.14) e (3.12),

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho_{eu} dV + \int_{CS} \rho_{eu} v_{eu} \cdot n dS = \int_{CV} \dot{m}_{eu,r} dV \tag{3.18}$$



Em palavras, isso se lê como

2 Taxa de 3 2 volume líquido 3 2 massa líquida 3 2 taxa de pro- 3  
 mudança 6 6 fluxo de massa 7 6 6 quociente de vazão 7 7 dução de 7  
 de massa 7 6 taxa de 7 6 6 de espécies 7 7 massa para 7  
 para 7 \$ 6 espécies 7 \$ 6 devido a de- 7 # espécies 7 # espécies 7  
 4 espécies 4 de 5 4 fusão de 5 4 reação dentro 5  
 o currículo CV o currículo o currículo

Uma vez que a reação química pode não ser necessariamente dispersa uniformemente sobre o volume de controle, às vezes é útil representá-la em termos de uma taxa de reação local,  $m_{eu,r}$ , ou o taxa de produção em massa de espécies  $e$  por unidade de volume. Então

$$m_{eu,r} = \frac{dm_{eu}}{dV} \quad (3.19)$$

Normalmente, para aplicações em combustores ou incêndios em salas, os efeitos de difusão podem ser ignorados em superfícies onde o transporte de fluido ocorre, mas dentro de chamas de difusão esses efeitos estão no centro de seu mecanismo de transporte.

Uma forma mais útil da Equação (3.18) é

$$\frac{dm_j}{dt} + \sum_j m_{eu,j} \frac{dm_{eu,dj}}{dt} = \sum_j m_{eu,dj} m_{eu,r} \quad (3.20)$$

onde as somas são sobre todos  $j$  flow caminhos;  $m_{eu,j}$  representa a taxa de fluxo em massa de espécies  $e$  e  $m_{eu,dj}$  representa a taxa de fluxo de difusão em cada caminho de fluxo. O fluxo de massa de difusão é dado pela Equação (3.17). Onde gradientes de concentração de espécies  $e$  são zero ao longo de um caminho de fluxo, então  $m_{eu,dj}$  é zero.

Quando as concentrações são uniformes em todo o controle e uniformes nos caminhos de fluxo de entrada, a Equação (3.20) pode ser expressa em termos de  $S_{eu}$ . A massa de espécies no volume de controle pode ser dada como

$$m_{eu} = \rho_{eu} V_{eu} \quad (3.21)$$

Onde  $m_{eu}$  é a massa no CV e  $S_{eu}$  é sua fração de massa. Ao entrar  $j$  flow caminhos a fração de massa para cada espécie  $e$  é representado como  $S_{eu,j}$ . Então a Equação (3.20) se torna

$$\frac{dS_{eu}}{dt} + \sum_j S_{eu,j} \frac{dS_{eu,j}}{dt} = \sum_j S_{eu,j} m_{eu,r} \quad (3.22)$$

Multiplicando a Equação (3.15) por  $S_{eu}$  e então subtraindo da Equação (3.22), obtemos para este caso de concentração uniforme

$$\frac{dS_{eu}}{dt} + \sum_j S_{eu,j} \frac{dS_{eu,j}}{dt} - S_{eu} \sum_j \frac{dS_{eu,j}}{dt} = \sum_j S_{eu,j} m_{eu,r} \quad (3.23)$$

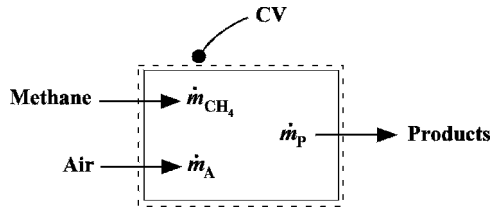
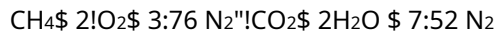


Figura 3.7 Problema no combustor

Observe que a contribuição de fluxo de saída em massa foi cancelada.

Exemplo 3.2 Considere um combustor usando ar e metano em condições estáveis. Uma reação estequiométrica é assumida e os efeitos de difusão devem ser desprezados. Os reagentes e produtos são uniformes em propriedades ao longo de suas correntes de fluxo. Encontre a fração mássica de dióxido de carbono na corrente de produto que sai do combustor.

Solução O combustor é mostrado na Figura 3.7 com o volume de controle. A reação estequiométrica é



Como as equações de conservação são em termos de massa, é útil converter os coeficientes estequiométricos em massa em vez de mols. A condição de estado estacionário significa que todas as propriedades dentro do volume de controle são independentes do tempo. Mesmo que a distribuição espacial das propriedades varie dentro do volume de controle, pela condição de estado estacionário os termos da derivada temporal das Equações (3.13) e (3.18) são zero, pois o volume de controle também não muda de tamanho. Somente quando a integral resultante é independente do tempo podemos ignorar esses termos da derivada do tempo. Como consequência, a conservação da massa torna-se

$$\dot{m}_P = \dot{m}_{\text{CH}_4} + \dot{m}_{\text{Ar}}$$

e a conservação do  $\text{CO}_2$  torna-se

$$\dot{m}_P \omega_{\text{CO}_2} = \dot{m}_{\text{CO}_2,r}$$

Como temos uma reação estequiométrica, todo o metano que entra é consumido:

$$\dot{m}_{\text{CH}_4} = \dot{m}_{\text{CH}_4,r}$$

Lembre-se que em nossa convenção  $\dot{m}_{e,r}$  tem sinal positivo quando é produzido.

Do Exemplo 2.2, o peso molecular do ar é 28,84 g/mol ar. Pela equação química

$$\dot{m}_{\text{Ar}} = \frac{12 \times 14,76 \text{ moles de ar} \times 28,84 \text{ g/mol ar}}{1 \text{ mol CH}_4 \times 16 \text{ g/mol CH}_4} \dot{m}_{\text{CH}_4} = 17,16 \dot{m}_{\text{CH}_4}$$

Também

$$m_{CO_2,r} \# \frac{!1 \text{ mole } CO_2 \# !44 \text{ g} = \text{mole } CO_2 \# !}{1 \text{ mol } CH_4 \# !16 \text{ g} = \text{mol } CH_4 \# !} \# !m_{CH_4,r} \#$$

$$\# !2:75 \# !m_{CH_4,r} \#$$

Combinando

$$S_{CO_2} \# \frac{m_{CO_2,r}}{m_P}$$

$$\# \frac{!2:75 \# !m_{CH_4,r} \#}{m_{UMA} \# m_{CH_4}}$$

$$\# \frac{!2:75 \# m_{CH_4}}{!18:16 \# m_{CH_4}}$$

$$S_{CO_2} \# 0:151$$

### 3.6 Conservação do Momentum

A conservação do momento ou a segunda lei de Newton se aplica a uma partícula ou conjunto fixo de partículas, ou seja, um sistema. A velocidade utilizada deve ser sempre definida em relação a um plano de referência fixo ou inercial. A Terra é uma referência inercial suficiente. Portanto, qualquer volume de controle associado à aceleração de aeronaves ou foguetes deve levar em conta quaisquer diferenças associadas à forma como as velocidades são medidas ou descritas. Não nos deteremos nessas diferenças, pois não consideraremos tais aplicações não inerciais.

A lei em termos de volume de controle segue facilmente das Equações (2.12) e (3.12) para o sistema em massa selecionado como "v<sub>x</sub>, levando v<sub>x</sub> como o componente de v<sub>no</sub> direção:

X	F <sub>x</sub>	#	d	ZZZ	ZZ		
			dt	v <sub>x</sub> dV	v <sub>x</sub> v <sub>w</sub>	#	ndS
			cv	CS			(3.24)

Em palavras,

2	3	2	3	2	3
Soma líquida de todos		taxa de variação		taxa líquida de	
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7
6	7	6	7	6	7

Exemplo 3.3 Determine a força necessária para manter um balão cheio de ar quente no lugar. Considere que o balão tem as mesmas condições de exaustão do Exemplo 3.1 e a densidade do ar quente, ρ<sub>1</sub>, é constante. A densidade do ar frio ao redor do balão é designada como ρ<sub>2</sub>. Suponha que a membrana do balão tenha massa zero.

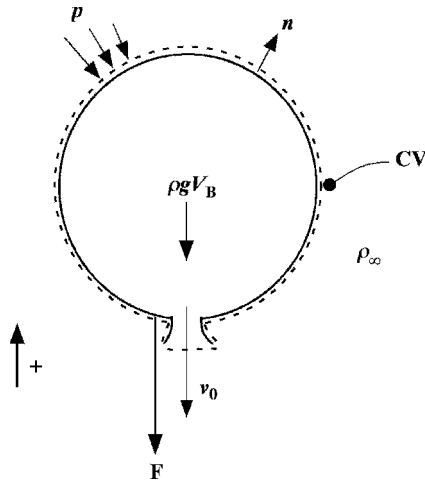


Figura 3.8 Balão quente mantido no lugar à força F

Solução Selecione um volume de controle como no Exemplo 3.1 (veja a Figura 3.8). Vamos examinar o lado direito da Equação (3.24) usando a convenção de sinais de que verticalmente para cima é positivo. Primeiro, aproximamos

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} v_x dV + 0$$

porque a velocidade do ar no balão é estacionária, exceto perto da membrana em contração e no plano de saída. Se a membrana tivesse uma massa significativa, talvez fosse necessário reconsiderar essa aproximação. No entanto, se o balão mantivesse uma forma esférica enquanto encolhesse, a simetria esférica quase cancelaria o momento vertical entre os hemisférios superior e inferior. Já que esperamos para ser mais significativo, o segundo termo torna-se

$$\int_{CV} v_x v_x dV = \int_{CV} v_x^2 dV$$

Vamos agora considerar a soma das forças para cima. É designado como a força, para baixo, necessária para manter o balão no lugar. Outra força se deve à distribuição de pressão da atmosfera fria no balão. Assumindo que a atmosfera é imóvel, as estatísticas de fluido dão a variação de pressão com a altura como

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho g$$

A pressão atua normal em toda a membrana, mas oposta à n. Essa força pode, portanto, ser expressa como

$$\int_{CS} -p n_x dS = -\int_{CS} p n_x dS$$

onde  $\mathbf{e}_z$  é o vetor unitário para cima. Podemos lutar com essa integração de superfície ou podemos recorrer ao teorema da divergência, que nos permite expressar

$$\int_{CS} \mathbf{r} \cdot \nabla p \, dV = \int_{CS} \mathbf{r} \cdot \nabla p \, dV$$

uma vez que o vetor unitário  $\mathbf{e}_z$  é constante em magnitude, ou seja,  $r \cdot \mathbf{e}_z = z$ . No entanto,

$$\mathbf{r} \cdot \nabla p = \frac{\partial p}{\partial z}$$

Portanto,

$$\int_{CS} \mathbf{r} \cdot \nabla p \, dV = \int_{CV} \frac{\partial p}{\partial z} \, dV$$

Este é um resultado muito importante que é significativo para problemas envolvendo fluidos flutuantes. Finalmente, a última força a considerar é o peso do balão constituído pela membrana sem massa e pelo ar quente:  $\rho g V_B$ .

Combinando todos os termos na Equação (3.24) dá

$$F - \rho g V_B = \rho V_B \frac{dv_z}{dt}$$

ou resolvendo para  $F$ , a força necessária,

$$F = \rho V_B \left( \frac{dv_z}{dt} + g \right)$$

O primeiro termo do lado direito é conhecido como força de empuxo, o segundo é conhecido como empuxo. Se isso fosse apenas um sopro de ar quente sem a exaustão do balão,  $w$  seria só tem a força de empuxo atuando. Neste caso não poderíamos ignorar  $dw/dt$  já que a baforada iria subir  $v_x$  unicamente devido à sua flutuabilidade, com efeitos viscosos que o retardam. O fluxo gerado por flutuabilidade é um importante mecanismo de controle em muitos problemas de incêndio.

### 3.7 Conservação de Energia para um Volume de Controle

Como antes, ignoramos a energia cinética e consideramos a Equação (2.18) como uma equação de taxa para o sistema separando a taxa de trabalho devido ao cisalhamento e eixos,  $C_s$ , e pressão,  $C_p$ . Então

$$\frac{dE_{sistema}}{dt} = \dot{Q} - \dot{W}_s + \dot{C}_p - \dot{C}_s$$

A energia interna do sistema é composta pelas contribuições de cada espécie. Portanto, é apropriado representá-lo como

$$U_{\text{eu}} = \sum_{\text{eu}} U_{\text{eu}} \quad (3.26)$$

Um ponto sutil é que as espécies ocupam sempre o mesmo volume  $V$  como a mistura. Podemos trocar as operações da soma e da integração. Então, tomando como  $V$  para um volume de sistema sempre envolvendo espécies eu, precisamos usar  $v_{\text{eu}}$  como nossa velocidade, como foi feito na Equação (3.16a), para obter

$$\frac{dU_{\text{eu}}}{dt} = \sum_{\text{eu}} \left( \frac{dU_{\text{eu}}}{dt} \right)_{\text{eu}} + \sum_{\text{eu}} U_{\text{eu}} \frac{dv_{\text{eu}}}{dt} \quad (3.27)$$

Às vezes é útil escrever a taxa de calor adicionada ao volume de controle em termos de um vetor de fluxo de calor,  $q_{\text{00}}$ , como

$$\dot{Q}_{\text{00}} = \int_{\text{CS}} \mathbf{q}_{\text{00}} \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (3.28)$$

Onde  $q_{\text{00}}$  é tomado como dirigido para fora do volume de controle ou sistema. Observe que quando aplicamos a transformação ao  $Q_{\text{00}}$  em termos não há mudança, pois o sistema coincide com o volume de controle no momento. Assim como o fluxo de massa de espécies na Equação (3.17), podemos expressar o fluxo de calor para condução pura como

$$q_{\text{00}} = -k \nabla T \quad (3.29)$$

Onde  $k$  é a condutividade térmica. Além disso,  $q_{\text{00}}$  teria um componente radiativo.

O termo trabalho de pressão também é composto por todas as espécies. No entanto, vamos primeiro considerá-lo para uma única espécie e não incluir quaisquer subscritos. Desde a ctem o convenção de 'trabalho realizado pelo sistema sobre a vizinhança' e a definição de trabalho é o produto da força pela distância movida na direção da força, podemos mostrar na Figura 3.9 que

$$\dot{W}_{\text{p}} = - \int_{\text{CS}} p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (3.30)$$

para elemento  $\Delta V$  que está deslocado. Para todas as espécies dentro do volume de controle, o trabalho de pressão total é

$$\dot{W}_{\text{p}} = - \sum_{\text{eu}} \int_{\text{CS}} p_{\text{eu}} \mathbf{v}_{\text{eu}} \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (3.31)$$

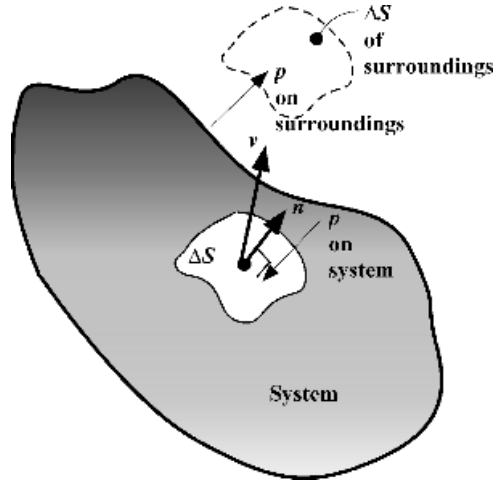


Figura 3.9 Trabalho devido à pressão sobre o ambiente

Onde  $p_{eu}$  é a pressão parcial das espécies  $eu$ . Combinando as equações (3.27), (3.28) e (3.31) na Equação (3.25) dá

$$\frac{d}{dt} \sum_{eu \in 1} \int_{CV} \rho_{eu} v_{eu} dV + \sum_{eu \in 1} \int_{CS} \rho_{eu} v_{eu} \cdot n dS = \sum_{eu \in 1} \int_{CS} q_{eu} dS \quad (3.32)$$

Apresentando a entalpia da espécie como  $h_{eu} = u_{eu} + p_{eu} v_{eu}$  e reorganizando, obtemos

$$\frac{d}{dt} \sum_{eu \in 1} \int_{CV} \rho_{eu} h_{eu} dV + \sum_{eu \in 1} \int_{CS} \rho_{eu} h_{eu} v_{eu} \cdot n dS = \sum_{eu \in 1} \int_{CS} q_{eu} dS + \sum_{eu \in 1} \int_{CS} p_{eu} v_{eu} \cdot n dS \quad (3.33)$$

Pela lei de Dalton, Equação (2.9), a pressão da mistura,  $p$ , é  $p = \sum_{eu \in 1} p_{eu}$ . O termo  $\sum_{eu \in 1} \int_{CS} p_{eu} v_{eu} \cdot n dS$  às vezes é considerado uma taxa de fluxo de calor devido ao transporte de entalpia pela espécie. (Isto não é o mesmo que  $q_{eu}$  surgindo a partir de  $S_{eu}$ , que é chamado de efeito Dufour e geralmente é insignificante na combustão.) Com exceção do entalpia termo de difusão, todas as somas podem ser representadas em propriedades de mistura desde  $h = \sum_{eu \in 1} h_{eu}$ . No entanto, é conveniente expressar as entalpias em termos de calor de formação e termos de calor específico e, em seguida, separar essas duas partes.

Da Equação (2.24) substituímos por  $h_{f,eu}$ . Sem perda de generalidade, mas para melhorar a clareza de nossa discussão, consideramos uma reação de três componentes



Em termos dos coeficientes estequiométricos molares



Vamos representar a taxa de consumo de massa do combustível por unidade de volume (de mistura) a ser  $\dot{m}_{F,r}^{000}$ . Isso é oposto à convenção de sinais adotada na Equação (3.18) na qual espécies produzidas têm sinal positivo. No entanto, é mais natural tratar  $\dot{m}_{F,r}^{000}$  como inerentemente positivo no sinal. Então

$$\dot{m}_{O_2,r}^{000} = \frac{\nu_{O_2}}{\nu_F} \frac{M_{O_2}}{M_F} \dot{m}_{F,r}^{000} \quad (3.34a)$$

e

$$\dot{m}_{P,r}^{000} = \frac{\nu_P}{\nu_F} \frac{M_P}{M_F} \dot{m}_{F,r}^{000} \quad (3.34b)$$

Substituindo na Equação (3.33) dá

$$\frac{d}{dt} \sum_{eu\#1} \chi_{eu} \left[ h_{f,eu} + \nu_{O_2} \frac{M_{O_2}}{M_F} h_{f,O_2} + \nu_P \frac{M_P}{M_F} h_{f,P} \right] + \sum_{eu\#1} \chi_{eu} \left[ \nu_{O_2} \frac{M_{O_2}}{M_F} \dot{m}_{F,r}^{000} + \nu_P \frac{M_P}{M_F} \dot{m}_{F,r}^{000} \right] = \sum_{eu\#1} \chi_{eu} \dot{m}_{eu,r}^{000} \quad (3.35)$$

Desde a  $h_{f,eu}$  é uma constante para cada espécie, podemos multiplicá-la por cada termo em sua respectiva equação de conservação das espécies, dada pela Equação (3.18). Resumindo  $eu\#1$  a 3 para todas as espécies e usando as Equações (3.19) e (3.34), obtemos

$$\frac{d}{dt} \sum_{eu\#1} \chi_{eu} \left[ h_{f,eu} + \nu_{O_2} \frac{M_{O_2}}{M_F} h_{f,O_2} + \nu_P \frac{M_P}{M_F} h_{f,P} \right] + \sum_{eu\#1} \chi_{eu} \left[ \nu_{O_2} \frac{M_{O_2}}{M_F} \dot{m}_{F,r}^{000} + \nu_P \frac{M_P}{M_F} \dot{m}_{F,r}^{000} \right] = \sum_{eu\#1} \chi_{eu} \dot{m}_{eu,r}^{000} \quad (3.36)$$

A quantidade entre parênteses é exatamente a combustão de calor em termos de massa,  $h_c$ , que segue da Equação (2.25). Agora subtraindo a Equação (3.36) da Equação (3.35), temos





onde o termo de difusão foi eliminado pela Equação (3.16a) como  $\frac{d}{dt} \int_{V_{eu}} \rho \frac{dV}{dt}$ . Finalmente, multiplicando a conservação da massa, Equação (3.13), por  $\rho$  e subtraindo da Equação (3.39), segue que

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{V_{eu}} \rho \frac{dV}{dt} - \int_{V_{eu}} \rho \frac{d\rho}{dt} dV = \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j + \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j \quad (3:40)$$

3. Fluxos e propriedades uniformes. Para o caso de fluxos discretos de massa e calor na superfície do volume de controle com temperaturas de contorno uniformes nessas regiões, a equação pode ser expressa como

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{V_{eu}} \rho \frac{dV}{dt} - \int_{V_{eu}} \rho \frac{d\rho}{dt} dV = \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j + \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j \quad (3:41)$$

Para propriedades uniformes dentro do volume de controle e fluxos na superfície de controle

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{V_{eu}} \rho \frac{dV}{dt} - \int_{V_{eu}} \rho \frac{d\rho}{dt} dV = \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j + \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j \quad (3:42)$$

Se a mistura fluida for um gás perfeito seguindo

$$pV = RmT \quad (3:43)$$

Onde R a constante do gás é dada como

$$R = c_p - c_v \quad (3:44)$$

nós podemos escrever

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{V_{eu}} \rho \frac{dV}{dt} - \int_{V_{eu}} \rho \frac{d\rho}{dt} dV = \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j + \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j \quad (3,45)$$

Alternativamente, para um gás perfeito, podemos usar a Equação (3.42) de forma modificada. O primeiro termo à esquerda pode ser expandido como

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{V_{eu}} \rho \frac{dV}{dt} = \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j + \sum_j \dot{m}_j - \sum_j \dot{m}_j \quad (3:46)$$



Figura 3.10 Um volume de controle envolvendo uma camada de fumaça em expansão em um compartimento

A conservação da massa é multiplicada por  $c_p T$  dar

$$c_p T \frac{dm}{dt} = \sum_{j \text{ rede; fora}} \dot{m}_j c_p T_j - \dot{m}_F c_p T_F \quad (3.47)$$

Subtraindo a Equação (3.47) da Equação (3.42) dá, para uma mistura gasosa perfeita com propriedades uniformes no volume de controle,

$$c_p m \frac{dT}{dt} + V \frac{dp}{dt} = \sum_{j \text{ em apenas}} \dot{m}_j c_p T_j - \dot{m}_F c_p T_F + \dot{Q}_{\text{haste}} \quad (3.48)$$

Aqui  $T$  é a temperatura uniforme no CV. As equações (3.45) e (3.48) são todas equivalentes sob as três aproximações, e ambas podem ser úteis em problemas. O desenvolvimento de equações governantes para o modelo de zona em incêndios em compartimentos é baseado nessas aproximações. As propriedades da camada de fumaça em um compartimento foram descritas selecionando um volume de controle ao redor da fumaça. A superfície do volume de controle na parte inferior da camada de fumaça se move com a velocidade do fluido. Isso é ilustrado na Figura 3.10.

**Exemplo 3.4** Descobriu-se experimentalmente que uma pluma de fogo turbulenta queima com 10 vezes o ar estequiométrico necessário até a ponta da chama. Também é medido que 20% da energia química é irradiada para os arredores da chama. O combustível é o metano, que é fornecido a 25°C e queima no ar que também está a 25°C. Calcule a temperatura média dos gases que saem da ponta da chama. Suponha calores específicos constantes e iguais e estado estacionário.

**Solução** Um volume de controle fixo é selecionado como uma forma cilíndrica com suas bases no queimador e na ponta da chama respectivamente, conforme mostrado na Figura 3.11. O raio do cilindro CV é grande o suficiente para conter todo o fluxo e os efeitos térmicos da pluma. Isso é ilustrado na Figura 3.11 com a borda ambiente das distribuições de temperatura e velocidade incluídas no CV.

Da conservação da massa, a Equação (3.15),

$$\dot{m}_{\text{in}} = \dot{m}_{\text{out}} + \dot{m}_{\text{ch}} \quad (3.15)$$

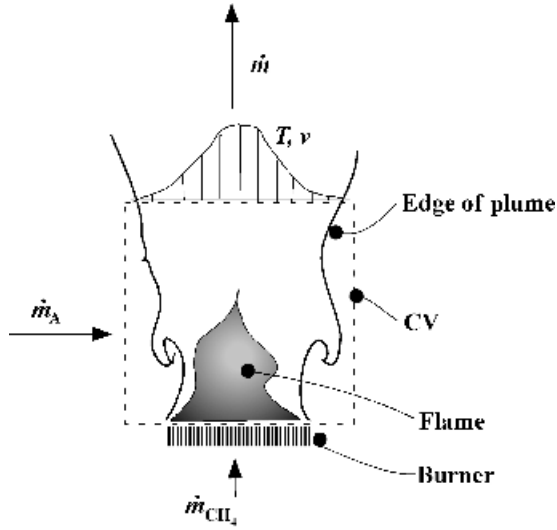


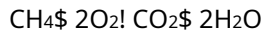
Figura 3.11 Problema de pluma de fogo

Aplique a conservação da energia, Equação (3.40). Como o volume de controle é fixo, o termo de trabalho de pressão não se aplica. O trabalho de cisalhamento ( $v$ , força de cisalhamento) é zero porque (a) o raio do volume de controle foi selecionado de modo que a velocidade e seu gradiente sejam zero na face cilíndrica; e (b) nas faces da base, a velocidade é normal a qualquer força superficial de cisalhamento. Da mesma forma, nenhum calor é conduzido na superfície cilíndrica porque o gradiente de temperatura radial é zero, e a condução é ignorada nas bases, uma vez que assumimos que os gradientes de temperatura axiais são pequenos. No entanto, o calor é perdido por radiação como

$$Q_{\text{rad}} = \dot{m}_{\text{F}} h_{\text{c}}$$

Aqui  $\dot{m}_{\text{F}}$  é definida como a taxa de produção de combustível.

O calor de combustão do metano é calculado pela Equação (2.25) ou sua contraparte em massa na Equação (3.36). Pode ser calculado a partir da reação estequiométrica envolvendo oxigênio, ou ar, ou 10 vezes ar estequiométrico sem alteração, pois qualquer diluente ou espécie que não participe da reação não contribuirá para essa energia. Portanto, usamos



e obter, usando a Tabela 2.2,

$$h_{\text{c}} = \frac{74.9 \text{ kJ} = \text{mol CH}_4}{16 \text{ g} = \text{mol CH}_4} \times \left( \frac{1 \text{ mol CO}_2}{1 \text{ mol de CH}_4} \times \frac{44 \text{ g} = \text{mol CO}_2}{16 \text{ g} = \text{mol CH}_4} + \frac{393.5 \text{ KJ} = \text{mole CO}_2}{44 \text{ g} = \text{mol CO}_2} \times \frac{2 \text{ moles H}_2\text{O}}{1 \text{ mol de CH}_4} \times \frac{18 \text{ g} = \text{mol H}_2\text{O}}{16 \text{ g} = \text{mol CH}_4} + \frac{241.8 \text{ KJ} = \text{mole H}_2\text{O}}{18 \text{ g} = \text{mol H}_2\text{O}} \right) = 50.1 \text{ kJ} = \text{g CH}_4$$

Alternativamente, poderíamos ter obtido este valor a partir de dados da literatura, conforme apresentado na Tabela 2.3.

Como temos 2 mols de oxigênio estequiométrico, devemos ter 2(4,76) mols de ar estequiométrico. Para um peso molecular do ar de 28,84 g/mol ar, calculamos

$$h = 2 \times 4,76 \text{ mols de ar} \times 28,84 \text{ g/mol de ar}$$

para cada mol de metano consumido. A taxa de massa de ar consumido é

$$\dot{m}_{\text{ar}} = \frac{2 \times 4,76 \times 28,84 \text{ g de ar}}{1 \text{ mol CH}_4 \times 16 \text{ g/mol CH}_4} \dot{m}_{\text{CH}_4}$$

A taxa de fornecimento de ar é 10 vezes estequiométrica, ou

$$\dot{m}_{\text{ar}} = 17,16 \dot{m}_{\text{CH}_4}$$

Desde a taxa de fornecimento de combustível  $\dot{m}_{\text{CH}_4}$  por definição para um estequiométrico reação, então a vazão mássica de saída é

$$\dot{m}_{\text{saída}} = 17,16 \dot{m}_{\text{CH}_4}$$

A equação de energia agora pode ser escrita a partir da Equação (3.40) como

$$\dot{m}_{\text{CH}_4} c_p T_{\text{in}} + \dot{m}_{\text{ar}} c_p T_{\text{in}} = \dot{m}_{\text{CH}_4} h_c + \dot{m}_{\text{ar}} h_c$$

Precisamos selecionar um valor adequado para  $c_p$ . Como o ar contém principalmente nitrogênio e o fluxo de saída altamente diluído também, um valor baseado em nitrogênio pode ser uma boa escolha. Da Tabela 2.1 a 600 K

$$c_p = \frac{30,1 \text{ J/mol K}}{28 \text{ g/mol}} = 1,08 \text{ J/gK}$$

Para metano a 25°C ou 298 K,  $c_p = 24 \text{ J/gK}$ . Observe que, substituindo as temperaturas neste exemplo de estado estacionário, não faz diferença se K ou Unidades C são usadas. Isso decorre da conservação da massa. No entanto, para aplicações instáveis da Equação (3.40), como usamos a lei dos gases perfeitos em que T está em K, devemos ser consistentes e usá-la através das equações. Na dúvida, use K sem erro. Substituindo:

$$17,16 \dot{m}_{\text{CH}_4} (1,08 \text{ J/gK}) T + \dot{m}_{\text{CH}_4} (24 \text{ J/gK}) T = \dot{m}_{\text{CH}_4} (298 \text{ K}) + 17,16 \dot{m}_{\text{CH}_4} (1,08 \text{ J/gK}) T$$

$$\dot{m}_{\text{CH}_4} (15,01 \text{ J/gK}) T = \dot{m}_{\text{CH}_4} (298 \text{ K})$$

OU

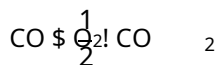
$$T\# \frac{10:8"150:1" \text{ } \$ \text{ } 1172:6"!1:08, 10\%3"!298"}{1172:6"!1:08, 10\%3"}$$

$$T\#513:0K \# 240\text{C}$$

Esta é uma temperatura média aproximada realista na ponta da chama para a maioria das plumas de fogo.

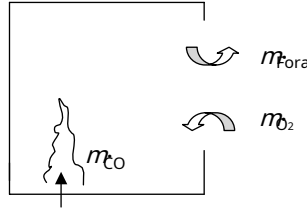
## Problemas

- 3.1A água escoava para um tanque a uma velocidade uniforme de 10 cm/s através de um bocal de área de seção transversal de 4 cm<sup>2</sup>. A densidade da água é 1 kg/m<sup>3</sup>. Há um vazamento no fundo do tanque que causa a perda de 0,5 g/s de água durante o enchimento. O tanque é aberto na parte superior, tem uma área de seção transversal de 150 cm<sup>2</sup> e tem 20 cm de altura. Quanto tempo leva para o tanque encher completamente? Para um volume de controle envolvendo a água no tanque, o processo é estacionário?
- 3.2Propano e ar são fornecidos a uma câmara de combustão para que 20 g/s de propano reajam. A reação forma H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>e CO onde a razão molar de CO para CO<sub>2</sub>é 0,1. Os gases de escape fluem a uma taxa de 360 g/s. Assumindo que o processo é estável e as condições são uniformes na saída, calcule a fração de massa de saída do CO.
- 3.3O metano é fornecido a um queimador em uma sala para um experimento a 10 g/s. As medições indicam que o fluxo de ar na porta da sala é de 800 g/s e a porta é a única abertura. A exaustão sai da sala pela parte superior da porta a uma temperatura uniforme de 400°C. Suponha que o metano queime completamente até CO<sub>2</sub>e H<sub>2</sub>O e que as condições estáveis prevalecem na sala.
- (a) Calcule a taxa de perda de calor para a vizinhança.
- (b) Calcule a fração de massa de CO<sub>2</sub>saindo do quarto.
- 3.4Flashover ocorre em uma sala, causando a geração de 200 g/s de combustível. É empiricamente conhecido que o 'rendimento' de CO é 0,08. O rendimento é definido como a massa de produto gerada por massa de combustível fornecida. A sala tem um volume de 30 m<sup>3</sup>e está ligado a um corredor fechado que tem um volume de 200 m<sup>3</sup>. As temperaturas da sala e do corredor são assumidas uniformes e constantes em 800 e 80°C respectivamente. Uma equação de estado para esses gases pode ser tomada como "T#360 kg K/m<sup>3</sup>. Taxas de fluxo de massa constantes prevalecem na janela da sala (para o ar externo) e na porta do corredor. Estas taxas de fluxo são 600 e 900 g/s respectivamente. Deduza expressões para a fração mássica de CO na sala e no corredor em função do tempo assumindo concentrações uniformes em cada região.
- 3,5O monóxido de carbono é liberado em uma sala e queima em um ambiente de oxigênio puro; por exemplo, talvez um acidente em uma estação espacial. A combustão é dada pela equação química



- (a) Qual é o combustível estequiométrico (CO) para oxigênio (O<sub>2</sub>) razão de massa, r, para esta reação?
- (b) Se a vazão de oxigênio fornecida à sala é de 500 g/s e a taxa de liberação de CO é de 200 g/s, qual é a taxa de combustão do CO?

- (c) Se a taxa de fluxo de oxigênio permanece como dada em (b), mas a taxa de liberação de CO muda repentinamente para 1000 g/s, qual é a fração mássica de CO na sala?
- (d) Para o caso (b), qual é a fração mássica de CO<sub>2</sub> saindo do quarto?

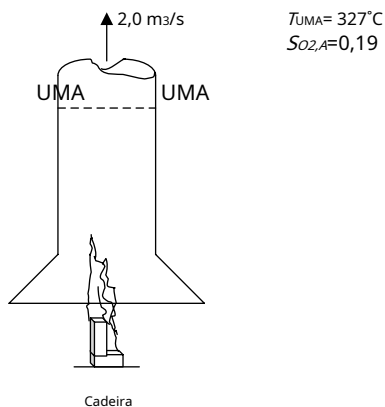


3.6 C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> é queimado com 10 vezes o ar estequiométrico em um processo de fluxo constante. A reação é completa, formando CO<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>O. O combustível e o ar são misturados a 400°C antes de entrar no combustor. O combustor é adiabático. Os calores específicos são todos constantes, c<sub>p</sub> = 1 J/g.

- (a) Calcule a razão estequiométrica de massa ar/combustível.
- (b) Calcule a razão estequiométrica de oxigênio para massa de combustível
- (c) Se a taxa de fluxo do C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> for 10 g/s, calcule a vazão de saída.
- (d) Calcule a fração mássica de oxigênio na saída.
- (e) Calcule o C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> fração de massa na entrada.
- (f) Calcule a temperatura de saída.
- (g) Calcule a entalpia por unidade de massa para o H<sub>2</sub>O(g) no fluxo de saída (em relação aos 25°C estado de referência).

3.7 Um calorímetro de consumo de oxigênio é mostrado abaixo no qual uma cadeira é queimada com todos os produtos de combustão capturados pelo sistema de exaustão.

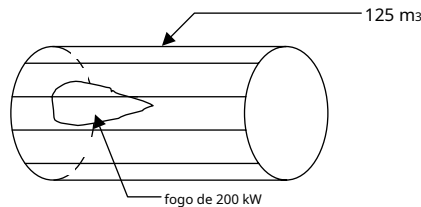
A vazão dos gases medida na chaminé na estação A é de 2,0 m<sup>3</sup>/s, e a temperatura da fração de massa e O<sub>2</sub> são 327°C e 0,19 respectivamente. Assuma condições de estado estacionário. O ar circundante para combustão está a 20°C. O calor específico do ar é 1 kJ/kg K e sua densidade é 1,1 kg/m<sup>3</sup>. Indique claramente quaisquer outras suposições necessárias para trabalhar o problema.



Calcular:

- O caudal mássico na chaminé de escape;
- a taxa de consumo de oxigênio;
- a taxa de energia química liberada pelo fogo da cadeira (use a aproximação de que 13 kJ são liberados para cada grama de  $O_2$  consumido);
- a taxa de perda de calor da chama e dos gases de exaustão até a estação A.

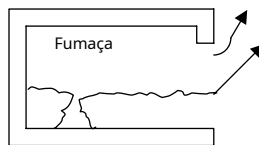
3.8 Um incêndio ocorre em uma estação espacial a 200 kW. As paredes podem ser consideradas adiabáticas e de capacidade calorífica desprezível. As temperaturas inicial e do combustível estão em 25°C. Suponha que a atmosfera da estação tenha propriedades uniformes com calores específicos constantes como dados. Suponha que os calores específicos constantes e iguais de pressão e volume constantes sejam 1,2 e 1,0 kJ/kg K, respectivamente. Realize sua análise para o volume de controle (CV) que consiste na atmosfera uniforme da estação, excluindo todos os sólidos e o combustível em seu estado sólido.



Observe que  $p = p_0$  no CV.

- Indique todas as trocas de massa para o CV mostrado e suas magnitudes.
- Aplique os princípios de conservação ao CV e determine uma equação para a temperatura da atmosfera no CV. Identifique seus termos claramente.
- Como a pressão pode ser determinada? Explique. Escreva uma equação.

3.9 No instante de tempo mostrado, a entrada de ar na pluma de incêndio é de 300 g/s, a saída de fumaça pela porta é de 295 g/s e a taxa de evaporação do combustível líquido de um derramamento queimando no chão é de 10 g/s. Qual é a taxa de massa de acúmulo de fumaça dentro da sala?



3.10 Uma cadeira queima em uma sala, liberando 500 kW, e o calor de combustão da cadeira é estimado em 20 kJ/g. As condições do fogo e da sala podem ser consideradas estáveis. As taxas de fluxo de ar em uma porta e através de uma janela são 200 e 100 g/s, respectivamente. Suponha que a sala seja adiabática. Os gases têm calores específicos constantes e iguais  $c_p = 1,5$  kJ/kg K. O ar ambiente é 25°C e o combustível da cadeira gaseifica a 350°C. Calcule a temperatura média dos gases do ambiente. Contabilize todos os termos e mostre todo o trabalho.



3.11 Um forno usava ar pré-aquecido para melhorar sua eficiência. Determine a temperatura adiabática da chama (em K) quando o forno está operando em uma razão massa ar/massa combustível de 16. O ar entra a 600 K e o combustível entra a 298 K. Use as seguintes propriedades aproximadas:

Todos os pesos moleculares são constantes em 29 g/g mol.

Todos os calores específicos são constantes em 1200 J/kg K.

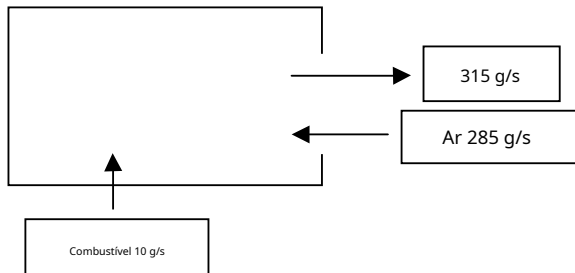
Entalpia de formação: zero para ar e todos os produtos, 4, 107 J/kg para o combustível.

3.12 O gás metano queima com o ar em uma sala fechada, mas com vazamento. O vazamento na sala garante que a pressão da sala permaneça igual à atmosfera circundante, que é de 10<sup>5</sup> Pa e 20°C. A sala é adiabática e não há perda de calor para as superfícies limítrofes. Quando o metano queima, o fluxo sai apenas da sala. Suponha que o gás na sala esteja bem misturado. Sua temperatura inicial é 20°C e seu volume é 30 m<sup>3</sup>. A potência do fogo durante esta combustão é Q<sub>̇</sub> = 30 kW. O calor específico da mistura é constante e igual a 1 J/g K. (Sugestão: pV = nRT, Onde R = (8,314 J/mol K)/(29 g/mol), 1 N/m<sup>2</sup> = 1 Pa, 1 N = 1 kg m/s<sup>2</sup> e 1 J = 1 N m.)

(a) Mostre que a vazão mássica de saída é Q<sub>̇</sub> = c<sub>p</sub>T, Onde T é a temperatura do gás na sala.

(b) Calcule a temperatura na sala após 2 segundos de combustão.

3.13 Uma sala tem vazões mássicas de combustível, ar e produtos do fogo em um instante de tempo no fogo, como mostrado no desenho.



Dados:

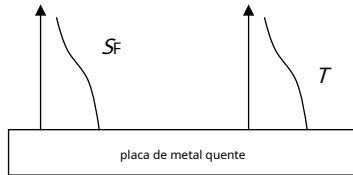
Volume da sala	28,8 m <sup>3</sup>
Temperatura ambiente	35°C
Densidade ambiente	1,18 kg/m <sup>3</sup>
Calor de combustão	24 kJ/g
Temperatura de entrada do gás combustível	300°C
Temperatura do gás de saída	275°C
Fração de massa de oxigênio de saída	0,11
Calor específico a pressão constante	1,3 J/g K (o mesmo para todas as espécies)

Assuma pressão constante e um volume de controle do gás ambiente pode ser considerado para incluir propriedades uniformes.

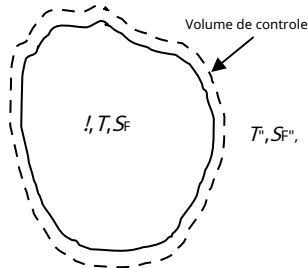
- (a) Calcule a taxa de variação temporal da densidade do gás ambiente.
- (b) Calcule a taxa de transferência de calor dos gases do ambiente e diga se é uma perda ou um ganho.

3.14O heptano derrama em uma placa de metal muito quente, fazendo com que seu vapor quente se misture com o ar. Em algum momento a mistura de vapor de heptano e ar atinge uma condição que pode causar autoignição.

No esboço,  $T$  é a temperatura da mistura e  $S_F$  é a fração mássica do vapor de heptano.



A autoignição deve ser investigada examinando as condições locais em um pequeno volume na mistura para ver qual temperatura e fração de massa de combustível são necessárias nas vizinhanças imediatas. Para permitir apenas a ignição. Aqui vamos supor que o pequeno volume de fluido contido em um volume de controle tem propriedades uniformes:  $\rho$ , densidade;  $T$ , temperatura;  $S_F$ , fração de massa de combustível;  $c_p$  calor específico e constante para todas as espécies. Além disso, a pressão é constante e a difusão de calor e massa de combustível ocorre entre o fluido reagente no volume e sua vizinhança em condições fixas.



Para o volume de controle, o fluxo de calor na fronteira é dado como  $q_{out} = h_c A_c (T - T_1)$ , o fluxo de massa de difusão que fornece a reação é dado como  $\dot{m} = h_m A_c (Y_{F,1} - S_{F,1})$ , de onde vem o calor e princípios de transferência de massa  $h_c = c_p$ . Deixar  $V$  seja o volume e a área da superfície do volume de controle. A taxa de reação por unidade de volume é dada como  $\dot{A}_c Y_{F,1} e^{-E/RT}$  para o combustível neste problema.

Execute o seguinte:

- (a) Escreva a conservação de massa, espécies de combustível e energia para este volume de controle. Mostre seu desenvolvimento.
- (b) Mostre, para difusão de massa de combustível como desprezível nas equações de conservação de massa e energia (somente), que a conservação de espécies (combustível) e energia pode ser escrita como

$$\rho \frac{dS_F}{dt} = -\frac{h_m A_c}{V} (Y_{F,1} - S_{F,1}) S_F$$

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{h_c A_c}{V} (T - T_1) - \frac{h_m A_c}{V} S_F e^{-E/RT}$$

(c) Mostre sob condições estáveis que

$$S_{F,1} = \frac{C_p}{h_c} (T - T_1)$$

(Dica: use a parte (b) aqui.)

(d) Considere  $S_{F,1}$  estar em seu valor estequiométrico para uma mistura com ar. Para heptano,  $C_7H_{16}$ , indo para a combustão completa, calcule  $S_{F,1}$  da equação estequiométrica.

(e) Usando uma análise gráfica computacional para heptano, calcule o seguinte (use o resultado da parte (b) e os dados abaixo):

(eu)  $T_1$ , a temperatura mínima para permitir a autoignição;

(ii)  $S_F$ , a fração mássica do combustível inflamada;

(iii) identificar os pontos de queima constante e calcular a temperatura da chama para o ambiente mantido em  $T_1$  da parte (e)(i).

Suponha uma esfera de volume constante que reage tendo um raio ( $r$ ) de 1 cm ( $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ ;  $S = 4\pi r^2$ ) usando os seguintes dados:

Pré-exponencial,  $U = 0$ ,  $10^9 \text{ g} = \text{m}^3 \text{ s}$

Energia de ativação,  $E = 160 \text{ kJ/mol}$  ( $R = 8.314 \text{ J/mol K}$ )

Calor de combustão,  $h_c = 41.2 \text{ kJ/g}$

Calor específico,  $c_p = 1.1 \text{ J/gK}$

Condutividade,  $k = 0.08 \text{ W/mK}$

Coefficiente de transferência de calor,  $h_c = k/r$

Fração de massa de combustível circundante,  $S_{F,1} = 0.069$

# 4

## Chamas pré-misturadas

### 4.1 Introdução

Uma chama pré-misturada é uma reação química na qual o combustível e o oxigênio (oxidante) são misturados antes de queimarem. Em uma chama de difusão, o combustível e o oxigênio são separados e devem se unir antes de queimar. Em ambos os casos devemos ter o combustível e o oxidante juntos para queimar. A termodinâmica pode dizer o que acontece quando eles queimam, desde que conheçamos a equação química. Podemos colocar um combustível gasoso e oxigênio juntos, mas nada pode ocorrer. Mesmo os requisitos de equilíbrio químico da termodinâmica provavelmente não garantem a ocorrência de uma reação química. Para responder à questão de saber se uma reação ocorrerá, devemos entender a cinética química, o assunto relacionado à velocidade da reação e seus fatores dependentes.

Examinaremos vários aspectos das chamas pré-misturadas:

1. O que determina se uma reação ocorre?
2. Qual é a velocidade da reação na mistura combustível-oxidante?
3. O que determina a extinção da reação?

Discutiremos apenas as misturas gasosas, mas os resultados podem ser aplicados a misturas combustível-oxidante na forma líquida e sólida. O combustível em estado de aerossol também pode ser aplicado. Em altas velocidades, os efeitos de compressibilidade serão importantes. Em velocidades de frente de reação maiores que a velocidade do som, uma frente de choque precederá a frente de reação. Tal processo é conhecido como detonação, em comparação com as velocidades da frente de reação abaixo da velocidade sônica que são chamadas de deflagrações. Só investigaremos a velocidade de partida em condições laminares. Além deste ponto, pode-se considerar o assunto como se movendo do fogo para a explosão. O assunto da explosão é excluído aqui. No entanto, os meios para evitar um risco potencial de explosão não são excluídos.

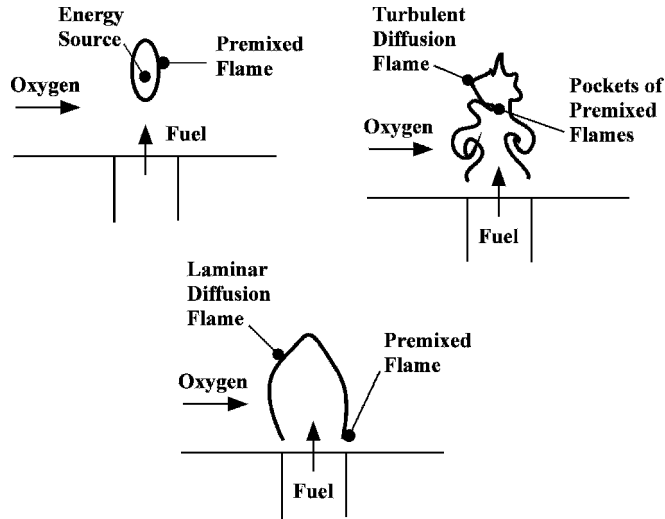


Figura 4.1 Chamas pré-misturadas e de difusão

Embora o fogo envolva principalmente o estudo e as consequências das chamas de difusão, as chamas pré-misturadas são precursoras importantes. Para iniciar uma chama de difusão, devemos primeiro ter uma chama pré-misturada. Em regiões onde uma chama de difusão está próxima a uma parede fria, é provável que tenhamos uma chama intermediária pré-misturada. Mesmo em uma chama de difusão turbulenta, algum estado de chama pré-misturada deve existir (veja a Figura 4.1).

## 4.2 Taxa de Reação

Existem muitos mecanismos moleculares e atômicos para a promoção de uma reação química. Um catalisador é uma substância que não participa da reação, mas a promove. Um radical é uma espécie instável que procura elétrons, pois as moléculas estão colidindo e se ligando em um caminho complexo até o final da reação. A temperatura está diretamente relacionada com a energia cinética das moléculas e sua taxa de colisão. Esta descrição microscópica é descrita de forma muito aproximada por uma equação empírica de taxa cinética global. A base para isso é atribuída a Svante Arrhenius [1], que mostrou que o comportamento térmico para a taxa é proporcional a  $e^{-E_a/RT}$ , onde  $R$  é a constante universal do gás e  $E_a$  é chamada de energia de ativação com unidades de kJ/mol.  $E_a/RT$  é adimensional. O significado é que quanto menor o seu valor, mais fácil é para uma reação química ser iniciada termicamente. Apesar da aparente restrição para a lei do gás perfeito, a relação também é usada para descrever taxas químicas em sólidos e líquidos. Intuitivamente, a velocidade de uma reação química deve depender das concentrações de combustível e oxidante na mistura. Uma expressão geral da taxa de reação, que é frequentemente usada para combinar o efeito das etapas de reação complexas necessárias, é dada por

$$r = k_f [A]^m [B]^n e^{-E_a/RT}$$

"4:1a#

Tabela 4.1 Taxas gerais de reação para combustíveis queimando no ar (de Westbrook e Dryer [2])<sub>uma</sub>

Combustível	Fórmula	B	E(kcal/mol)	n	m
Metano	CH <sub>4</sub>	8:3 e 10 <sup>5</sup>	30,0	10,3	1,3
Etano	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1:1 e 10 <sup>12</sup>	30,0	0,1	1,65
Propano	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	8:6 e 10 <sup>11</sup>	30,0	0,1	1,65
n-Hexano	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	5:7 e 10 <sup>11</sup>	30,0	0,25	1,5
n-Heptano	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	5:1 e 10 <sup>11</sup>	30,0	0,25	1,5
Octano	C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	4:6 e 10 <sup>11</sup>	30,0	0,25	1,5
Metanol	CH <sub>3</sub> OH	3:2 e 10 <sup>12</sup>	30,0	0,25	1,5
Etanol	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	1:5 e 10 <sup>12</sup>	30,0	0,15	1,6

uma Aqui a constante de velocidade é dada por

$$\frac{d'F}{dt} = k' F(n'O_2(m))$$

onde [ ] implica concentração molar da espécie em mol/volume,

$$k) Be!E="RT\#$$

Isso se compara à Equação (4.1a) com

$$\frac{B_{n,m} \cdot M_{O_2}^{n-1}}{M_{F,m}}$$

ou

$$m_{O_2} \cdot \frac{E}{R} = T \cdot \ln \left( \frac{A}{k' F^n} \right) \tag{4.1b}$$

Isso é comumente chamado de equação de Arrhenius. A Tabela 4.1 fornece valores típicos para combustíveis em termos da constante de velocidade específica, k. Na Equação (4.1),  $m_{O_2}$  é considerado positivo para taxa de massa de combustível consumido por unidade de volume. A partir de agora, no texto adotaremos essa nova convenção de sinais para evitar o sinal de menos que estávamos carregando no Capítulo 3. A quantidade  $UMA$  é chamado de fator pré-exponencial e deve ter unidades apropriadas para dar a unidades para  $m_{O_2}$ . Os expoentes  $n$  e  $m$  assim como  $UMA$  deve ser obtido por meio de experimentos meios. A soma " $n + m$ " é chamada de ordem da reação. Frequentemente, uma reação de ordem zero é considerada e será suficiente para nossos propósitos de tutorial.

Valores ilustrativos para uma reação de ordem zero são dados como segue:

$$U_m = 10^{13} \text{ g} = m_3 \text{ s}$$

e

$$E = 160 \text{ kJ} = \text{mol}$$

(Este valor para  $UMA$  é um tanto arbitrário, pois pode variar de cerca de  $10^5$  a  $10^{15}$ .) A Tabela 4.2 fornece uma faixa de valores para  $m_{O_2}$ . A tabulação mostra uma forte sensibilidade à temperatura. É claro que entre 298 e 1200 K há uma mudança significativa. Em unidades de energia, para um calor típico de combustão de um combustível gasoso de 45 kJ/g, temos cerca de 50 e 106 ou 50 kJ =  $m_3 \text{ s}$  a 1200 K. Uma caloria ou 4,184 J pode aumentar 1  $m_3 \text{ s}$  de

Tabela 4.2 Produção típica de combustível para uma taxa de arrhenius de ordem zero

T[K#	E="RT#	exp!E="RT#(	$m_{,000}F;T$ "g=m3s#	Liberação de energia "W=cm3#
298	64,6	9:0 e 10!30	9:0 e 10!17	0:40 e 10!17
600	32.1	1:18 e 10!14	1:2 e 10!11	0:53 e 10!12
1200	16,0	1:08 e 10!17	1:1 e 10!6	0:53 e 10!5
1600	12,0	5:98 e 10!16	6:0 e 10!7	0:27 e 10!7
2000	9.6	6:62 e 10!15	6:6 e 10!8	0:30 e 10!8
2500	7,7	4:54 e 10!14	4:5 e 10!9	0:20 e 10!9

água 1 K. Aqui temos 50.000 J liberados em 1 cm<sup>3</sup> para cada segundo. Em 298 K isso é imperceptível (0:4 e 10!17)=cm<sup>3</sup>s) e a 600 K ainda não é perceptível (0:54 e 10!12)=cm<sup>3</sup>s).

A combustão às vezes é descrita como uma reação química que libera energia significativa na forma de calor e luz. É fácil ver que para esta reação de Arrhenius, representativa de combustíveis gasosos, a ocorrência de combustão por esta definição pode ser definida para alguma temperatura crítica entre 600 e 1200 K.

### 4.3 Autoignição

Elevar uma mistura de combustível e oxidante a uma determinada temperatura pode resultar em uma reação de combustão de acordo com a equação de taxa de Arrhenius, Equação (4.1). Isso dependerá da capacidade de sustentar uma temperatura 'crítica' e da concentração de combustível e oxidante. À medida que a reação prossegue, usamos combustível e oxidante, de modo que a velocidade diminuirá de acordo com Arrhenius. Consequentemente, em algum momento, a combustão cessará. Vamos ignorar o efeito da concentração, ou seja, vamos tomar uma reação de ordem zero, e examinar o conceito de uma temperatura 'crítica' para a combustão. Seguimos uma abordagem devido a Semenov [3].

Uma mistura gasosa de combustível e oxidante é colocada em um recipiente fechado de volume fixo. Considere o recipiente como um condutor perfeito de calor com espessura desprezível. As propriedades da mistura gasosa são uniformes no recipiente. É claro que, à medida que o vaso se torna grande em tamanho, o movimento do fluido pode levar a não uniformidade das propriedades. Ignoraremos esses efeitos. Assumindo calores específicos constantes e iguais, adotamos a Equação (3.45) para um volume de controle envolvendo o volume constante, vaso de massa fixa (Figura 4.2):

$$mc \frac{dT}{dt} = Q_{\text{in}} - Q_{\text{out}} - \dot{m}_p \Delta h_c \quad (4.2)$$

O termo de calor adicionado é dado em termos de um coeficiente de transferência de calor por convecção,  $h$ , e superfície,  $S$ ,

$$Q_{\text{in}} = hS(T_1 - T) \quad (4.3)$$

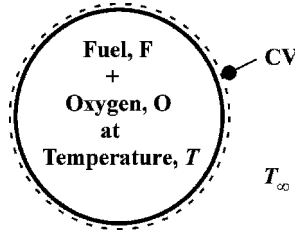


Figura 4.2 Autoignição em vaso fechado

Na verdade, esperamos  $T > T_1$  devido à liberação de energia química, então esta é uma perda de calor. Escrevemos esta perda como

$$Q_{eu} = hS(T - T_1) \tag{4.4}$$

A taxa de liberação de energia química é escrita como

$$Q_R = m_0 \rho_r V k_c \tag{4.5}$$

Então podemos escrever

$$m c_v \frac{dT}{dt} = Q_R - Q_{eu} \tag{4.6}$$

A Figura 4.3 tenta mostrar o comportamento desses termos em que  $Q_{eu}$  é apenas aproximadamente representado para a dependência de Arrhenius na temperatura. Para um determinado combustível e seus cinética associada,  $Q_{eu}$  é uma função única da temperatura. No entanto, o termo de perda de calor depende da área da superfície do vaso. Na Figura 4.3, vemos as curvas para aumentar

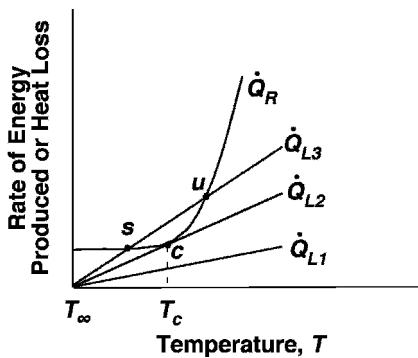


Figura 4.3 Competição de perda de calor e liberação de energia química



navios de tamanho  $S_1; S_2; S_3$  para uma constante  $h$ . Onde não temos interseção de  $Q_{eu} > Q_{R}$ ,  $Q_R > Q_{eu}$  pela Equação (4.6)  $dT = dt > 0$ . Isso significa que a temperatura continua a subir a uma taxa crescente pela diferença entre as curvas. Isso geralmente é chamado de fuga térmica ou explosão térmica. Por outro lado, quando as curvas se cruzam, devemos ter  $dT = dt = 0$  pela Equação (4.6) ou uma solução de estado estacionário. Duas interseções são possíveis para a reação de ordem zero. Aquele rotulado  $T_c$  é estável, enquanto que rotulado  $T_{c2}$  é instável. Isso pode ser visto impondo pequenas mudanças na temperatura em torno de  $T_c$ . Por exemplo, uma pequena perturbação de temperatura positiva em  $T_c$  dá  $Q_{eu} > Q_R$  então  $dT = dt > 0$ , e a temperatura imposta será forçada a voltar ao  $T_c$ . Da mesma forma, pequenas mudanças de temperatura em torno do ponto  $T_{c2}$  causarão uma fuga  $dT = dt < 0$  ou uma gota para  $T_c$ .

A condição crítica é dada pelo ponto  $T_c$  sendo a temperatura crítica. Isto deve-se notar que a taxa crítica de perda de calor,  $Q_{eu}$  depende não apenas do tamanho da embarcação, mas também na temperatura ambiente,  $T_1$ . Assim, a inclinação e a interseção de  $Q_{eu}$  dentro da Equação (4.4), como tangente a  $Q_R$ , dará um diferente  $T_c$ . Veremos que o Arrhenius O caráter da velocidade da reação levará a  $T_c \propto T_1$ . Isso é chamado de temperatura de autoignição. A análise matemática deve-se a Semenov [3].

Uma análise matemática aproximada é considerada para estimar a dependência funcional das propriedades do gás e do tamanho do vaso na temperatura de autoignição. Prevemos que  $T_c$  estará perto de  $T_1$ , então escrevemos

$$e^{-E/RT_c} \exp\left(\frac{E}{RT_1} \frac{T_1}{T_c - T_1}\right) = \exp\left(\frac{E}{RT_1} \frac{T_1}{T_c - T_1}\right) \exp\left(\frac{E}{RT_1} \frac{T_1}{T_c - T_1}\right) \quad (4.7)$$

Desde a  $T_c - T_1 \ll T_1$  espera-se que seja pequeno, aproximamos

$$\frac{T_c - T_1}{T_1} \approx \frac{E}{RT_1} \frac{T_1}{T_c - T_1} \quad (4.8)$$

onde estes são os dois primeiros termos de uma série de potências infinitas. Em seguida, definindo

$$\alpha = \frac{T_c - T_1}{T_1} \quad (4.9)$$

$$e^{-E/RT_c} = e^{-E/RT_1} \exp\left(\frac{E}{RT_1} \frac{T_1}{T_c - T_1}\right) \quad (4.10)$$

das Equações (4.7) a (4.9). Como  $\alpha$  é adimensional, é útil tornar a Equação (4.2) adimensional. Examinando as dimensões de

$$\frac{dT}{dt} + hS(T - T_1) = 0$$

um tempo de referência pode ser definido como

$$t_c = \frac{V C_v}{h S} \tag{4.11}$$

Fisicamente,  $t_c$  é proporcional ao tempo necessário para que os gases no recipiente percam sua energia armazenada para a vizinhança por convecção. Vamos definir um tempo adimensional como

$$\theta = \frac{t}{t_c} \tag{4.12}$$

Agora a Equação (4.2) pode ser escrita com a aproximação para  $e^{E/RT}$  como

$$\frac{d\theta}{d\theta} = e^{-\theta} \tag{4.13}$$

Onde

$$\theta = \frac{h V A e^{E/RT_1}}{h S T_1} \frac{E}{RT_1} \tag{4.14}$$

é uma quantidade adimensional. A equação pode ser resolvida com  $\theta = 0$  para dar o aumento de temperatura para um determinado  $\theta$ . O aumento em  $\theta$  de seu valor inicial está diretamente relacionado a  $\theta$ , um número Damkohlar.

Estamos interessados aqui apenas em saber se a combustão ocorrerá. Da Figura 4.3, precisamos examinar o ponto  $c$ . Em termos da Equação (4.13), temos as formas adimensionais de  $Q_{\infty}$  e  $Q_{\infty} e^{-\theta}$  no lado direito. Traçamos duas quantidades,  $\theta$  e  $e^{-\theta}$ , contra  $\theta$  na Figura 4.4. A condição crítica  $c$  é denotado pela tangência das duas quantidades. Matematicamente, isso requer que cada quantidade e suas inclinações sejam iguais em  $c$ . Conseqüentemente,

$$e^{-c} = \theta_c \tag{4.15}$$

e

$$e^{-c} = \theta_c \tag{4.16}$$

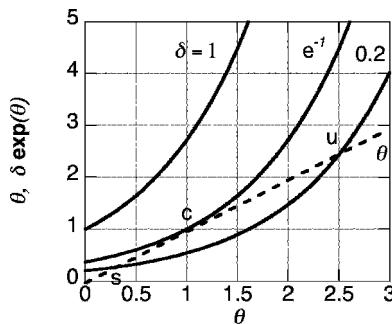


Figura 4.4 Condições para a ignição automática

Dividindo a Equação (4.15) pela Equação (4.16) dá

$$T_c \approx T_1 \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right) \quad (4.17)$$

e então segue que

$$\ln\left(\frac{T_c}{T_1}\right) = -\frac{E}{RT_1} \quad (4.18)$$

Para um determinado tamanho de embarcação, as Equações (4.14) e (4.18) fornecem o valor mínimo de  $T_1$  para causar autoignição. Este valor,  $T_{1,c}$ , é a temperatura mínima necessária e é chamada de temperatura de autoignição. A dependência dos parâmetros químicos,  $A$ ,  $E$ ,  $h_c$ , bem como o tamanho estão claramente contidos no parâmetro  $\Phi$ . Além disso, das Equações (4.9) e (4.17),

$$\frac{T_c}{T_1} = \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right) \quad (4.19)$$

que de acordo com a Tabela 4.1 sugere um valor para  $T_c$  de aproximadamente  $T_c = 30 T_1$  acima de um  $T_1$  de 600 K, ou seja

$$\frac{T_c}{T_1} = \exp\left(-\frac{8314 \text{ J/mol K} \cdot 600 \text{ K}}{160 \times 10^3 \text{ J/mole}}\right) = \frac{1}{32} \quad (4.20)$$

ou  $T_c \approx 6180 \text{ mil}$ .

Como podemos ver, o valor  $T_c$  está muito próximo do valor  $T_{1,c}$  necessário para iniciar a combustão. Dispositivos práticos, representativos do sistema na Figura 4.2, podem regular  $T_1$  até que a ignição seja reconhecida, por exemplo, ASTM E 659 [4]. A Tabela 4.3 fornece algumas temperaturas de autoignição (AIT) medidas típicas. Há uma tendência de queda do AIT à medida que a pressão aumenta.

Tabela 4.3 Temperaturas de autoignição (a 25°C e 1 atm, geralmente em condições estequiométricas no ar) (de Zabetakis [5])

Combustível	AIT (°C)
Metano, CH <sub>4</sub>	540
Etano, C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	515
Propano, C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	450
n-Hexano, C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	225
n-Heptano, C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	215
Metanol, CH <sub>3</sub> OH	385
Etanol, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	365
querosene	210
Gasolina	+ 450
JP-4	240
Hidrogênio, H <sub>2</sub>	400

### 4.4 Ignição pilotada

Muitas vezes a combustão é iniciada em uma mistura de combustível e oxidante por uma fonte localizada de energia. Essa fonte pode ser um arco elétrico (ou faísca) (movimento de partículas carregadas em um fluido ou plasma) ou uma pequena chama. Porque a faísca ou pequena chama aumentaria localmente a temperatura da mistura (como T<sub>1</sub> no caso de autoignição), este caso é definido como ignição pilotada. A maior parte da mistura permanece em T<sub>1</sub>, bem abaixo do AIT.

Para ilustrar o processo de ignição pilotada, consideramos uma centelha cilíndrica de raio, r, e comprimento, l, descarregado em uma mistura estequiométrica de combustível e ar. Um volume de controle que envolve a faísca é mostrado na Figura 4.5, onde ela pode se expandir no aquecimento para corresponder à pressão ambiente, p<sub>1</sub>. A equação de energia governante para este sistema isobárico é tirada da Equação (3.45), onde p<sub>1</sub>, m<sub>1</sub> e

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \frac{q_{000} V}{h S} T_1 \tag{4.21}$$

Onde q<sub>000</sub> é a taxa de ignição de energia fornecida por unidade de volume e h é uma condutância eficaz, k = r, como a condutividade térmica da mistura. Esta é uma análise aproximada como nas Equações (4.2) a (4.5), exceto que adicionamos a energia da faísca e aproximamos uma perda de calor por condução em vez de por convecção. Introduzindo as mesmas variáveis adimensionais, pode-se mostrar que

$$\frac{dT}{dt} = \frac{q_{000} V}{h S T_1} \frac{E}{RT} \tag{4.22}$$

onde q<sub>000</sub> = h S r<sup>2</sup> com %, a difusividade térmica, k = ρ c<sub>p</sub>, e V = 2 r l e S = 2 r l como aproximações. Examinando a definição de %, Equação (4.14), ela pode ser reconhecida como a razão de duas vezes

$$\frac{t}{t_R} \tag{4.23}$$

Onde t<sub>R</sub> é o tempo necessário para a perda de condução, ou tempo de difusão térmica, e t é o tempo de reação química:

$$t_R = \frac{\rho c_p T_1}{E} \frac{1}{h S} \tag{4.24}$$

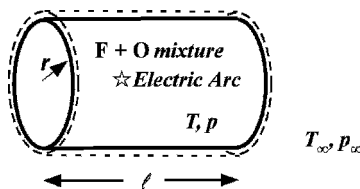


Figura 4.5 Ignição por faísca

Tabela 4.4 Energia mínima de faísca para inflamar misturas estequiométricas no ar (a 25, C, 1 atm) (de várias fontes)

Combustível	Energia (mj)
Metano	300
n-Hexano	290
Hidrogênio	17

A solução crítica segue como nas Equações (4.15) a (4.18):

$$c = 1\% \frac{q_{000V}}{hST_1} \frac{E}{RT} \quad 1\% \frac{q_{000r2}}{2kT_1} \frac{E}{RT} \tag{4:25a}$$

e

$$c = e \frac{q_{000r2}}{2kT_1} \frac{E}{RT} \tag{4:25b}$$

Portanto, o valor mínimo de  $E$  para causar ignição é menor para um sistema sob o aquecimento de um 'piloto' em comparação com a autoignição, por exemplo, Equação (4.18).

Analogamente à Figura 4.4, o ponto de tangência,  $c$ , correspondente  $R_{ds}$  para uma energia mínima de faísca. Isso geralmente foi medido em termos de energia  $q_{000V}$  para a duração da faísca. A Tabela 4.4 fornece algumas energias típicas de faíscas. Enquanto a energia mínima de faísca elétrica é geralmente encontrada na faixa de 10 a 1000mj, a densidade de potência de uma faísca nestes experimentos é maior que 1 MW/cm<sup>3</sup>. A Figura 4.6 mostra a energia mínima de faísca necessária para inflamar o metano em uma variedade de misturas inflamáveis. Dentro do

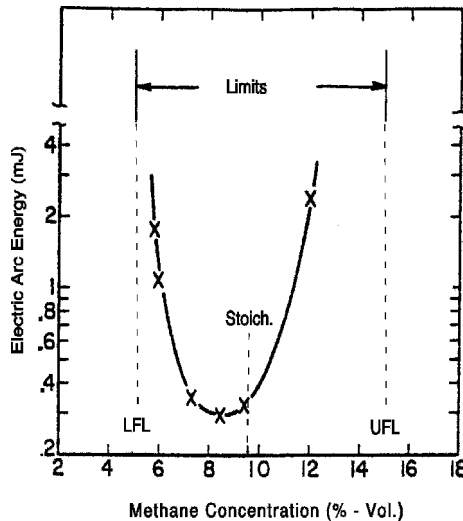


Figura 4.6 Curva de inflamabilidade e limites de inflamabilidade para misturas de metano-ar à pressão atmosférica e 26, C (tirado de Zabetakis [5])

Curva em forma de U, temos misturas que podem ser inflamadas para uma energia de faísca suficientemente alta. A partir da Equação (4.25) e da dependência da cinética em ambas as temperaturas e concentrações dos reagentes, é possível ver porque a curva experimental pode ter esta forma. A menor energia de centelha ocorre perto da mistura estequiométrica de  $X_{CH_4} \approx 9,5\%$ . Em princípio, deve ser possível usar a Equação (4.25) e os dados da Tabela 4.1 para calcular esses limites de inflamabilidade, mas as complexidades dos gradientes de temperatura e fluxos induzidos devido à flutuabilidade tendem a tornar essa análise apenas qualitativa. A partir da teoria descrita, é possível ilustrar o processo como um estado quase estacionário  $dT=dt=0$ . Da Equação (4.21) o termo de liberação de energia representado como

$$Q_R = m_{00} \dot{h}_c V \tag{4.26}$$

e o termo de perda líquida como

$$Q_{L,0} = h_s (T_1 - T_0) V \tag{4.27}$$

pode ser esboçado em função da temperatura da mistura reagente. Neste retrato, nós estão ignorando gradientes espaciais, exceto por seu efeito na parte da perda de calor  $Q_{L,0}$ . Como mostrado na Figura 4.7,  $Q_R$  primeiro aumentará acentuadamente devido à dependência da temperatura de Arrhenius,  $e^{E/RT}$ , mas depois diminuirá devido à redução dos reagentes. O termo de perda líquida pode ser aproximado como linear em  $T_1$ , com  $T_1$  representativo de um ambiente de partida

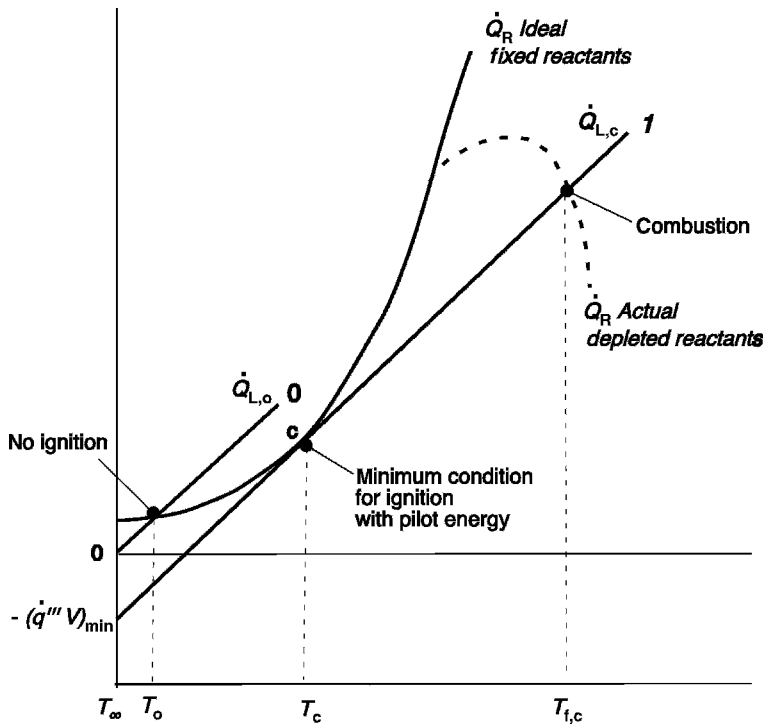


Figura 4.7 Descrição qualitativa da energia mínima necessária para a ignição

temperatura (por exemplo, 26, C e 1 atm como na Figura 4.6). A curva de perda líquida rotulada 1 tem uma interseção estável correspondente a  $T_f$ , uma temperatura de chama. Para este protrayal, os reagentes teriam que ser continuamente fornecidos em uma concentração correspondente a esta interseção. Se eles não fossem reabastecidos, o fogo se apagaria  $Q_{\text{R}} \rightarrow 0$ . Curva 1 corresponde a uma energia de ignição (faísca) superior ao valor mínimo. A curva 1 fornece o resultado crítico de ignição onde duas temperaturas de solução,  $T_c$  e  $T_{f,c}$  são possíveis. No problema dinâmico  $dT = dt$  é sempre maior que zero porque  $Q_{\text{R}} > Q_{\text{L}}$  e  $Q_{\text{L}} > Q_{\text{c}}$  vizinhança. Portanto, a solução estável fisicamente plausível será a condição de incêndio em  $T_{f,c}$ . Qualquer valor menor de  $Q_{\text{L}}$  resultará em uma interseção correspondente a  $T_0$ , uma diferença muito pequena e imperceptível de  $T_1$  (ver curva 0). Esta interseção é estável e não um estado de combustão. Aqui, deve-se enfatizar que as escalas de coordenadas na Figura 4.7 são não lineares (por exemplo, logarítmicas), e os resultados quantitativos só podem ser vistos fazendo cálculos.

Em termos adimensionais, existe um valor crítico para  $\beta$  (número Damkohler) que torna a ignição possível. Da Equação (4.23), isso significa qualitativamente que o tempo de reação deve ser menor que o tempo necessário para a difusão do calor. O pulso da energia da faísca deve ser pelo menos maior que o tempo de reação. Além disso, o tempo para autoignição a uma dada temperatura  $T_1$  está diretamente relacionado ao tempo de reação de acordo com Semenov (conforme relatado na Referência [5]) por

$$\tau_{\text{auto}} = \frac{E}{RT_1} \beta$$

onde  $\beta = R \cdot 22 \text{ cal/mol K}$  é uma constante empírica para a mistura específica. Teoricamente,  $\beta$  teria alguma pequena dependência  $T_1$ , ou seja,  $\log T_1$ , como seguiria da Equação (4.24). Por isso,  $\tau_{\text{auto}} = \tau_{\text{ret}} \cdot \beta$  para ignição pilotada.

#### 4.5 Velocidade da Chama, $S_{\text{voc}}$

A inflamabilidade é definida para uma mistura de combustível e oxidante quando ocorre uma propagação sustentada após a ignição. Este resultado para uma dada mistura depende da temperatura, pressão, perdas de calor e efeitos de escoamento, nomeadamente devido à gravidade. A velocidade dessa propagação também depende se o fluxo permanece laminar ou se torna turbulento e se excede a velocidade do som. Para velocidades abaixo da velocidade do som para o meio, o processo é chamado de deflagração. O aumento de pressão na região de queima é relativamente baixo para uma deflagração. No entanto, para uma detonação - velocidades maiores que a velocidade do som - o aumento de pressão é considerável. Este é o resultado de uma onda de choque que deve se desenvolver antes da região de combustão para acomodar as leis de conservação. Não discutiremos as detonações em detalhes. No entanto, discutiremos o início de um processo de deflagração em uma mistura gasosa que pode ser considerada como ocorrendo sem perdas de calor. Essa velocidade ideal da chama é chamada de velocidade de queima e é designada por  $S_{\text{voc}}$ . Especificamente,  $S_{\text{voc}}$  é definida como a velocidade normal de uma região de combustão plana adiabática (laminar) medida em relação à mistura de gás não queimado.  $S_{\text{voc}}$ , nesta idealização, pode ser tratado como uma propriedade da mistura combustível-oxidante, mas só pode ser medido de forma aproximada. Valores medidos típicos de  $S_{\text{voc}}$  são mostrados na Figura 4.8, cujo pico para uma mistura ligeiramente rica em combustível. Valores máximos típicos de  $S_{\text{voc}}$  (25, C, 1 atm) no ar

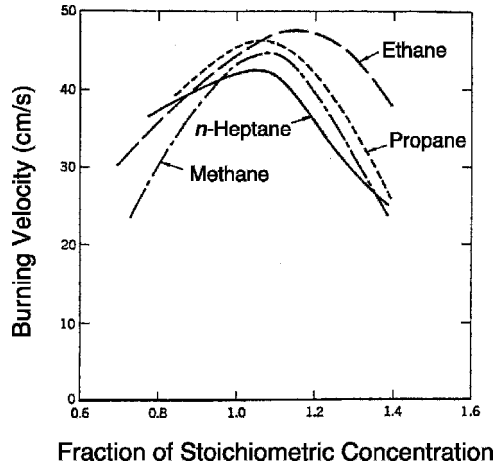


Figura 4.8 Velocidades de queima típicas (tiradas de Zabetakis [5])

são ligeiramente inferiores a 1 m/s com acetileno a 1,55 m/s e hidrogênio a 2,9 m/s (que na verdade atinge um pico em uma razão de equivalência de 1,8). Em contraste, as velocidades de detonação podem variar de 1,5 a 2,8 km/s. Efeitos de turbulência e pressão podem acelerar uma chama para uma detonação.

### 4.5.1 Técnicas de medição

As Figuras 4.9(a) e (b) mostram duas estratégias de medição para medir  $S_{\text{você}}$ . Um é um bico de Bunsen e o outro é um bico descrito por Botha e Spalding [6]. No

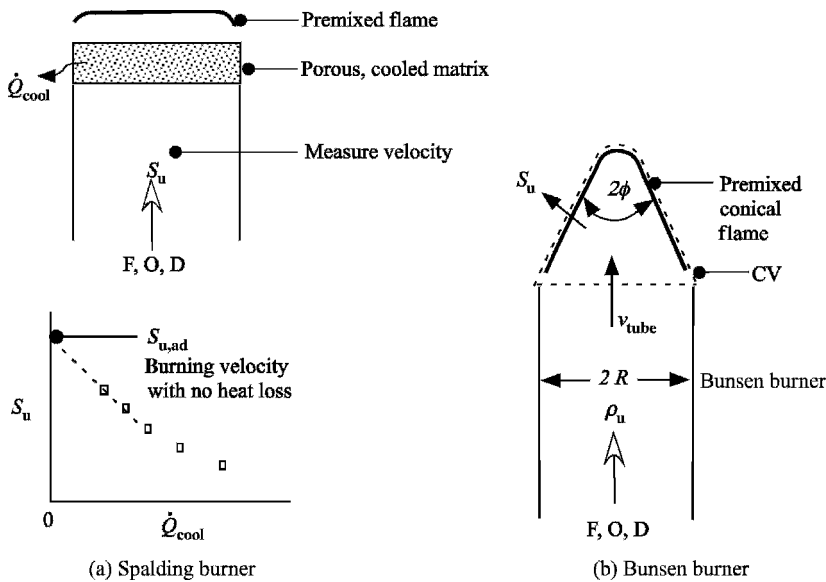


Figura 4.9 Queimadores para medir  $S_{\text{você}}$



bico de Bunsen o ângulo cônico da chama  $\theta$  e a velocidade média da mistura não queimada  $v_{nc}$  no tubo pode dar aproximadamente  $v_{nc}$ :

$$v_{nc} = v_{c} \frac{1 - \cos \theta}{2}$$

"4:29#

No queimador Spalding, uma chama plana e plana se destaca da superfície de uma matriz porosa resfriada. Os dados são compilados para dar  $v_{nc}$  medida pela velocidade na alimentação do queimador, para manter uma chama estável, para uma determinada taxa de resfriamento medida. Ao plotar esses dados de modo a extrapolar para uma condição de resfriamento zero, obtém-se  $v_{nc}$  em condições quase adiabáticas.

Em ambos os arranjos experimentais, para uma dada mistura, existe uma velocidade única no duto  $v_{nc}$  que corresponda à velocidade de queima. No queimador Spalding, esta é a velocidade de queima adiabática (ou a verdadeira  $v_{nc}$ ). Se  $v_{nc} > v_{nc}$  a condição não é estável e a chama irá explodir ou se afastar da saída do duto até que uma velocidade reduzida a montante corresponda  $v_{nc}$ . Se  $v_{nc} < v_{nc}$ , a chama se propagará no duto a uma velocidade em que a velocidade da chama é  $v_{nc}$ . Este fenômeno de propagação upstream é conhecido como flashback. Não é um efeito desejável, pois a chama pode se propagar para uma câmara maior de gases inflamáveis e a maior liberação de energia pode resultar em um aumento de pressão destrutivo. Um projeto de segurança apropriado deve evitar tal resultado.

## 4.5.2 Teoria aproximada

A capacidade de prever  $v_{nc}$  é limitado pelos mesmos fatores usados para prever os limites de autoignição ou inflamabilidade. No entanto, uma análise aproximada considerada pela primeira vez por Mallard e Le Chatelier em 1883 [7] pode ser útil para estimativas quantitativas.

Considere uma região de combustão planar em um duto adiabático que é fixo no espaço e é constantemente abastecido com uma mistura de combustível (F), oxidante (O) e diluente (D) na velocidade  $v_{nc}$ . Esta condição define  $v_{nc}$  e está representado na Figura 4.10. O processo é dividido em duas etapas:

- I. Uma região de pré-aquecimento na qual a transferência de calor da chama leva a mistura não queimada à sua temperatura crítica para ignição,  $T_{ig}$ . Isso é muito parecido com o que ocorreu na descrição da ignição automática e pilotada, exceto que o calor é fornecido pela própria chama.
- II. O segundo estágio é a região onde uma energia química significativa é liberada. Isso é percebido como uma chama.

A fronteira entre essas duas regiões não é nítida, mas pode ser reconhecida.

Aplicamos as leis de conservação a dois volumes de controle que envolvem essas regiões. Como não há variação na área, a conservação da massa (Equação (3.15)) dá, para a mistura não queimada (u) e o produto queimado (b),

$$\rho_u v_{nc} = \rho_b v_b$$

"4:30#

ou o fluxo de massa, onde  $\dot{m}_0$  é constante.

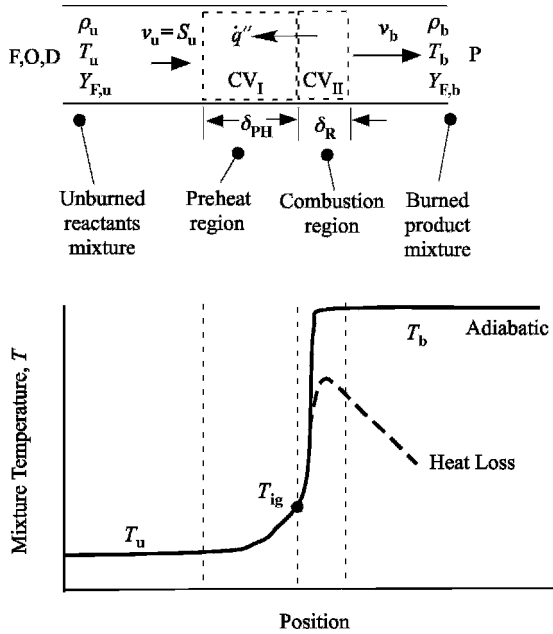


Figura 4.10 Teoria da velocidade de queima

A conservação de energia aplicada a CV<sub>eu</sub> requer um conhecimento da temperatura de 'ignição',  $T_{ig}$ , e o calor transferido para a região de pré-aquecimento,  $q_{00}$ . Assumimos que os efeitos da radiação são desprezíveis e aproximamos esse fluxo de calor como

$$q_{00} \approx k \frac{dT}{dx} \approx k \frac{T_b - T_{ig}}{\delta_R} \tag{4.31}$$

Estamos apenas buscando uma teoria aproximada, uma vez que um resultado analítico simples mais preciso não é possível. Buscamos apenas uma estimativa de ordem de magnitude e insights sobre as variáveis importantes. Com esta aproximação, a equação de energia para CV<sub>eu</sub> é

$$\rho_{você} S_{você} c_p (T_{ig} - T_{você}) \approx k \frac{T_b - T_{ig}}{\delta_R} \tag{4.32}$$

Em relação às propriedades como constantes, avaliadas na condição de mistura não queimada, as Equações (4.30) e (4.32) se combinam para dar

$$S_{você} \approx \frac{k}{\rho_{você} c_p} \frac{T_b - T_{ig}}{T_{ig} - T_{você}} \tag{4.33}$$

onde a difusividade térmica,  $k$ , é  $k = \rho c_p \alpha$ . Como uma estimativa de ordem de grandeza, podemos considerar  $T_{ig}$  como uma temperatura de autoignição típica  $\approx 525^\circ\text{C}$ ,  $T_{você} \approx 25^\circ\text{C}$  e  $T_b$  como um

temperatura de chama adiabática +2000.C. Portanto,

$$\frac{T_b!T_{ig}}{T_{ig}!T_{você}} * \frac{1500}{500} \$3$$

No entanto, \$você é tipicamente 0,5 m/s e % é tipicamente 2 e 10!5m2=s#. Assim, a espessura da chama é estimada como

$$\$R+ "3# \frac{"2 e 10!5m2=s#}{"0:5m=s#} \$12 e 10!5m + 10!4m$$

ou a chama é aproximadamente da ordem de 0,1 mm de espessura. Isso seria consistente com a chama laminar de um bico de Bunsen ou maçarico de oxiacetileno.

Para obter mais informações sobre o efeito da cinética na velocidade da chama, escrevemos a equação da energia para o volume de controle CVII como

$$!vocêSvocêCp" Tb!T_{ig}#\$m_{000}F!hc\$R!q_0^0 \tag{4.34}$$

Podemos fazer a mesma aproximação para \$q\_0\$, como na Equação (4.31), e substitua por \$R usando a Equação (4.33). Pode ser mostrado que

$$Svocê\$ \frac{"T_b!T_{ig}#\$m_{000}F!hc}{!vocêCp" Tb!T_{você}\#} \&1=2 \tag{4.35}$$

Como antes, desde \$T\_{ig}\$ não é conhecido com precisão, aproximamos

$$\frac{T_b!T_{ig}}{T_{ig}!T_{você}} * \frac{1500}{500} \$3$$

e substituir para estimar a velocidade da chama como

$$Svocê^* \frac{3!h_{cm_{000}}}{!vocêCp" Tb!T_{você}\#} \$1=2 \tag{4.36}$$

A constante 3 é uma estimativa de ordem de grandeza que depende da análise para o modelo da Figura (4.10).\*Além disso, a taxa de queima \$m\_{000}\$ Fe a propriedades % ec deve ser avaliada em alguma temperatura média apropriada. Por exemplo, na Equação (4.34), a expressão mais correta para \$m\_{000}\$ F\$R é

$$Z\$ \int_0^R \frac{m_{000} dx}{T_{ig}} = \frac{Z_{T_0} m_{000}}{T_{ig}} \int_0^R \frac{dT}{dx}$$

\* Uma análise assintótica para uma grande energia de ativação ou pequena zona de reação obtém 2 em vez de 3 para a constante [8].

ou

$$m_{oc} \frac{R T_b m_{000}}{T_{oc} T_b} \frac{F dT}{T_{ig}} = \dot{Q}_R$$

4.5.3 Resultados de combustível enxuto

Para nossas estimativas e o volume de controle adiabático na Figura 4.10, \$T\_b\$ deve ser a temperatura de chama adiabática. Considere um caso de combustível pobre em que nenhum excesso de combustível deixa o volume de controle. Todo o combustível é queimado. Então, pela conservação das espécies,

$$\dot{V}_{oc} S_{F,u} = \dot{m}_{000} F \tag{4.37}$$

Além disso, a conservação de energia para todo o volume de controle "I" dá

$$\dot{V}_{oc} S_{oc} C_p T_b + \dot{m}_{000} F h_c = \dot{Q}_R \tag{4.38}$$

Combinando essas equações dá

$$C_p T_b + \frac{\dot{m}_{000} F h_c}{\dot{V}_{oc} S_{F,u}} = \frac{\dot{Q}_R}{\dot{V}_{oc} S_{F,u}} \tag{4.39}$$

para o caso adiabático de combustível pobre. Então a Equação (4.36) pode ser escrita como

$$\frac{S_{oc}}{S_{F,u}} = \frac{3 m_{000}}{\dot{V}_{oc} S_{F,u}} \tag{4,40}$$

onde isso se aplica a condições de baixo consumo de combustível e \$T\_b\$ é a temperatura de chama adiabática dada pela Equação (4.39). Esses resultados mostram que a velocidade da chama depende da cinética e da difusão térmica. Quaisquer efeitos turbulentos aumentarão a difusão térmica e a área de superfície de modo a aumentar a velocidade da chama. Quaisquer perdas de calor diminuirão a temperatura e, portanto, a taxa de queima e a velocidade da chama. De fato, se as perdas de calor forem suficientes, uma solução para a Equação (4.38) pode não ser possível. Vamos investigar essa possibilidade.

4.5.4 Efeitos de perda de calor e extinção

Considere todo o volume de controle na Figura 4.10, mas agora o calor é perdido para a vizinhança na temperatura da mistura não queimada, \$T\_{voc}\$. Tal análise foi descrita por Meyer [9]. A conservação de energia para todo o volume de controle é

$$\dot{V}_{oc} S_{oc} C_p T_b + \dot{m}_{000} F h_c - \dot{Q}_{perda} = \dot{Q}_R \tag{4.41}$$

Considere o caso da economia de combustível, no qual a Equação (4.37) se aplica. Substituindo dá

$$\frac{\dot{Q}_R}{\dot{m}_{000} F h_c} = \frac{C_p T_b + \frac{\dot{m}_{000} F h_c}{\dot{V}_{oc} S_{F,u}}}{S_{F,u}} \tag{4.42}$$

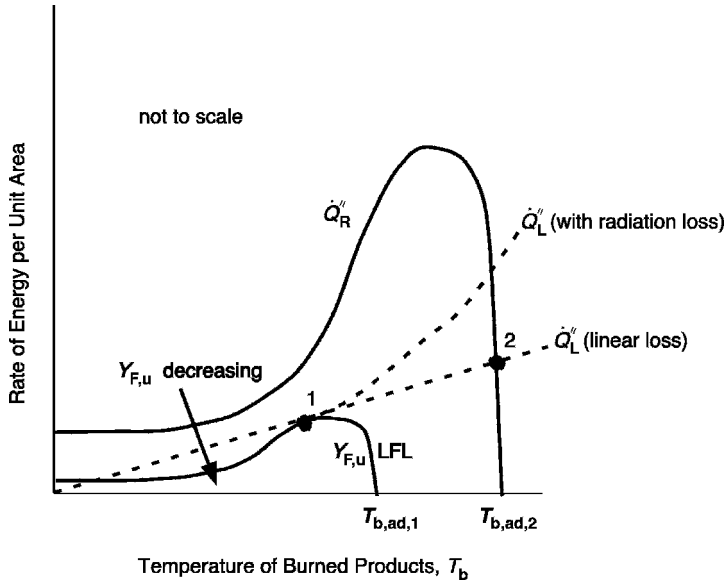


Figura 4.11 Solução para velocidade de chama constante

Observe que quando  $Q_{00} = 0$ ,  $T_b$  é a temperatura de chama adiabática. Podemos considerar esta equação como um equilíbrio entre a energia líquida liberada e a energia perdida:

$$Q_{R,00} = \dot{m}_F \dot{h}_F - \dot{m}_P \dot{h}_P = \dot{m}_F c_p (T_b - T_{voc\hat{e}}) \tag{4.43a}$$

e

$$Q_{R,00} = \frac{k(T_b - T_{voc\hat{e}})}{\delta} \text{ ou } Q_{R,00} = h(T_b - T_{voc\hat{e}}) \tag{4.43b}$$

que aproxima a perda de calor de uma diminuição linear na temperatura do produto. A espessura da chama pode ser aproximada da Equação (4.33) como

$$\delta \approx \frac{3\lambda}{S_{v,oc\hat{e}}} \tag{4.44}$$

$S_{v,oc\hat{e}}$  retirado da Equação (4.36). Então a temperatura de chama constante pode ser formada equacionando as Equações (4.43a) e (4.43b).

A Figura 4.11 contém um esboço qualitativo do  $Q_{R,00}$  e  $Q_{L,00}$  e curvas em função de  $T_b$ . Na faixa de combustível pobre,  $S_{F,u}$  é maior na mistura estequiométrica. Para tal caso, uma interseção das curvas fornece uma solução de propagação constante, representada como 1. O

\* As perdas de calor dos produtos de combustão na Figura 4.10 são devidas à condução e radiação.

temperatura está abaixo da temperatura de chama adiabática para a mistura estequiométrica. Como  $S_{F,u}$  for diminuído, um ponto de tangência ocorrerá para algum valor. Esta é a concentração de combustível mais baixa para a qual uma propagação constante é possível. Qualquer diminuição adicional de  $S_{F,u}$  não permitirá a propagação mesmo que a ignição seja alcançada. O valor crítico da condição de tangência para esta concentração de combustível é chamado de limite inferior de inflamabilidade (LFL). Esta condição é representada como 2 na Figura 4.11, e a interseção com o eixo horizontal de energia zero é a temperatura adiabática da chama no limite inferior. Esta análise é análoga ao problema de autoignição definido pela Equação (4.5), no qual aqui

$$m_{00} \frac{dT}{dt} = Q_{R,00} - Q_{e,u} \tag{4.45}$$

e a qualquer momento  $Q_{R,00} < Q_{e,u}$  e a temperatura diminui. No limite inferior, qualquer perturbação para aumentar as perdas de calor levará à extinção. Assim, vemos que há um limite inferior de concentração, no lado magro, abaixo do qual a propagação constante não é possível. À medida que a concentração de combustível é aumentada acima da estequiometria no lado rico, a incompletude da combustão será reduzida. Daí isso vai diminuir  $T_e$  a taxa de queima, causando efeito semelhante e levando à extinção. Essa concentração crítica rica em combustível é chamada de limite superior de inflamabilidade (UFL).

### 4.6 Diâmetro de têmpera

Na análise anterior, a perda de calor foi considerada como sendo da chama para o gás circundante. Se um sólido estiver presente, ele introduzirá alguma perda de calor. Isso será examinado em termos de propagação de chama em um duto. Para um duto de grande diâmetro, uma chama em movimento só pode ser afetada em suas bordas, onde pode ocorrer perda de calor para a parede do duto. Essa região afetada é chamada de distância de quenching. Para um duto de pequeno diâmetro, o diâmetro do duto que não permite a propagação da chama é chamado de diâmetro de têmpera,  $D_q$ .

O processo de propagação de chama constante em um sistema pré-misturado é representado na Figura 4.12 para um volume de controle móvel delimitando a região de combustão  $\delta_R$ . A perda de calor neste caso é considerada apenas para a parede do duto. Com  $h$  como o coeficiente de transferência de calor por convecção, a taxa de perda pode ser escrita como

$$Q_{e,u} = h D \delta_R (T_b - T_c) \tag{4.46}$$

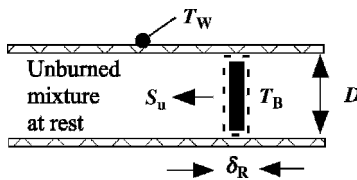


Figura 4.12 Análise de distância de têmpera

Onde  $T_b$  é aproximado como uniforme sobre  $r \leq r_c$  a temperatura da parede. Para fluxo laminar totalmente desenvolvido em um duto de diâmetro  $D$ , o número de Nusselt é uma constante de

$$\frac{hD}{k} = 3.66 \tag{4.47}$$

de acordo com a literatura de transferência de calor [10]. (Observe que em escoamento totalmente desenvolvido o perfil de velocidade é parabólico e zero na parede, então efeitos viscosos também terão influência na velocidade da chama. Estamos ignorando este efeito de perfil em nosso modelo unidimensional.)

O balanço de energia para este problema pode ser expresso pela Equação (4.45) com  $Q_{00}$  dado na Equação (4.43a) como antes e  $Q_{00}$  dado a partir das Equações (4.47) e (4.48) como

$$Q_{00} = \frac{3.66k}{D} \frac{D^2}{4} (T_b - T_c) \tag{4.48}$$

Novamente  $Q_R$  segue da Equação (4.44) e  $Q_L$  da Equação (4.36). As soluções de equilíbrio para propagação constante são esboçadas na Figura 4.13. Apenas as curvas de perda dependem de  $D$ . Por  $D > D_Q$ , duas interseções são possíveis em  $s$  e  $u$ . A primeira,  $s$ , é uma solução estável, uma vez que qualquer perturbação na temperatura,  $T_b$ , fará com que o estado seja revertido para  $s$ . Por exemplo, se  $T_b > T_{b,s}$ ,  $Q_{00} > Q_R$  e  $dT/dt < 0$  da Equação (4.45). Então  $T_b$  vai diminuir até  $T_{b,s}$  é atingido. A interseção em  $u$  pode se mostrar instável e, portanto, fisicamente irreal. O ponto  $Q$  corresponde ao menor diâmetro que ainda dará uma solução estável. Por  $D < D_Q$ ,  $dT/dt < 0$  sempre, e qualquer ignição não

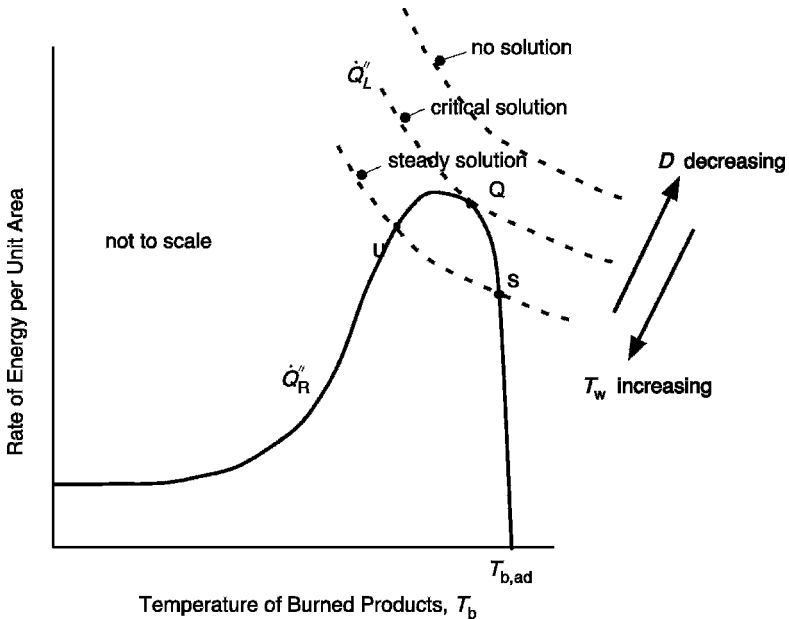


Figura 4.13 Solução de distância de temperatura

Tabela 4.5 Velocidade da chama e diâmetro de têmpera

Combustível	S <sub>você</sub> , Máximo (no ar) (m/s)	D <sub>Q</sub> , Estequiométrico (no ar) (mm)
Hidrogênio	2,9	0,64
Acetileno	1,5	2,3
Metano	0,52	2,5

levar a uma temperatura adequada para a propagação. Qualquer aumento na temperatura da parede, T<sub>C</sub> > T<sub>você</sub>, terá uma tendência para permitir a propagação.

Ao igualar Q<sub>0</sub> = R<sub>Q\_00</sub> eu, com as seguintes aproximações uma relação entre S<sub>você</sub> e D<sub>Q</sub> é sugerido. A partir do esboço da Figura 4.13, o termo positivo em Q<sub>00</sub> é mais dominante perto da solução, Q, então seja T<sub>b</sub>\*T<sub>mania</sub>. Portanto

$$Q_{R_0} = m_{F_0} \rho_{F_0} h_c$$

e para T<sub>C</sub> > T<sub>você</sub>,

$$Q_{R_0} = 14:64k \frac{T_{mania} \rho_{F_0} h_c}{D_Q}$$

Então

$$D_{Q^*} = \frac{14:64k T_{f, de Anãncios} T_{você} \rho_{F_0} h_c}{m_{F_0} \rho_{F_0} h_c} \tag{4.49}$$

Da Equação (4.36),

$$D_{Q^*} = \frac{6:6\%}{S_{você}} \tag{4.50}$$

Isso parece seguir qualitativamente os dados da literatura, conforme ilustrado na Tabela 4.5.

A distância de têmpera é de importância prática na prevenção de retorno de chama por meio de um supressor de chamas. Este dispositivo de segurança é simplesmente uma matriz porosa cujos poros estão abaixo da distância de têmpera em tamanho. No entanto, deve-se tomar cuidado para manter o supressor de chamas frio, pois pela Equação (4.49) um aumento em sua temperatura reduzirá a distância de têmpera.

A distância de extinção também está relacionada à distância de afastamento da chama representada na Figura 4.14. Esta é a distância mais próxima que uma chama pré-misturada pode chegar à superfície.

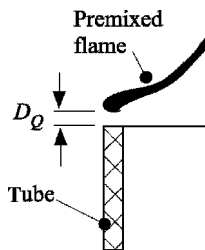


Figura 4.14 Distância de afastamento



Mesmo em uma chama de difusão, a região próxima a uma superfície torna-se uma chama pré-misturada, pois o combustível e o oxigênio podem se unir nessa região 'extinguida'.

## 4.7 Limites de inflamabilidade

Na Figura 4.6 há duas assintóticas verticais aparentes onde nenhuma mistura inflamável é possível, independentemente do tamanho da fonte de energia de ignição. Esses limites dados em concentração de combustível são definidos como o menor "X<sub>eu</sub>" e superior "X<sub>você</sub>" # llimites de amabilidade. Eles são normalmente dados em termos de concentrações molares (ou volume) e dependem para uma determinada mistura (por exemplo, combustível no ar ou combustível no oxigênio e uma espécie aditiva) da temperatura e pressão. Essa demarcação também depende da natureza do aparelho de teste e das condições do teste na prática. Geralmente, os dados são reportados a partir de um teste padrão desenvolvido pelo US Bureau of Mines [11], que consiste em um acendedor de faísca na base de um tubo de vidro aberto de 2 polegadas de diâmetro. A inflamabilidade é definida para uma mistura uniformemente distribuída se uma chama sustentada se propaga verticalmente pelo tubo. Fora das regiões inflamáveis, uma faísca pode conseguir produzir uma chama, mas pela definição de inflamabilidade, ela não continuará a se propagar na mistura. Como a inflamabilidade, como inflamabilidade, pode depender do fluxo e dos efeitos de transferência de calor, não pode ser considerada uma propriedade única da mistura. Deve ser considerado como algo dependente das condições de teste. No entanto, os valores relatados para os limites de inflamabilidade superior e inferior têm um valor útil nas considerações de projeto de segurança contra incêndio e podem ser usados com alguma generalidade.

Um diagrama útil para mostrar o efeito da fase do combustível e da temperatura da mistura na inflamabilidade é mostrado na Figura 4.15. A região de autoignição é caracterizada como uma reação de combustão em toda a mistura nas temperaturas e concentrações indicadas. Fora desse domínio de temperatura, apenas a ignição pilotada é possível, e a inflamabilidade é manifestada por uma reação de combustão em propagação através da mistura. Em temperaturas suficientemente baixas, o combustível gasoso na mistura pode existir como um líquido. Os estados de saturação descrevem a concentração de combustível gasoso em equilíbrio com seu líquido. Em outras palavras, esta é a concentração de vapor na superfície do combustível líquido, digamos no ar, na temperatura dada. Lembre-se de que essa saturação (ou pressão parcial da mistura) é apenas uma função da temperatura para uma substância pura, como combustíveis líquidos de componente único. A menor temperatura inflamável para um combustível líquido no ar é conhecida como ponto de fulgor (FP).

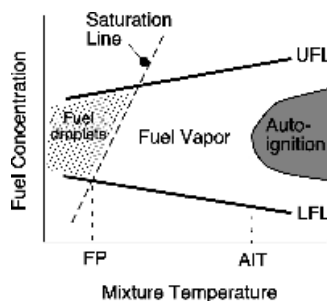


Figura 4.15 Efeito da temperatura na inflamabilidade para uma determinada pressão (retirado de Zabetakis [5])

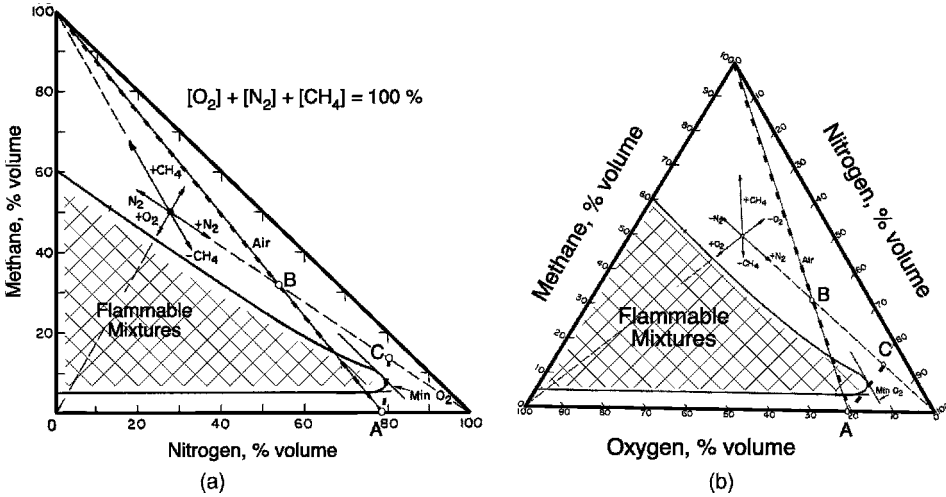


Figura 4.16 Diagrama de inflamabilidade para sistemas de três componentes a 26.C e 1 atm (retirado de Zabetakis [5])

No entanto, se o combustível estiver na forma de gotículas no ar, pode ser inflamável em temperaturas abaixo do ponto de fulgor. O tamanho da gota também desempenhará um papel nessa região do aerossol.

Zabetakis [5] descreve dois tipos de diagramas de inflamabilidade úteis para analisar misturas de três componentes consistindo em (1) combustível, (2) oxidante e (3) inerte (diluente) ou retardante de fogo. Por exemplo, uma espécie inerte pode ser nitrogênio ou dióxido de carbono que pode servir para diluir o combustível após sua adição à mistura. Um terceiro corpo retardador de fogo é, por exemplo, tetrafluoreto de carbono  $\text{CF}_4$ . Um retardante de fogo dilui e inibe a reação de combustão desempenhando um papel químico. Um formato retangular ou triangular pode ser usado para representar a inflamabilidade desse sistema de três componentes. As Figuras 4.16(a) e (b) ilustram  $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ . As características de cada diagrama são:

1. Cada ponto deve somar 100% em concentração molar:  $X_{\text{CH}_4} + X_{\text{O}_2} + X_{\text{N}_2} = 100\%$ .
2. A concentração de cada espécie em um estado no diagrama é lida paralelamente ao seu locus de concentração zero.
3. Uma espécie é adicionada movendo-se em direção ao seu vértice a 100% de concentração.
4. A linha aérea sempre tem  $\text{O}_2$  e  $\text{N}_2$  concentração igual à do ar.

Exemplo 4.1 Tomamos um exemplo de O Manual do SFPE descrito por Beyler [12].

Um vazamento de metano preenche uma área de 200 m<sup>3</sup> ambiente até que a concentração de metano seja de 30% em volume. Calcule quanto nitrogênio deve ser adicionado à sala antes que o ar possa ser permitido no espaço.

Solução Suponha que o processo ocorra a temperatura e pressão constantes e a Figura 4.16 se aplica. A suposição de pressão constante exige que, à medida que o metano vaza para a sala, a pressão não seja aumentada, como ocorreria em um processo de volume constante,

ou seja  $p_{RT} = V$ . Assim, à medida que o ar é adicionado, o volume dos gases na sala deve aumentar; portanto, esses gases vazam para fora da sala (B).

Assumimos ainda que a mistura na sala está bem misturada. Em geral, isso não será verdade, pois o metano é mais leve que o ar e, em seguida, formará uma camada no teto. Sob esta condição não misturada, diferentes estados de inflamabilidade existirão na sala. O estado misto é dado por B na Figura 4.16(b):

$$B: \quad X_{CH_4} = 30\%; \quad X_{O_2} = 21\%; \quad X_{N_2} = 49\%$$

Nós adicionamos  $N_2$  uniformemente à mistura, movendo-se ao longo da linha B-C em direção a 100%  $N_2$ . A menor quantidade de  $N_2$  antes que o ar possa ser adicionado com segurança é encontrado localizando o estado C exatamente quando a adição de ar não cruza mais a região da mistura inflamável. Isso é mostrado pelo processo B-C e C-A na Figura 4.16(b):

$$C: \quad X_{CH_4} = 13\%; \quad X_{O_2} = 5\%; \quad X_{N_2} = 82\%$$

Portanto, o estado C é encontrado, mas a conservação da massa para a espécie  $N_2$  deve ser usado para encontrar a quantidade de  $N_2$  adicionado.

Considere o volume de controle definido pelas linhas tracejadas em C. Empregar a Equação (3.23):

$$m \frac{dS_{N_2}}{dt} - \dot{m}_{N_2} S_{N_2} = 0$$

Onde  $S_{N_2}$  é a fração de massa do  $N_2$  na mistura do quarto,  $m$  é a massa da sala em um vácuo mássica de  $N_2$  adicionado. Não há reação química envolvendo  $N_2$  então o lado direito da Equação (3.23) é zero. Além disso, a difusão de  $N_2$  foi negligenciado nas correntes de entrada e saída porque é razoável assumir gradientes desprezíveis de concentração de nitrogênio nas direções de fluxo. A massa da mistura pode mudar durante o processo B-C. Expressando em termos de densidade  $\rho$  e volume da sala  $V$ :

$$m = \rho V$$

Pela lei dos gases perfeitos para a mistura:

$$\rho = \frac{p}{RT} M$$

ou  $\rho$  depende apenas do peso molecular da mistura,

$$M = \sum_i X_i M_i$$

Para o estado B:

$$M_B = 0.30(16) + 0.21(32) + 0.49(28) = 24.7$$

e para o estado C:

$$M_C = 0.13(16) + 0.05(32) + 0.82(28) = 26.6$$

Portanto, é razoável aproximar a densidade como constante. Com esta aproximação podemos integrar a equação diferencial. Deixamos  $\frac{dy}{dt} = \frac{m_{N_2} y}{V}$  e  $\int_{y_0}^{y_1} \frac{1}{y} dy = \int_{t_0}^{t_1} \frac{m_{N_2}}{V} dt$ . Então

$$\frac{dy}{dt} = \frac{m_{N_2} y}{V}$$

onde  $y_0 = 0,543$  e  $y_1 = 0,616$  e  $t_0 = 0$  e  $t_1 = 24,7$  e  $\int_{t_0}^{t_1} \frac{m_{N_2}}{V} dt = 0,82$  e  $\int_{y_0}^{y_1} \frac{1}{y} dy = 0,863$ . Por isso

$$\ln \frac{0,616}{0,543} = \frac{R_{t_{final}} m_{N_2}}{V}$$

se nós representarmos  $m_{N_2}$  como uma taxa de fluxo volumétrico de  $N_2$ , então o volume de nitrogênio adicionado (a  $p = 1 \text{ atm}$ ,  $T = 26^\circ\text{C}$ ) é

$$V_{N_2} = \int_0^{Z_{t_{final}}} m_{N_2} dt$$

ou

$$V_{N_2} = \frac{V \ln \frac{0,616}{0,543}}{0,863} = 206 \text{ m}^3$$

É interessante perceber que como o  $N_2$  ou ar está sendo adicionado,  $CH_4$  sempre faz parte da mistura de gás que vaza da sala. Este metano exausto pode ter uma concentração inflamável, pois agora se mistura com o ar externo. Os estados inflamáveis para o fluxo de exaustão no ar exterior podem ser descritos por uma sucessão de linhas do locus B-C até A.

A Figura 4.17 mostra o efeito da pressão elevada na inflamabilidade do gás natural em misturas com nitrogênio e ar. Vemos o limite superior aumentar significativamente com

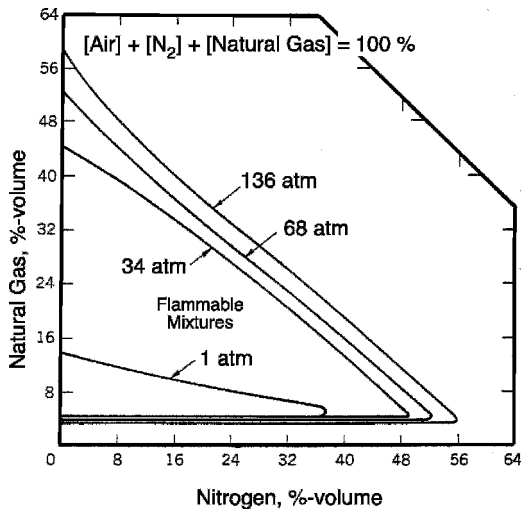


Figura 4.17 Efeito da pressão nos limites de inflamabilidade de misturas de gás natural-nitrogênio-ar a  $26^\circ\text{C}$  (tirado de Zabetakis [5])

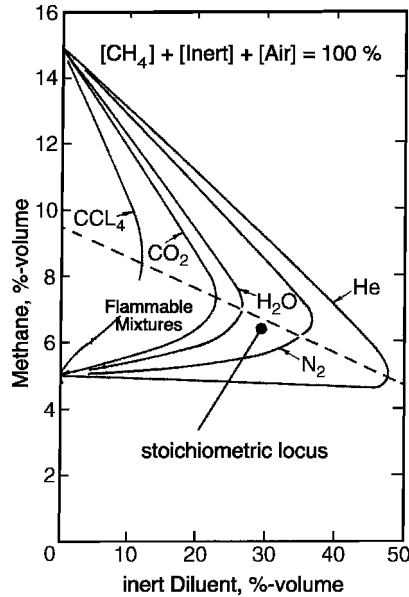


Figura 4.18 Limites de inflamabilidade de várias misturas metano-gás inerte-ar a 25,0°C e pressão atmosférica (retirada de Zabetakis) [5]

pressão. A Figura 4.18 mostra o efeito de outros diluentes na inflamabilidade do  $CH_4$ , incluindo o retardante halogenado, tetracloreto de carbono " $CCl_4$ ". A otimização de um diluente específico em termos de peso ou toxicidade pode ser avaliada a partir de tal figura. Deve-se ressaltar que tais diagramas não são apenas usados para avaliar a inflamabilidade potencial de uma mistura dada uma fonte de ignição, mas também para avaliar a supressão ou extinção de um incêndio (digamos  $CH_4$  no ar) pela adição de um diluente (inerte ou halogenado). Na Figura 4.18, a menor concentração do " $CCl_4$ " necessário para alcançar a não inflamabilidade de uma mistura estequiométrica é menor do que os diluentes inertes devido ao efeito de inibição química dos íons cloreto nos radicais livres das espécies combustíveis. Os radicais livres são reduzidos e a taxa de reação é efetivamente retardada.

## 4.8 Relações Empíricas para o Limite Inferior de Inflamabilidade

Propriedades dos hidrocarbonetos parafínicos " $C_nH_{2n+2}$ " exibem algumas relações aproximadas que às vezes são usadas para descrever os combustíveis comuns em geral. A Tabela 4.6 mostra alguns dados [5].

O limite inferior de inflamabilidade (LFL) é aproximadamente proporcional à concentração estequiométrica do combustível:

Tabela 4.6 Propriedades de inflamabilidade de hidrocarbonetos de parafina (a 25°C, 1 atm quando relevante)

Combustível	M	! = !ar	!hc(kj/mol)	X <sub>eu</sub> (%)	X <sub>rua</sub> (%)	X <sub>você</sub> (%)
Metano, CH <sub>4</sub>	16,0	0,55	802	5,0	9,5	15,0
Etano, C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	30,1	1,04	1430	3,0	5,6	12,4
Propano, C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	44,1	1,52	2030	2,1	4,0	9,5
n-Butano, C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	58,1	2,01	2640	1,8	3,1	8,4
n-Pentano, C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	72,2	2,49	3270	1,4	2,5	7,8
n-Hexano, C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	86,2	2,98	3870	1,2	2,2	7,4
n-Heptano, C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	100.	3,46	4460	1,1	1,9	6,7

por 25. Condições C e 1 atm. A concentração limite superior segue:

$$X_{você} = 6,5 X_{eu} \tag{4.52}$$

Descobriu-se ainda que a temperatura de chama adiabática é de aproximadamente 1300°C para misturas envolvendo diluentes inertes na concentração limite inferior de inflamável. A precisão dessa aproximação é ilustrada na Figura 4.19 para propano no ar. Essa relação aproximada nos permite estimar o limite inferior sob uma variedade de condições. Considere a temperatura resultante devido à combustão de uma dada mistura. A temperatura de chama adiabática  $T_{mania}$ , dado pela Equação (2.22) para uma mistura de combustível  $X_r$ , oxigênio  $X_o$  e diluente inerte  $X$  consumido, é  $D$  inicialmente em  $T_{você}$ , onde todo o combustível é

$$\sum_{i \in \text{produtos}} X_i Z_{T_{mania}} = \sum_{i \in \text{reagentes}} X_i Z_{T_{você}} + X_{eu} \sum_{i \in \text{reagentes}} n_{p,i} - C_{p,i} dT \tag{4.53}$$

Basicamente, a energia química liberada na queima de todo o combustível na mistura original (não queimada)  $X_{F,u}$  é igual à energia sensível armazenada para elevar a temperatura

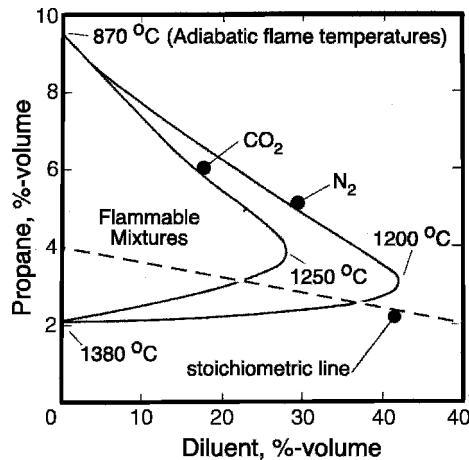


Figura 4.19 Temperatura de chama adiabática e concentração de mistura para propano [5,13]

dos produtos da combustão. Para um calor específico constante aproximado do produto e das misturas de reagentes, realizando para o ar em limites inferiores típicos, o calor específico é aproximadamente o do nitrogênio. Então a Equação (4.53) se torna

$$T_{\text{mania}} - T_{\text{você}} = \frac{\sum_{i=1}^N X_{F,i} h_{f,c}}{\sim C_{p,você}} \quad "4:54\#$$

Onde  $X_{F,i}$  é a fração molar do combustível não queimado e  $h_{f,c}$  é o calor de combustão em molar unidades. Aplicando a aproximação de temperatura adiabática constante de 1300,C para misturas em diferentes temperaturas iniciais  $T_{\text{você}}$  dá uma relação para o limite inferior em função da temperatura:

$$X_{\text{eu}} = \frac{\sim C_{p,você} (1300,C - T_{\text{você}})}{h_{f,c}} \quad (4,55)$$

Observe que em  $T_{\text{você}} = 25,C$  e para  $\sim C_{p,você} = 0,030 \text{ kJ/mol K}$  da mistura original não queimada

$$X_{\text{eu}} h_{f,c} = 38 \text{ kJ} = \text{mol} \quad "4:56\#$$

Análises semelhantes podem ser aplicadas a misturas de hidrocarbonetos parafínicos onde definimos  $X_{\text{eu}}$  ser o  $X_{\text{eu}}$  concentração de combustível da mistura de combustível,  $X_{\text{eu}}$  ser o limite inferior de apenas o único combustível no ar e  $X_{\text{eu}}$  ser o limite inferior da mistura de combustível no ar. Para uma mistura de  $N$  combustíveis, o calor de combustão em relação à mistura de combustível (por exemplo, 10%  $\text{CH}_4$ , 90%  $\text{C}_3\text{H}_8$ ) é

$$h_{f,c} = \sum_{i=1}^N X_{F,i} h_{f,c,i} \quad "4:57\#$$

Onde  $h_{f,c,eu}$  é o calor de combustão do  $i^{\text{o}}$  combustível. Como podemos aproximar de Equação (4,55),

$$X_{\text{eu}} h_{f,c,eu} = X_{\text{eu}} h_{f,c} \sim C_{p,você} (1300,C - 25,C) \quad "4:58\#$$

Combinando,

$$\sim C_{p,você} (1300,C - 25,C) X_{\text{eu}} = X_{\text{eu}} \frac{\sum_{i=1}^N X_{F,i} h_{f,c,i}}{X_{\text{eu}}}$$

OU

$$\frac{1}{X_{\text{eu}}} = \frac{\sum_{i=1}^N X_{F,i} h_{f,c,i}}{X_{\text{eu}} h_{f,c,eu}} \quad (4,59)$$

Isso às vezes é conhecido como a lei de Le Chatelier, que agora fornece o limite inferior da mistura de combustíveis em termos de concentração de combustível. Os respectivos limites inferiores individuais são:

## 4.9 Uma Análise Quantitativa de Ignição, Propagação e Extinção

A ignição, propagação e extinção de sistemas de combustão pré-misturados dependem de cinética química detalhada e efeitos de temperatura altamente não lineares. Embora tenhamos retratado qualitativamente esses fenômenos através de uma série de gráficos envolvendo os termos de produção de energia e perda de calor em função da temperatura, é difícil avaliar quantitativamente a magnitude desses fenômenos. Infelizmente, não é possível fazer cálculos precisos sem um esforço sério. No entanto, as equações aproximadas para velocidade de chama e taxa de queima para uma reação de ordem zero oferecem uma maneira de obter resultados de ordem de grandeza. Seguiremos este curso.

Os resultados quantitativos dependerão muito dos dados de propriedade que selecionamos. As propriedades a seguir foram encontradas para produzir resultados realistas e são representativas de misturas de ar e combustível.

$$\rho = 1.1 \text{ kg/m}^3$$

$$c_p = 1.0 \text{ kJ/kg K}$$

$$k = 0.026 \text{ W/mK}$$

$$\mu = 2.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$h_c = 40 \text{ kJ/g}$$

$$E = 160 \text{ kJ/mol}$$

$$U_m = 107 \text{ kg/m}^3\text{s}$$

Além disso, frações representativas de massa de combustível pobre entre o limite inferior para propagação e condições estequiométricas variam de cerca de 0.03 a 0.05. Isso corresponde a temperaturas de chama adiabáticas, de

$$T_{ad} = \frac{h_c}{c_p} \left( \frac{F}{U_m} \right)$$

de 1225 K a 2025 K para  $T_{in} = 25$  K.

Usando a Equação (4.40), as velocidades de chama correspondentes são calculadas como 0.24 e 1.7 m/s, respectivamente. Estes são valores realistas de acordo com a Figura 4.8.

### 4.9.1 Cálculos de Autoignição

Considere uma mistura esférica inflamável de raio  $R = 1$  cm, cercado por ar à temperatura  $T_1$ . O coeficiente de perda de calor é aproximado como condução pura,

$$h * k = r * 0.026 = 0.01 * 0.026 = 2.6 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2\text{K}$$



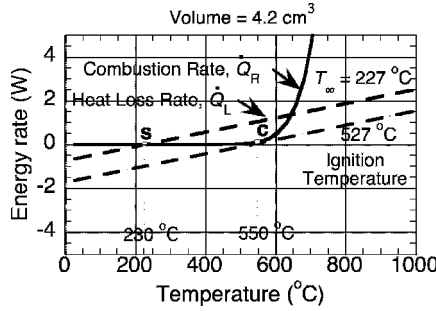


Figura 4.20 Cálculos de autoignição

Das Equações (4.3) e (4.4), uma solução para o mínimo  $T_1$  necessário para causar ignição pode ser encontrado. Nós traçamos  $Q_R$  e  $Q_L$  como funções de  $T$ , a média da mistura inflamável temperatura:

$$Q_R = \frac{4}{r_2} T_1^{0.00327} T_1^C$$

$$Q_L = \frac{m_0}{h_c} \left( \frac{3}{r_3} + 106e^{1.92 \times 10^{-4} T} \right)$$

Os resultados estão representados na Figura 4.20. Por  $T_1 < 527$  A ignição C não ocorre, resultando apenas em soluções estáveis, por exemplo,  $T_1 = 227$  C,  $T = 230$  C. A condição crítica de tangência, c, é a condição mínima para iniciar a ignição com  $T_1 = 527$  C e  $T = 550$  C. O tempo para atingir esta condição de ignição pode ser estimado a partir das Equações (4.11) e (4.24) e é

$$t_{ig} = t_c + t_{tr}$$

Onde

$$t_c = \frac{1}{k} \frac{c_p^4}{r_3} = \frac{r_2}{k c_p} = \frac{0.01 \text{ m}^2}{2.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}}$$

4.2 segundos

e

$$t_{tr} = \frac{1}{E} \frac{c_p T_1}{R T_1^2 (h_c m_0)} = \frac{1}{160 \times 10^3} \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}^3 \cdot 1.0 \text{ kJ} / \text{kg} \cdot \text{K} \cdot 800 \text{ K}}{8.314 \cdot 800 \text{ g} \cdot 40 \times 10^3 \text{ kJ} / \text{kg} \cdot \text{m}^3 \cdot e^{1.92 \times 800}}$$

2.4 segundos

Portanto, o tempo de ignição é de cerca de 6 s.

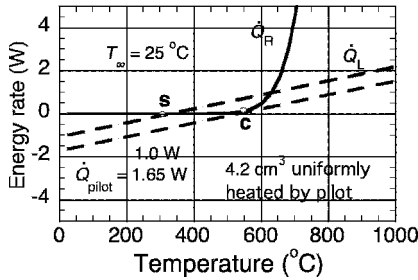


Figura 4.21 Cálculos de ignição pilotada

### 4.9.2 Cálculos de ignição pilotada

Considere a mesma mistura esférica inflamável de 1 cm de raio com uma fonte de energia uniformemente distribuída. Esta é uma idealização de uma fonte de ignição de arco elétrico mais realista que poderia ser de aproximadamente 10.000, C, ou uma chama de aproximadamente 2000, C, distribuídos em menos de 1 mm. Para nossa idealização, plotamos as Equações (4.26) e (4.27) em função da temperatura da mistura. Aqui  $T_{\infty} = 25, C$ , e determinamos a taxa de fornecimento de energia necessária do piloto. O gráfico da Figura 4.21 é semelhante ao da Figura 4.20, exceto que aqui a energia necessária vem do piloto, não dos arredores. A condição crítica para a ignição corresponde a uma taxa de fornecimento de energia de 1,65 W, com qualquer coisa menos levando a uma solução estável a uma temperatura elevada enquanto o combustível e o oxidante existirem. Na condição crítica, a temperatura da mistura é de 550, C, que também foi encontrado para o caso de autoignição. Como o aquecimento é uniforme e interno, podemos estimar o tempo de ignição como o tempo de reação estimado anteriormente em 527, C, ou 2,4 s. Para o piloto constante uniforme a 1,65 W, isso exigiria uma energia mínima de cerca de 4 J. As energias de faísca ou elétrica são tipicamente cerca de 1 mJ como resultado de sua temperatura muito alta em uma região muito menor. A suposição de piloto uniforme leva à discrepância. No entanto, uma quantidade relativamente pequena de energia, mas temperatura suficientemente alta, induzirá a ignição de uma mistura inflamável.

### 4.9.3 Cálculos de propagação e extinção de chama

Uma vez que a ignição tenha ocorrido em uma mistura de combustível e oxidante, a propagação continuará, desde que as concentrações sejam suficientes e nenhuma perturbação resulte em resfriamento excessivo. O modelo de taxa de ordem zero é assumido para representar o caso enxuto. Substituindo as propriedades selecionadas na Equação (4.43), as curvas líquidas de liberação e perda são plotadas na Figura 4.22 em função da temperatura da chama. A temperatura inicial da mistura é 25, C e as frações de massa de combustível são 0,05 e 0,03, representativas da estequiometria e do limite inferior, respectivamente. Nesse limite inferior, devemos ver que uma solução estável não é possível, e os cálculos devem confirmar isso. A taxa de queima é avaliada na temperatura da chama, e  $\dot{R}_R$  é encontrado na Equação (4.44) com  $S_{voc}$  a temperatura da chama

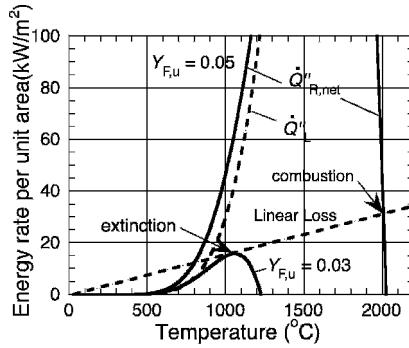


Figura 4.22 Cálculos de propagação da chama

Além disso:

$$Q_{R,0} = \rho_{0,0} S_{R,0} \dot{Q}'_{R,net} = 1.40 \times 10^3 \text{ kg/m}^3 \times 0.005 \text{ m} \times 100 \text{ kW/m}^2 = 70 \text{ kW}$$

$$Q_{el,0} = \rho_{el,0} S_{el,0} \dot{Q}'_{R,net} = 10^3 \text{ kg/m}^3 \times 0.026 \text{ m} \times 100 \text{ kW/m}^2 = 2600 \text{ kW}$$

$$m_{F,0} = \rho_{F,0} S_{F,0} v_{F,0} = 10^3 \text{ kg/m}^3 \times 0.005 \text{ m} \times 10 \text{ m/s} = 50 \text{ kg/s}$$

$$S_{R,0} = \frac{Q_{R,0}}{\rho_{R,0} v_{R,0}} = \frac{70 \text{ kW}}{10^3 \text{ kg/m}^3 \times 10 \text{ m/s}} = 0.007 \text{ m}$$

$$S_{você} = \frac{Q_{el,0}}{\rho_{el,0} v_{el,0}} = \frac{2600 \text{ kW}}{10^3 \text{ kg/m}^3 \times 10 \text{ m/s}} = 0.26 \text{ m}$$

Porque os resultados para \$Q\_{R,0}\$ e \$m\_{F,0}\$ foram obrigados a ser um pouco grandes demais devido à subestimando \$S\_{R,0}\$, uma relação alternativa de perda de calor linear é mostrada na Figura 4.22. A perda linear considera uma espessura de reação constante de 1,65 mm. Isso mostra a sensibilidade das propriedades e parâmetros de modelagem cinética. Vamos usar a perda de calor linear, pois dá resultados mais sensíveis. Por \$S\_{F,u} = 0.05\$, uma solução distinta e estável é encontrada na temperatura da chama de cerca de 2000°C com uma temperatura de chama adiabática correspondente de 2025°C. Para \$S\_{F,u} = 0.03\$, a extinção é sugerida com uma interseção tangente em cerca de 1050°C com uma temperatura de chama adiabática correspondente de 1225°C.

#### 4.9.4 Cálculos de diâmetro de tampa

Neste caso, a perda é considerada apenas para a parede do duto a 25°C. A liberação de energia líquida é calculada como acima (Equação (4.43)) e a perda para a parede por unidade de área da seção transversal do duto é

$$Q_{el,0} = \rho_{el,0} S_{el,0} \dot{Q}'_{R,net} = 10^3 \text{ kg/m}^3 \times 0.02 \text{ m} \times 1464 \text{ kW/m}^2 = 2928 \text{ kW}$$

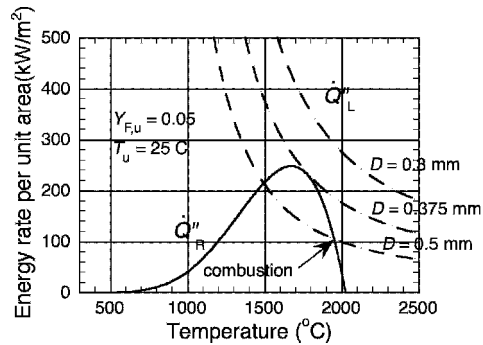


Figura 4.23 Cálculos de diâmetro de têmpera

onde  $Y_{F,u}$  é avaliado como antes. A Figura 4.23 mostra os resultados calculados para  $Y_{F,u} = 0,05$  e  $T_u = 25, C$ . O diâmetro é variado para mostrar as possibilidades de solução. A condição crítica mostra o diâmetro de têmpera em 0,375 mm. Combustão ou propagação estável pode ocorrer em diâmetros maiores.

## Referências

1. Arrhenius, S., Sobre a velocidade de reação da inversão de açúcar de cana por ácidos, *Z. Física. Química*, 1889,4,226-48.
2. Westbrook, CK and Dryer, FL, Modelagem cinética química da combustão de hidrocarbonetos, *Prog. Combustão de Energia. Sci.*, 1984,10,1-57.
3. Semenov, NN, Zur theorie des verbrennungsprozesses, *Z. Física. Química*, 1928,48,571.
4. ASTM E 659, Método de teste padrão para autoignição de produtos químicos líquidos, Sociedade Americana de Testes e Materiais, Filadélfia, Pensilvânia, 1978.
5. Zabetakis, MG, características de inflamabilidade de gases e vapores combustíveis, *Bureau of Mines Bulletin 627*, 1965.
6. Botha, JP e Spalding, DB, A velocidade de chama laminar de misturas de propano-ar com extração de calor da chama, *Proc. Real Soc. Londres, Sér. UMA.*, 1954,225,71-96.
7. Mallard, E. e Le Chatelier, H., Recherches experimentales et theoriques sur la combustão des melanges gaseux explosifs, *Ana Minas*, 1883,4,379.
8. Zeldovich, Ya. B., Barenblatt, GI, Librovich, VB e Makviladze, GM, *A Teoria Matemática da Combustão e Explosões*, Consultants Bureau, Nova York, 1985, p. 268.
9. Meyer, E., Uma teoria dos limites de proposição de chama devido à perda de calor, *Combustão e Chama*, 1957, 1,438-52.
10. Incropera, FP e DeWitt, DP, *Fundamentos de transferência de calor e massa*, 4ª ed., John Wiley & Sons, Nova York, 1996, p. 444.
11. Coward, HF e Jones, GW, Limites de inflamabilidade de gases e vapores, *Bureau of Mines Bulletin 627*, 1965.
12. Beyler, C., Limites de inflamabilidade de chamas pré-misturadas e de difusão, em *O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios*, 2ª edição (eds PJ Di Nennoe outros), Seção 2, Capítulo 9, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, p.2-154.
13. Lewis, B. e von Elbe, G., *Combustão, Chamas e Explosões de Gases*, 2ª ed., Academic Press, Nova York, 1961, p. 30.

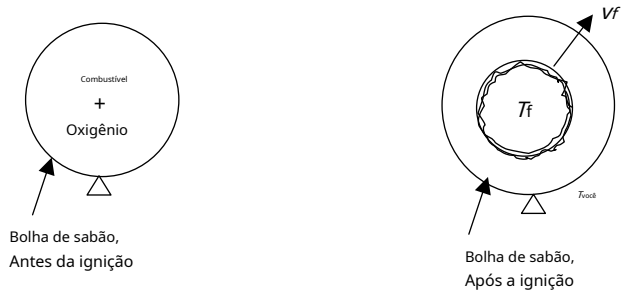
Problemas

4.1A conservação de energia é escrita para um volume de controle ao redor de uma chama pré-misturada em movimento com velocidade  $S_{você}$  em uma mistura ar-combustível em repouso. A equação é dada abaixo:

$$\rho \frac{d}{dt} \int_{CV} \rho \left( h + \frac{1}{2} V^2 \right) dV + \sum_{out} \dot{m} \left( h + \frac{1}{2} V^2 \right) - \sum_{in} \dot{m} \left( h + \frac{1}{2} V^2 \right) = \dot{Q} - \dot{W}$$

Identifique em palavras cada um dos termos de energia.

4.2A velocidade de queima,  $S_{você}$ , pode ser determinado por uma técnica que mede a velocidade de uma chama esférica em uma bolha de sabão. Este processo é mostrado abaixo.



A frente de chama move-se a uma velocidade de  $6 \text{ milh\~{o}es m/s}$ .

A temperatura na região queimada é  $T_f = 2400 \text{ mil K}$ .

A temperatura na região não queimada é  $T_{você} = 300 \text{ mil K}$ .

O gás queimado está em repouso.

Determine a velocidade de queima,  $S_{você}$ . (Dica: desenhe um volume de controle ao redor da chama e escreva a conservação da massa.)

4.3 Uma mistura de metano e ar é fornecida a um bico de Bunsen a  $25^\circ\text{C}$ . O diâmetro do tubo é de 1 cm e a mistura tem uma velocidade média de 0,6 m/s.

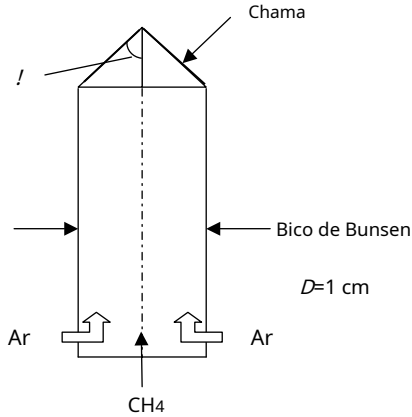
(a) Calcule as taxas de fluxo de massa mínimo e máximo de  $\text{CH}_4$  que permitirá uma chama para o queimador.

(b) Para uma mistura estequiométrica, a chama forma uma forma cônica estável na saída do tubo. A velocidade de queima laminar para  $\text{CH}_4$  no ar é 0,37 m/s. Calcule o semi-ângulo do cone,  $\theta$ .

Área de superfície do cone:  $A = \pi r \sqrt{r^2 + h^2}$

(c) O que esperamos que aconteça se aumentarmos a vazão da mistura enquanto mantemos a mistura na condição estequiométrica?

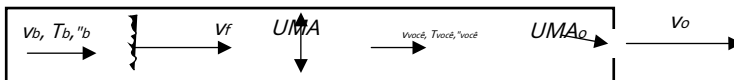
(d) A velocidade do fluxo da mistura é reduzida para 0,1 m/s mantendo as condições estequiométricas. Uma chama começa a se propagar de volta para o tubo como uma onda plana. Suponha que a propagação seja constante e então calcule a velocidade de propagação da chama ( $v_f$ ).



4.4 Considere a ignição de uma mistura inflamável na extremidade fechada de um tubo circular horizontal de área de seção transversal  $U_{MA}$ . O tubo tem uma abertura menor na outra extremidade da área  $U_{MA_0}$ . O processo está representado na figura abaixo. A velocidade da chama no tubo é designada como  $v_f$ . É diferente da velocidade de queima ideal,  $S_{você}$ , que é constante neste caso adiabático. As seguintes suposições se aplicam:

- O processo de propagação da chama em adiabático. Não há transferência de calor para a parede do tubo e a temperatura dos produtos queimados,  $T_b$ , e a mistura não queimada,  $T_{você}$ , são, portanto, constantes.
- A equação de Bernoulli se aplica na saída do tubo.
- A razão entre a área de contração e a vena contracta do jato que sai é  $C_o$ .
- A lei dos gases perfeitos se aplica.
- A pressão no tubo varia com o tempo, mas é uniforme no tubo.
- Os calores específicos são constantes.
- A taxa de reação,  $m_{000}$ , e espessura da chama,  $\delta_R$ , estão relacionados com a velocidade de queima ideal por

$$S_{você} = \frac{3k}{\rho_{você} C_p} \sqrt{\frac{m_{000} R T_{você}}{2 \delta_R}}$$

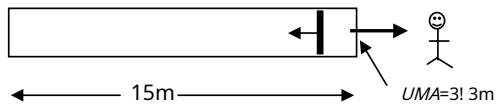


- Expresse a velocidade da chama em termos da velocidade ideal de queima e da velocidade da mistura não queimada. (Dica: use a definição da velocidade de queima ideal.)
- Expresse a velocidade da mistura não queimada em termos das diferenças de pressão entre o gás do tubo e o ambiente externo,  $p - p_o$ . (Dica: use Bernoulli.)

- (c) Deduza a equação diferencial para a pressão no tubo. Use a nomenclatura aqui e no texto para quaisquer outras variáveis que entrarem. (Dica: use a equação de energia, Equação (3.45).)

Resolva a equação da energia e discuta o comportamento da velocidade da chama no tubo. (Há um limite para a velocidade, pois a velocidade de saída não pode exceder a velocidade do som, ou seja, fluxo bloqueado.)

- 4.5 Uma mistura de gases inflamáveis está em concentração uniforme e em repouso em uma sala a 25°C e 1,06 e 105 Pa. As propriedades da mistura gasosa é que ela tem uma velocidade de queima  $S_{você}$  0,5 m/s e sua temperatura de chama adiabática é 2130°C no ar. A sala é totalmente aberta (3 m e 3 m) em uma extremidade onde um observador liga um interruptor de luz. Isso desencadeia uma propagação de chama laminar adiabática de onda plana na mistura que se propaga por 15 m. Os processos da sala também são adiabáticos para que as temperaturas do gás queimado e não queimado sejam fixas.



- (a) Qual é a velocidade de propagação da chama vista pelo observador?  
 (b) Qual é a velocidade dos gases queimados quando eles saem da sala, vistos pelo observador?  
 Suponha que a pressão seja uniforme na sala, mas possa mudar com o tempo.  
 (c) Calcule o aumento de pressão no compartimento após 0,5 segundos.

Outras propriedades: calor específico da mistura,  $c_p$  1,0 kJ/kgK,  $c_v$  0,71 kJ/kgK,  $p$  \$ R!T; 1 N = m2\$ 1 Pa, 1 N \$ 1 kgm = s2e 1 J \$ 1 Nm.

- 4.6 Dado que o limite inferior de inflamabilidade do n-butano ( $n-C_4H_{10}$ ) no ar é de 1,8% em volume, calcule a temperatura de chama adiabática no limite. Suponha que a temperatura inicial seja 25°C. Use a Tabela 4.5.
- 4.7 Qual é o LFL no ar de uma mistura de 80% (molar) de metano e 20% de propano pela regra de Le Chatelier? Qual é a temperatura de chama adiabática deste sistema?
- 4.8 Felix Weinberg, um cientista de combustão britânico, mostrou uma mistura que é 1% em volume de metano no ar e pode queimar se pré-aquecida a 1270 K. Embora esta temperatura seja mais alta do que a temperatura de autoignição do metano no ar (+550°C), a mistura queimada por ignição piloto ("faísca") antes que os efeitos de autoignição pudessem se desenvolver. Faça sua própria estimativa do LFL na temperatura inicial da mistura de 1270 K. Ela está de acordo com os resultados experimentais?
- 4.9 Calcule a temperatura de chama adiabática, a pressão constante, para o etano ( $C_2H_6$ ) no ar a 25°C:
- (a) no limite inferior de inflamabilidade ( $X_{eu}$ );  
 (b) na condição de mistura estequiométrica ( $X_{rua}$ ).
- Use as Tabelas 2.1 e 4.6.
- 4.10 É relatado que a temperatura de chama adiabática para  $H_2$  no limite inferior de inflamabilidade (LFL) no ar é 700°C. A partir dessas informações, estime o LFL, em % por volume, para a mistura hidrogênio-ar a 25°C. Suponha que a água esteja em sua fase de vapor dentro dos produtos.
- 4.11 Uma mistura gasosa de 2% em volume de acetona e 4% de etanol no ar está a 25°C e pressão de 1 atm.

Dados:

Acetona ( $C_3H_6O$ ), calor de combustão:  $\Delta h_c^\circ$  1786 kJ/g mol

Etanol ( $C_2H_5OH$ ), calor de combustão:  $\Delta h_c^\circ$  1232 kJ/g mol

Pesos atômicos: H \$ 1, C \$ 12, O \$ 16 e N \$ 14

Calor específico,  $c_p$ ;  $I$  \$ 1 kJ/kg K, constante para cada espécie.

Encontrar:

- Para uma reação de pressão constante, calcule a pressão parcial do oxigênio na mistura do produto.
- Determine a temperatura de chama adiabática desta mistura.
- Você acha que esta mistura está acima ou abaixo do limite inferior de inflamabilidade? Por quê?
- Se esta mistura estava inicialmente a 400,C, qual será a temperatura de chama adiabática resultante?

4.12 Calcule o limite inferior inflamável em % mol de acetonitrila no ar a 25,C usando a regra de temperatura adiabática de 1600 K. Acetonitrila ( $C_2H_3N(g)$ ) queima para formar cianeto de hidrogênio ( $HCN(g)$ ), dióxido de carbono e vapor de água.

Calor de formação em kcal/g mol

Cianeto de hidrogenio: 32,2

Acetonitrila: 21,0

Vapor de água: 157,8

Dióxido de carbono: 194,1

Oxigênio: 0,0

Suponha calores específicos constantes e iguais de pressão constante e volume constante de 1,2 e 1,0 kJ/kg K, respectivamente.

4.13 Uma falha elétrica causa o aquecimento do isolamento do fio produzindo gases combustíveis que se misturam instantaneamente com o ar. O fio está em um eixo estreito no qual o ar entra a uma velocidade uniforme de 0,5 m/s a 25,C (e densidade 1,18 kg/m<sup>3</sup>). A área da seção transversal do eixo é de 4 cm<sup>2</sup>. O combustível gasoso gerado está a 300,C e seu calor de combustão é 25 kJ/g. Assuma condições de estado estacionário e calor específico constante a 1,0 J/g K.

- Qual é a vazão mássica do ar no poço?
- O fio começa a formar um arco acima do ponto de geração de combustível. Desenhe um volume de controle que permita calcular as condições imediatamente antes da ignição e indique a temperatura mínima e as condições de contorno necessárias para a ignição.
- Encontre a vazão mássica mínima de combustível necessária para a ignição pelo arco. Mostre o volume de controle usado em sua análise.
- Encontre a fração de massa de combustível mínima necessária para a ignição pelo arco.

Mostre o volume de controle usado em sua análise.

4.14 Após a combustão em uma sala fechada, a temperatura dos gases bem misturados atinge 350 °C. Há combustível gasoso na sala sobrando em uma fração de massa de 0,015. Há amplo ar



deixou para queimar todo esse combustível. Você considera esta mistura inflamável, definida como capaz de propagar uma chama a partir de uma fonte de energia? Explique quantitativamente sua resposta. Você pode assumir um calor específico de 1 J/g K e um calor de combustão do combustível de 42 kJ/g.

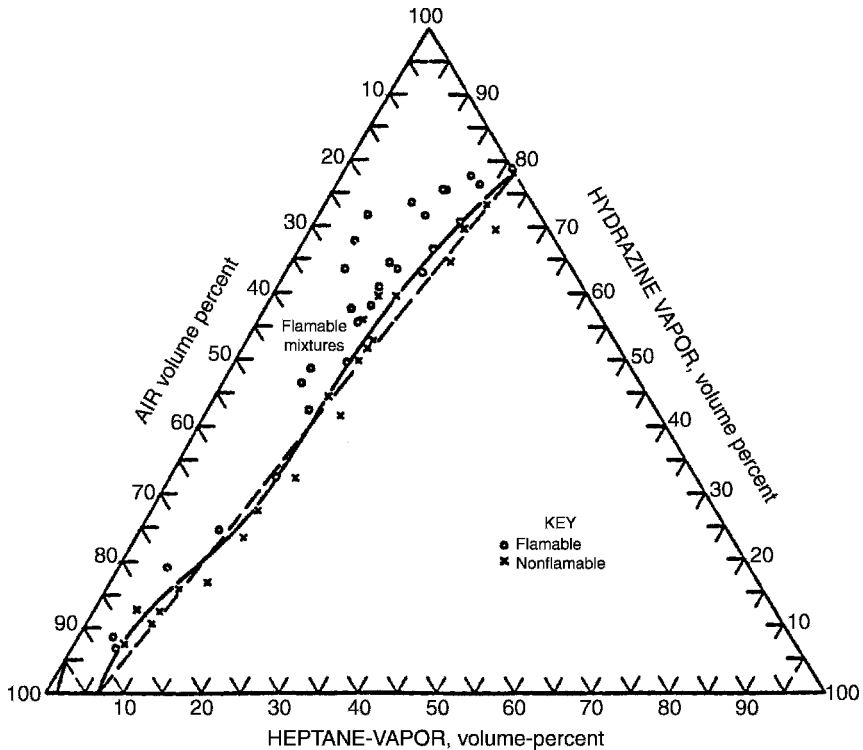
4.15 A fração molar (volume) de acetona ( $C_3H_6O$ ) como vapor no ar é de 6%. Esta condição é uniforme ao longo de uma câmara de volume 20 m<sup>3</sup>. O ar é fornecido a 0,5 m<sup>3</sup>/s e a mistura resultante é retirada na mesma taxa. Suponha que a mistura tenha sempre uma concentração uniforme de acetona para a câmara. Suponha que a densidade do gás da mistura seja quase a do ar puro, 1,2 kg/m<sup>3</sup>. Quanto tempo leva para reduzir a fração molar de acetona para 2%?

4.16 Supõe-se que um vazamento de metano em uma sala fechada se misture uniformemente com o ar da sala. A sala tem (4 e 4 e 2:5) m de altura. Tome a densidade do ar como 1,1 kg/m<sup>3</sup> com um peso molecular médio de 29 g/g mol. Quantos gramas de metano devem ser adicionados para tornar os gases do ambiente inflamáveis? Os limites inferior e superior de inflamabilidade do metano são 5 e 15% em volume, respectivamente.

4.17 Quanto N<sub>2</sub> teríamos que adicionar a uma mistura de 50% em volume de metano, 40% de oxigênio e 10% de nitrogênio para torná-la não inflamável? Use a Figura 4.16 e determine graficamente.

4.18 Use o diagrama de inflamabilidade abaixo para responder o seguinte:

- A hidrazina pura é inflamável? Rotule este estado A no diagrama.
- Localize uma mistura B no diagrama que é 50% hidrazina e 45% ar.
- Se vapor de heptano puro é adicionado à mistura B, encontre a mistura C que apenas torna a nova mistura não inflamável. Localize C na figura.



4.19 Usando o diagrama de inflamabilidade metano-oxigênio-nitrogênio (Figura 4.16(b)), complete o seguinte e mostre seu trabalho no diagrama:

- (a) Localize a mistura B de 20% de metano, 50% de oxigênio e o restante, nitrogênio. Isso está na faixa inflamável?
- (b) Se movermos o metano dessa mistura, encontre a composição exatamente no limite da faixa inflamável.

4.20 Vazamentos de metano de um tanque em uma área de 50 m<sup>3</sup> sala selada. Sua concentração é de 30% em volume, conforme registrado por um detector de gás combustível. O vigia corre para abrir a porta do quarto. A mistura mais leve dos gases do ambiente flui para a porta a uma taxa constante de 50 g/s. Os limites inflamáveis são 5 e 15% em volume para o metano no ar. Suponha uma temperatura constante a 25°C e condições bem misturadas na sala. A mistura dos gases do ambiente pode ser aproximada a um peso molecular constante e densidade de 25 g/mol e 1,05 kg/m<sup>3</sup> respectivamente. Depois que a porta for aberta, quando a mistura na sala se tornará inflamável?

4.21 Indique quais das seguintes opções são verdadeiras ou falsas:

- (a) O limite inferior de inflamabilidade é geralmente cerca de metade da concentração estequiométrica do combustível. T\_\_F\_\_
- (b) O limite inferior de inflamabilidade não depende da temperatura e pressão da mistura. T\_\_F\_\_
- (c) A velocidade de queima de uma chama de gás natural em um queimador de fogão é zero porque a chama é estacionária. T\_\_F\_\_
- (d) O diâmetro de têmpera é o diâmetro mínimo de gota de água necessário para extinguir uma chama. T\_\_F\_\_
- (e) O calor de combustão está relacionado com a entalpia de formação de todas as espécies de reagentes e produtos. T\_\_F\_\_

# 5

## Ignição Espontânea

### 5.1 Introdução

Ignição espontânea ou combustão espontânea são termos aplicados ao processo de autoignição decorrente da exotermisidade do próprio material. O termo autoaquecimento também é usado para descrever o processo exotérmico que leva ao evento de ignição. Conforme discutido na teoria da ignição, o evento de ignição é uma criticidade que resulta em uma mudança dramática de temperatura levando a um estado de combustão. Para materiais sólidos, a ignição espontânea pode se manifestar como combustão latente em temperaturas tão baixas quanto 300°C sem brilho perceptível, ou é visível a combustão flamejante com temperaturas do gás superiores a 1300°C. É provavelmente mais comum aplicar o termo ignição espontânea ao evento de combustão flamejante devido ao autoaquecimento.

Os fatores que podem contribuir para a ignição espontânea de sólidos são muitos:

- (a) tamanho do volume: contribui para o armazenamento de energia e aumento da temperatura interior;
- (b) porosidade: contribui para a difusão do ar para promover a oxidação e liberação de energia metabólica dos organismos biológicos;
- (c) umidade: contribui para o crescimento de bactérias e outros microrganismos;
- (d) contaminação: aditivos, como óleos insaturados, podem promover exotermisidade;
- (e) defeitos de processo: armazenamento de materiais aquecidos, aditivos insuficientes (como antioxidantes em polímeros sintéticos) ou encerramento de um processo antes que suas reações químicas sejam concluídas.

Esses processos listados aqui são apenas alguns dos fatores que podem causar e promover a ignição espontânea.

Exemplos comuns de ignição espontânea incluem palheiros úmidos, trapos de algodão oleosos e montes de carvão de baixa qualidade de operações de mineração. Muitos experimentaram o

interior quente de uma pilha de cobertura usada na jardinagem. Tal como acontece com os palheiros, a matéria lenhosa úmida passará por um processo biológico que produz energia. Esta energia pode aumentar a temperatura da matéria da madeira onde pode oxidar ou degradar e produzir quimicamente mais energia. Assim, ocorre o autoaquecimento. O processo químico, em geral, pode ser exotérmico por oxidação ou por decomposição térmica, como no nitrato de amônio e potássio. Bowes [1] apresenta uma extensa revisão teórica e prática do assunto ignição espontânea. Um trecho deste livro é apresentado sobre a propensão de ignição espontânea e autoaquecimento em trapos oleosos:

As quantidades de material envolvidas na iniciação de incêndios podem ser bastante pequenas. Por exemplo, Taradoire [1925], investigando a auto-ignição de panos de limpeza impregnados com materiais de pintura, afirmou que a experiência indicava a ocorrência de auto-ignição em apenas 25 g de panos, mas, em uma série de experimentos, descobriu que os melhores resultados (sic) foram obtidos com 75 g de trapos de algodão impregnados com igual peso de misturas de óleo de linhaça, terebintina e 'secadores' líquidos (contendo resinato de manganês) e expostos ao ar em recipientes cilíndricos feitos de tela de arame de grande malha (dimensões não declarado). Os tempos de ignição geralmente situam-se entre 1 h e 6 h, mas por razões que não foram descobertas, algumas amostras, que não se inflamaram dentro desses tempos e foram consideradas seguras, inflamaram após vários dias. C, em 50 g de algodão embebido em 100 g de óleo de linhaça e por Gamble [1941] que relata dois experimentos com resíduos de algodão embebidos em óleo de linhaça fervido (quantidades não declaradas) e levemente acondicionados em caixas; com o menor dos dois, uma caixa de papelão de dimensões 10 cm " 10 cm " 15 cm, a temperatura subiu de 21°C a 226°C em 61 h e o algodão foi carbonizado.

Tivemos experiências semelhantes ao examinar trapos de algodão impregnados com óleo de linhaça e embalados frouxamente em uma caixa de papelão levemente fechada com cerca de 30 cm de lado. A ignição pode ocorrer em 2 a 4 horas. Foi procedido por um odor perceptível cedo, então vapor 'esfumaçado' branco visível. Isso pode resultar em um resíduo de algodão totalmente carbonizado – indicando combustão lenta – ou em ignição por chamas. Em algumas ocasiões, nenhuma ignição perceptível resultou do autoaquecimento. Esta demonstração simples foi utilizada por um locutor surpreso da TV Filadélfia quando o conteúdo de uma caixa de papelão com apenas trapos explodiu em chamas. Ele estava explorando a suposta causa do incêndio no One Meridian Plaza (1988), que levou à propagação do incêndio em vários andares, um prédio de 38 andares inutilizável, três mortes de bombeiros e danos em passivos civis de até US\$ 400 milhões.

Um acidente menos caro atribuído ao painel de fibra de madeira em 1950 trouxe o assunto da ignição espontânea para a vanguarda do estudo. Isso é descrito vividamente na abertura de um artigo de Mitchell [2] do NFPA trimestral, 'Nova luz sobre a auto-ignição':

Um vagão de painéis de fibra de madeira queimados em trânsito e oito vagões queimados em um armazém 15 dias após o embarque, causando uma perda de US\$ 2.609.000. Testes para determinar a suscetibilidade do painel de fibra de madeira ao autoaquecimento revelaram que a temperatura ambiente para causar ignição variou inversamente com o tamanho do corpo de prova, variando de 603°F para um tubo de 1/8 polegada para 252°F para um prisma octogonal de 12 polegadas. O autoaquecimento pronunciado era evidente quando o ar circundante era mantido a 147°F.

Um evento desagradável às vezes aponta o caminho para descobertas úteis. Um incêndio em um Armazém do Exército, em junho de 1950, apontou o caminho para o assunto desta discussão. A história resumidamente é: em 2 de junho, nove vagões de painéis de fibra isolante foram enviados de uma fábrica no sul, com destino ao norte do estado de Nova York. Durante a tarde de 9 de junho, durante a troca, descobriu-se que um vagão estava em chamas e foi deixado no pátio ferroviário. Os outros oito vagões foram enviados alguns quilômetros mais longe até seu destino, onde foram descarregados em um armazém durante o período de 12 a 15 de junho. Este lote de oito vagões de papelão foi empilhado em uma pilha

Tabela 5.1 Temperaturas de ignição para painéis de fibra de madeira [2]

Dimensão característica (in)	Temperatura de ignição (F)
1/8	603
12	252
22	228

medindo mais de 24.000 pés cúbicos. Na manhã de 17 de junho, dois dias depois, foi descoberto um incêndio que destruiu o armazém e seu conteúdo. A perda monetária foi relatada como sendo de \$ 2.609.000.

É evidente a partir do trecho do artigo de Mitchell que a temperatura necessária para causar a ignição do painel de fibra depende do tamanho da madeira. A Tabela 5.1 fornece dados de Mitchell [2]. A implicação é que uma pilha de madeira de 24.000 pés<sup>3</sup> (ou cerca de 29 pés como comprimento característico) levou à ignição no armazém após dois dias em um ambiente de junho de Nova York a aproximadamente 75°F. Tais eventos não são incomuns e ocorreram para muitos tipos de materiais processados armazenados.

## 5.2 Teoria da Ignição Espontânea

Embora muitos fatores (químicos, biológicos, físicos) possam ser variáveis importantes, devemos restringir nossa atenção aos efeitos do tamanho e das condições de aquecimento para o problema. Os efeitos químicos ou biológicos serão contabilizados por uma única relação de taxa de ordem zero de Arrhenius. O material ou meio considerado será isotrópico e não sofrerá mudança de fase em relação às suas propriedades térmicas, tomadas como constantes. Assim, nenhuma explicação direta para o papel e transporte de oxigênio e gases combustíveis será explícita na teoria a seguir. Se pudéssemos incluir esses efeitos, nossa análise seria mais complexa, mas pretendemos permanecer simples e reconhecer que os efeitos térmicos são mais relevantes.

Uma vez que o tamanho é muito importante; vamos considerar uma laje unidimensional sujeita a aquecimento convectivo. A geometria e a condição de aquecimento podem ser modificadas resultando em um novo problema a ser resolvido, mas a estratégia não será alterada. Assim, um caso será suficiente para ilustrar o processo de usar uma teoria para avaliar a perspectiva de ignição espontânea. Mais tarde vamos generalizar para outros casos.

Seguimos a análise de Frank-Kamenetskii [3] de uma laje de meia espessura,  $r_0$ , aquecido por convecção com um coeficiente de transferência de calor convectivo constante,  $h$ , de um ambiente de  $T_1$ . A temperatura inicial é  $T_{eu} = T_1$ ; no entanto, não consideramos nenhuma solução ao longo do tempo. Examinamos apenas a solução de estado estacionário e procuramos condições em que ela não é válida. Se voltarmos à análise para autoignição, sob um estado de temperatura uniforme (veja o modelo de Semenov na Seção 4.3), vimos que existe um estado crítico que estava apenas na margem das soluções estáveis válidas. Fisicamente, isso significa que, à medida que o autoaquecimento prossegue, há um estado de temperatura relativamente baixa onde uma condição estável é mantida. Isso é como o saco quente de cobertura morta, onde o interior tem uma temperatura ligeiramente mais alta que o ambiente. A exotermicidade é exatamente equilibrada pelo calor conduzido para fora do interior. No entanto, sob alguma condição crítica de tamanho  $r_0$  ou aquecimento ambiente ( $h$  e  $T_1$ ), podemos deixar o mundo do conteúdo do estado estacionário e uma condição dinâmica

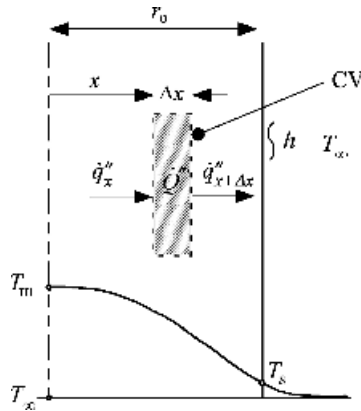


Figura 5.1 Modelo teórico

seguir. Este é o fenômeno de fuga térmica ou explosão térmica, o que significa que passaremos para um estado de combustão – fumegante ou flamejante.

Vamos derivar a equação governante para a condução em estado estacionário em uma laje unidimensional de condutividade,  $k$ , com aquecimento interno descrito por uma taxa de liberação de energia por unidade de volume

$$Q_{000} \text{ e } h \text{ e } E = RT \tag{5.1}$$

onde  $h$  e  $E$  são propriedades empíricas. Considere um pequeno elemento,  $\Delta x$ , da laje (Figura 5.1) pela conservação de energia para o volume de controle ao redor do elemento

$$0 = Q_{000} \Delta x (q_{x+\Delta x} - q_x) \tag{5.2}$$

Pela lei de condução de Fourier,

$$q_x = -k \frac{dT}{dx} \tag{5.3}$$

e pelo teorema da expansão de Taylor,

$$q_{x+\Delta x} = q_x + \left( \frac{dq_x}{dx} \right) \Delta x \tag{5.4}$$

Por substituição na Equação (5.2), dividindo por  $\Delta x$  e deixando  $\Delta x \rightarrow 0$ , segue que

$$0 = Q_{000} - \frac{d}{dx} (k \frac{dT}{dx}) \tag{5.5}$$

ou

$$\frac{d}{dx} \left( k \frac{dT}{dx} \right) = Q_{000} \tag{5.5}$$

As condições de contorno são

$$x = 0; \quad \frac{dT}{dx} = 0 \quad \text{por simetria} \quad \text{US\$ 5:6\%}$$

e

$$x = r_0; \quad k \frac{dT}{dx} = h(T - T_\infty) \quad \text{US\$ 5:7\%}$$

aplicando a conservação de energia à superfície.

É útil reorganizar essas equações em uma forma adimensional como foi feito na Seção 4.3, Equação (4.9):

$$\frac{dT}{T_1} = \frac{E}{RT_1} \quad \text{(5.8)}$$

onde novamente aproximamos

$$e^{E/RT} \approx e^{E/RT_1} \quad \text{US\$ 5:9\%}$$

antecipando que a temperatura crítica será próxima de  $T_1$ . Com

$$x = r_0 \quad \text{US\$ 5:10\%}$$

o problema torna-se

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} + \theta = 0 \quad \text{US\$ 5:11\%}$$

com  $\theta = 0$  em  $x = 0$  e  $\theta = 1$  em  $x = 1$ . Os parâmetros adimensionais são:

(a) o número Damkohler, #:

$$\# = \frac{E}{RT_1} \frac{r_0^2}{kT_1} \quad \text{(5.12)}$$

que representa a razão entre a energia química e a condução térmica, ou a razão entre difusão térmica  $\alpha = k/c_p\rho$  ao tempo de reação química das Equações (4.23) e (4.24), e

(b) o número Biot, Bi:

$$Bi = \frac{hr_0}{k} \quad \text{US\$ 5:13\%}$$

a razão entre a transferência de calor por convecção e condução no sólido. Se é muito grande para condições de alto fluxo, Bi > 1. Matematicamente, isso se reduz ao caso especial de  $T_0 = T_1$  ou  $Bi = 0$ .

Como na solução para o problema mais simples de Semenov (ver seção 4.3), esperamos que à medida que  $\beta$  aumenta (aumentando a exotermicidade sobre a capacidade do material de perder calor) um valor crítico  $\beta_c$  é atingido. Neste ponto, uma solução instável deve ser mantida e não temos uma solução válida para a Equação (5.11). Para uma determinada forma geométrica do sólido e uma determinada condição de aquecimento, haverá um único  $\beta_c$  que permite que este evento de 'ignição' ocorra. Para o problema de laje descrito, vemos que desde Bi é um parâmetro independente, então  $\beta_c$  deve ser uma função de Bi.

Para o caso especial de um limite de temperatura constante  $T_0 = T_1 = 0$ , Frank-Kamenetskii [3] dá a solução para a Equação (5.11) como

$$\beta = \frac{h}{\alpha} \frac{L^2}{b^*} \quad \text{US\$ 5:14\%}$$

Onde  $b^*$  e  $\alpha$  são constantes de integração. A partir da Equação (5.6), pode-se mostrar que  $b^* > 0$ , e de  $\beta > 0$ , segue que  $\alpha > 0$ , segue que  $L$  deve satisfazer

$$L = \frac{b^*}{\alpha} \sqrt{\beta} \quad \text{US\$ 5:15\%}$$

A temperatura máxima no centro da laje pode ser expressa pela Equação (5.14) como

$$T_m = T_0 + \frac{\beta}{2} \quad \text{\$ 5:16\%}$$

ou

$$T_m = T_0 + \ln \beta \quad \text{\$ 5:16b\%}$$

Da Equação (5.15),  $T_m$  é uma função implícita de  $\beta$  e  $L$  é uma função apenas de  $\beta$ . Uma solução é exibida na Figura 5.2. Soluções físicas estáveis são dadas na parte inferior

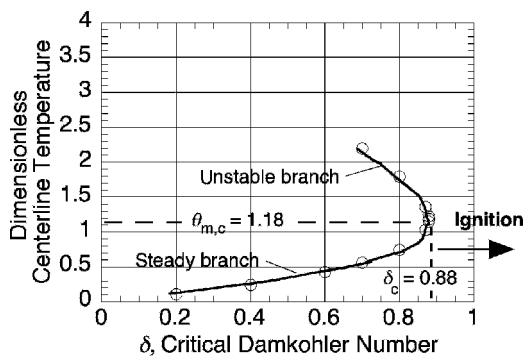


Figura 5.2 Solução para uma laje a uma temperatura superficial constante



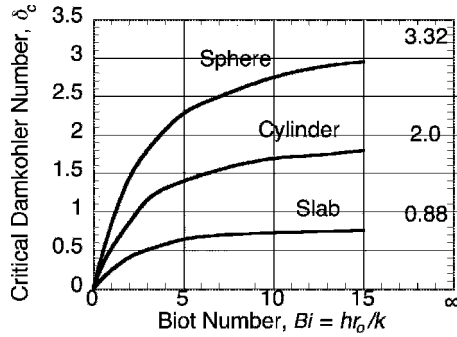


Figura 5.3 Como a função de Biot para uma esfera, cilindro e laje (de Bowes [1])

ramo; ou seja, para pequenos valores de  $Bi < Bi_c$ , a laje é capaz de manter um estado em que a energia química é conduzida para a superfície em  $T_1$ . Da Equação (5.12),  $Bi$  pode aumentar à medida que  $T_1$  aumenta ou como  $r_o$  aumenta. Se  $Bi$  exceder 0,88 por qualquer motivo, uma solução estável não é possível, e ocorre um descontrole térmico levando à ignição e, finalmente, a outro possível estado estável a uma nova temperatura correspondente à combustão. O ramo superior da curva tem soluções estáveis matematicamente possíveis, mas acredita-se que seja instável e, portanto, não relevante. Portanto, para evitar a ignição espontânea desta placa, devemos ter certeza de que seu número Damkohler é menor que 0,88. Outra configuração ou condição de aquecimento terá outra solução e um número Damkohler crítico diferente,  $Bi_c$ .

A temperatura adimensional crítica correspondente a  $Bi_c = 0,88$  é aproximadamente  $1,18$ . Conforme encontrado para a Equação (4.19),

$$\frac{T_m - T_1}{T_1} \approx 1,18 \frac{RT_1 + T_1}{E}$$

como resultado típico para  $E = 30$  kcal/mol. Isso confirma que  $T_m$  na ignição é um pequeno desvio  $T_1$ , e  $T_1$  pode ser considerada como a temperatura de ignição correspondente a um dado  $Bi_c$ . Não é uma propriedade única do material!

A Figura 5.3 e a Tabela 5.2 fornecem soluções para  $Bi_c$  para aquecimento convectivo de uma esfera, cilindro e laje. À medida que os graus de liberdade para a condução de calor aumentam, é menos provável que atinja a ignição como  $Bi_c$  aumenta de uma laje (1), para um cilindro (2), para uma esfera (3). Também como  $Bi_c \rightarrow 0$ , o material torna-se perfeitamente adiabático, e apenas uma solução instável é

Tabela 5.2 Números críticos de Damkohler para  $Bi_c = 1$  (médio)

	$Bi_c$
Semenov, $r_o \rightarrow \infty$ Laje, $r_o \rightarrow 0$	$1,18$
cilindro infinito de meia largura, $r_o$ é raio	0,88
Esfera, $r_o$ é raio	2,0
Cubo, $r_o$ é meio lado	3,32
	2,52

possível,  $\beta \neq 0$ . Para  $\beta = 1$ , o caso de temperatura de superfície constante,  $\beta_c$  para um cubo de meio lado,  $r_o$ , é 2,52, e para uma caixa retangular de meia dimensão  $r_o$ ;  $\beta_o$  só é

$$\beta_c = \frac{r_o}{S_o} \left( \frac{r_o}{S_o} \right)^2$$

### 5.3 Métodos Experimentais

Para avaliar a propensão à ignição espontânea de um material de forma prática, os dados devem ser desenvolvidos. De acordo com o modelo apresentado, esses dados consistiriam em  $E/R$  e  $A/h_c = k$  da Equação (5.12) para  $\beta$ . Se  $\beta$  é finito, também devemos saber separadamente. Para simplificar nossa discussão, vamos considerar apenas o caso de temperatura de superfície constante  $\beta = 1$ . Os experimentos são conduzidos em um forno convectivo com boa circulação (para fazer grande) e a uma temperatura de forno controlada e uniforme,  $T_1$  (Figura 5.4). Os dados das configurações cúbicas da serragem, com e sem aditivo de óleo, são apresentados na Tabela 5.3. As temperaturas apresentadas foram determinadas por tentativa e erro para encontrar uma temperatura  $T_1$  ( $T_1, 2$  Figura 5.4) para causar ignição. A ignição deve ser observada para determinar se está em chamas ou fumegante. A temperatura central,  $T_m$ , é usado como indicador de fuga térmica. A temperatura da superfície também deve ser registrada para examinar se é consistente com nossa suposição de que  $T_s = T_1$  para o forno convectivo. Se isso não for verdade, então deve ser determinado para o forno. Embora o experimento seja simples, deve-se tomar cuidado para fixar adequadamente os termopares ao material. Além disso, é necessária paciência, pois pode levar muitas horas antes que a ignição ocorra. Se uma amostra mudar e derreter, os dados podem ser inválidos. Isto é particularmente verdadeiro, uma vez que pequenas amostras de tamanho de forno requerem temperaturas relativamente altas para ignição, e tais temperaturas provavelmente excederão o ponto de fusão dos polímeros comuns. Portanto, as condições de teste devem ser o mais próximo possível das condições de investigação; no entanto, isso pode não ser totalmente possível de alcançar. A Figura 5.5 fornece dados de Hill [4] para um material de algodão usado no polimento de alumínio para superfícies de aeronaves. Isso foi testado porque os incêndios ocorriam periodicamente em uma tremonha onde os resíduos de algodão eram descartados.

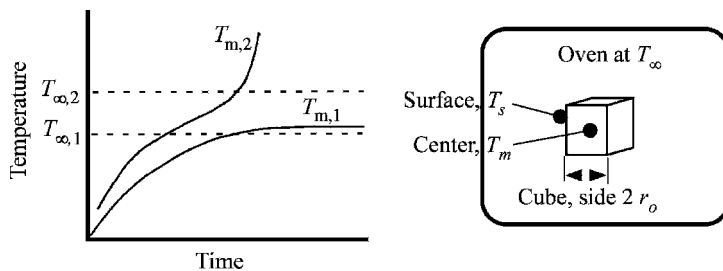


Figura 5.4 Método experimental

Tabela 5.3 Temperaturas críticas do forno para cubos de serragem com e sem óleo (de Bowes [1])

Tamanho do cubo $2r_0$ (milímetros)	Teor de óleo (%)	Temperatura de ignição (C)
25,4	0	212
25,4	11.1	208
51	0	185
51	11.1	167
76	0	173
76	11.1	146
152	0	152 <sub>uma</sub>
152	11.1	116
303	0	135
303	11.1	99
910	0	109 <sub>uma</sub>
910	11.1	65

<sub>uma</sub>Calculado.

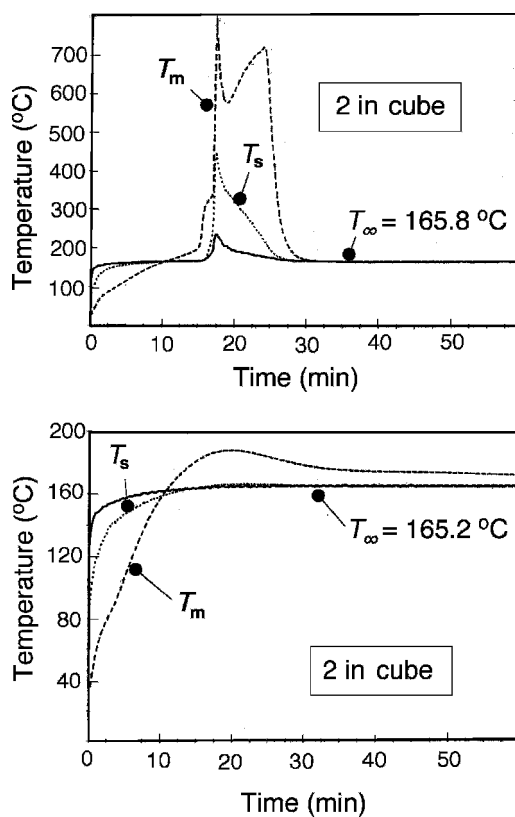


Figura 5.5 Exemplo de uma resposta térmica para um material à base de algodão usado em um processo de polimento de alumínio (de Hill [4])

As propriedades necessárias podem ser derivadas dos dados ilustrados na Tabela 5.3. Para derivar esses dados, é conveniente reorganizar a Equação (5.12) como

$$\ln \left( \frac{T_2}{r_0^2} \right) + \frac{E}{R} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$$

US\$ 5:17%

Onde

$$P, \ln \left( \frac{E}{R} \right) \frac{A h_c}{k}$$

Como os dados são para cubos,  $r_0 = 2:52$  e nós traçamos

$$\ln \left( \frac{T_2}{r_0^2} \right) + \frac{E}{R} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \text{ versus } \frac{1}{T_1}$$

na Figura 5.6. Isso fornece informações sobre as propriedades cinéticas em massa da serragem. O fato de os dados serem lineares em  $1/T_1$  sugere que a teoria que estamos usando pode, pelo menos, explicar esses resultados experimentais. Da inclinação das linhas,  $E = 9:02 \times 10^3 \text{ K}$  e  $13:8 \times 10^3 \text{ K}$  para óleo e sem óleo adicionado à serragem, respectivamente. Por  $R = 8:314 \text{ J/mol K}$ , obtemos as energias de ativação de

$$E_{SD} = 115 \text{ kJ/mol e } E_{SD, \text{óleo}} = 75 \text{ kJ/mol}$$

mostrando que a serragem impregnada com óleo pode reagir mais facilmente. Se aproximarmos, para fins ilustrativos, uma condutividade térmica da serragem como  $0,1 \text{ W/m K}$ , então

$$\ln \left( \frac{E}{R} \right) \frac{A h_c}{k} \quad \begin{matrix} 39:5; & \text{Com óleo} \\ 49:3; & \text{sem óleo} \end{matrix}$$

OU

$$A h_c \quad \begin{matrix} 1:6 \times 10^{12} \text{ W/m}^3; & \text{Com óleo} \\ 1:9 \times 10^{16} \text{ W/m}^3; & \text{sem óleo} \end{matrix}$$

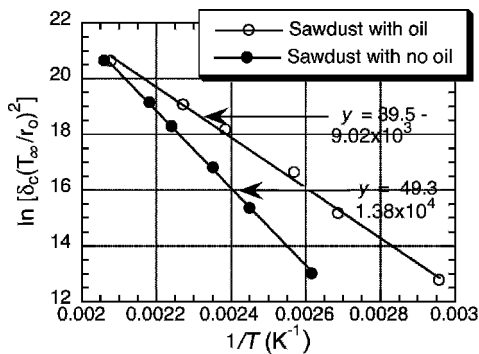


Figura 5.6 Cinética em massa de serragem

Estes resultados dão alguma apreciação para as propriedades cinéticas. Eles são propriedades 'eficazes', uma vez que o mecanismo real da reação exotérmica é mais complexo do que um modelo de Arrhenius de ordem zero. No entanto, parece ser bastante satisfatório para esses dados. A questão prática é a precisão de extrapolar esses resultados para cubos grandes ou outras configurações e condições de serragem. No entanto, o procedimento descrito fornece uma ferramenta analítica poderosa, quando combinada com bons dados, para fazer um julgamento quantitativo sobre a propensão de um produto à ignição espontânea. Consideremos uma aplicação prática.

Exemplo 5.1A ração animal, um subproduto da destilaria, deve ser armazenada em um silo, uma instalação retangular de 12 m de altura e 3 m " 3 m quadrados. Para uma temperatura ambiente de 20°C esperamos um problema? Qual seria a temperatura ambiente crítica suficiente para causar ignição espontânea no silo? Os seguintes dados de forno foram obtidos para cubos de lados  $s$  a partir de amostras de matéria-prima.

$s$ (milímetros)	Temperatura crítica do forno ( $T_c$ °C)
50	158
75	140
150	114
300	85

Solução Usando o procedimento descrito com  $n = 2$  para um cubo, podemos mostrar que  $P = 39,88$  em unidades de  $\text{m}^2/\text{m}^3$  e  $E = R \cdot 8404$  K. Substituindo esses valores na Equação (5.12) produz

$$n = 2: 0,81 \cdot 10^{17} r_0 \frac{m^3}{T_c^2 K^3} \exp' \frac{8404}{T_c K}$$

como uma equação geral para o número de Damkohler correspondente a qualquer  $T_c$  para a ração animal. Isso agora pode ser aplicado à configuração do silo.

Para o silo retangular, calculamos o número crítico de Damkohler correspondente,  $n_{cr}$ :

$$n_{cr} = 0,88 \cdot 1 \left( \frac{1,52}{6} \right) \left( \frac{1,52}{1,5} \right) \approx 1,80$$

Observe que este  $n_{cr}$  é definido em termos de  $r_0 = 1,5$  m. Calculando  $n$  para  $r_0 = 1,5$  m e  $T_1 = 20$  °C da nossa equação de matéria-prima dá  $n = 1,9$ . Como o  $n$  para esta condição é maior que o valor crítico de 1,8, teremos ignição espontânea.

Por  $n = 1,80$  e  $r_0 = 1,5$  m, resolvemos para  $T_1$  para descobrir que a temperatura ambiente crítica é 19,5°C. Qualquer valor  $T_1$  abaixo de 19,5°C estará seguro.

## 5.4 Tempo para Ignição Espontânea

A perspectiva de estimar com sucesso a probabilidade de ignição espontânea depende de nossa capacidade de conhecer  $n_{cr}$  para nossa configuração e condição de aquecimento, e o volume cinético

propriedades  $E=R$  e  $h_c=k$  do material. Como a cinética é muito sensível à temperatura, quaisquer incertezas podem ser ampliadas por seus efeitos não lineares. Portanto, pode estar empurrando nossas esperanças para considerar uma estimativa do tempo para a condição espontânea. No entanto, como o período de autoaquecimento pode ser de horas ou mesmo dias antes que ocorra a ignição espontânea, é útil examinar sua dependência. O modelo de Frank-Kamenetskii para uma dada geometria é muito complexo para obter resultados analíticos, então voltamos ao modelo de Semenov da Seção 4.3, Equação (4.13):

$$\frac{dT}{dt} = \frac{E}{R} e^{-E/RT} - k \tag{5.18}$$

US\$ 5:18%

Isso lida com aquecimento puramente convectivo, mas definindo  $\theta$  pela Equação (5.12), tomamos  $h$  e  $k = r_0 e^{-E/RT_0}$  do modelo Semenov. A Equação (5.18) aproxima o caso da temperatura de superfície constante. Além disso, aqui a temperatura inicial é tomada como  $T_1$ . Se não permitirmos resfriamento convectivo, a equação adiabática se torna

$$\frac{dT}{dt} = \frac{E}{R} e^{-E/RT} \tag{5.19}$$

US\$ 5:19%

A Equação (5.19) também pode ser obtida da contraparte instável da Equação (5.5). Se a condução interna for tomada como zero na Equação (5.5), surge esta equação adiabática. A equação (5.19) também se torna a base de um método alternativo para determinar as propriedades cinéticas de massa. O método é chamado de 'forno adiabático' usado por Gross e Robertson [5]. O forno é controlado para tornar sua temperatura igual à temperatura da superfície do material, produzindo assim uma condição de contorno adiabática. Este método baseia-se na medição do tempo de ignição variando  $T_1$ , a temperatura inicial.

Agora vamos voltar a determinar uma estimativa para o tempo de ignição com a amostra inicialmente em  $T_1$ . (Pode haver um tempo de condução térmica necessário para levar a amostra a  $T_1$ ; isso é ignorado.) O tempo de ignição sob condições adiabáticas dará um limite inferior em nossa estimativa. A equação (5.19) pode ser integrada para dar

$$\int_{T_1}^T \frac{dT}{e^{-E/RT}} = \int_0^{\tau} dt \tag{5.20}$$

OU

$$\tau = \frac{R}{E} \ln \left( \frac{E}{RT} e^{-E/RT} \right) \tag{5.21}$$

US\$ 5:20%

onde  $\tau$  é o tempo (adimensional) para atingir  $T$ . Assumimos que a temperatura crítica adimensional para ignição é sempre um valor constante. Para o caso de Semenov não dependente de geometria (da Equação (4.17)),

$$\tau_c = 1$$

e do caso de laje de temperatura de superfície constante,

$$\tau_m; c = 1:18$$

Assim, selecionando  $\beta = 1$  parece ser uma estimativa universal razoável. Então, da Equação (5.20),

$$\beta = 1 \text{ e } \tau = 0.632$$

ou

$$\tau = 0.632 = \beta \tau_{ad} \tag{5.21a}$$

Em termos dimensionais, este tempo de ignição adiabático é

$$\tau_{ad} = \frac{0.632 r_0^2}{D} \tag{5.21b}$$

Se substituirmos a Equação (5.12) por  $\beta$ ,

$$\tau_{ad} = \frac{0.632 r_0^2}{D} \beta$$

(5.21c)

Onde  $\tau_c$  é o tempo de reação química dado na Equação (4.24). O tempo característico escolhido para tornar o tempo adimensional foi

$$\tau_c = \frac{r_0^2}{D}$$

que é o tempo de difusão térmica através do meio do raio efetivo,  $r_0$ . Novamente, isso mostra que  $\beta$  é a proporção desses tempos:

$$\beta = \frac{\tau_c}{\tau_{ad}}$$

Aplicando as Equações (5.21) ao tempo adiabático correspondente ao número crítico de Damkohler, e percebendo para uma pilha tridimensional de raio efetivo,  $r_0$ ;  $\beta_c = 3$  (por exemplo,  $\beta_c = 3.32$  para uma esfera para  $\beta = 1$ ), então estimamos um tempo de ignição típico em  $\beta = \beta_c$  de

$$\tau_{ad} = \frac{0.632 r_0^2}{D} \beta_c \tag{5.22}$$

Para estimar o tempo de ignição quando  $\beta > \beta_c$ , das Equações (5.21) e (5.22),

$$\tau_{ad} = \frac{\beta_c}{\beta} \tau_{ad} = \frac{0.632 r_0^2}{D} \frac{\beta_c}{\beta} \tag{5.23}$$

A equação (5.23) ainda é baseada no sistema adiabático. Um resultado melhor, mas ainda aproximado, pode ser produzido a partir do modelo não adiabático de Semenov onde

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \beta \tag{5.24}$$

da Equação (4.13). Sabemos na ignição que

$$\frac{dT}{dt} = \frac{E}{RT^2} - k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = 0$$

Então a Equação (5.24), movendo-se em direção à ignição, pode ser aproximada como

$$\frac{dT}{dt} \approx \frac{E}{RT^2} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad \text{US\$ 5:25\%}$$

Integrando desde o estado inicial até a ignição,

$$\int_{T_0}^{T_c} \frac{dT}{T^2} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = \int_0^{t_{ig}} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dt \quad \text{\$ 5:26\%}$$

OU

$$t_{ig} \approx \frac{RT_c^2}{E} \ln\left(\frac{RT_c^2}{RT_0^2} \exp\left(\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c}\right)\right)\right) \quad \text{\$ 5:26b\%}$$

Beever [6] relata uma aproximação de Boddington et al. para o caso não adiabático, como

$$t_{ig} \approx \frac{RT_c^2}{E} \ln\left(\frac{RT_c^2}{RT_0^2} \exp\left(\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c}\right)\right)\right) \quad \text{US\$ 5:27\%}$$

Onde  $M$  é aproximadamente 1,6. Boa precisão é reivindicada para  $\frac{E}{RT_c} < 3$ . Para um determinado tamanho,  $r_0$ , onde a temperatura ambiente é maior que a temperatura crítica, a razão entre os números de Damkohler é

$$\frac{Da}{Da_c} \approx \frac{\exp\left(\frac{E}{RT_1} - \frac{E}{RT_2}\right)}{\exp\left(\frac{E}{RT_1} - \frac{E}{RT_2}\right)} \quad \text{US\$ 5:28\%}$$

Um valor típico de  $E/RT_1$  é de cerca de 30, e com uma temperatura ambiente de 10% acima da temperatura crítica,  $Da/Da_c \approx 16:5$ . Assim, o tempo de ignição é bastante reduzido à medida que a temperatura excede seu valor crítico.

## Referências

1. Bowes, PC, Autoaquecimento: Avaliando e Controlando os Perigos, Elsevier, Holanda, 1984.
2. Mitchell, ND, Nova luz sobre auto-ignição, NFPA Trimestral, Outubro de 1951, 139.
3. Frank-Kamenetskii, DA, Difusão e Calor em Cinética Química, 2ª edição, Plenum Press, Nova York, 1969.
4. Hill, SM, Investigando materiais contra incêndio usando um método de teste para ignição espontânea: estudos de caso, tese de mestrado, Departamento de Engenharia de Proteção e Incêndio, Universidade de Maryland, College Park, Maryland, 1997.



5. Gross, D. e Robertson, AF, Temperaturas de auto-ignição de materiais a partir de dados de reação cinética, J. Bureau Nacional de Padrões de Pesquisa, 1958, 61, 413-7.
6. Beever, PF, Autoaquecimento e combustão espontânea, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição (eds PJ DiNenno e outros), Seção 2, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, p.2-186.
7. Gray, BF e Halliburton, B., A decomposição térmica do hipoclorito de cálcio hidratado (UN 2880), Segurança contra Incêndios J., 2000, 35, 233-239.

## Problemas

5.1 Em junho de 1950, um Armazém do Exército foi destruído por um incêndio com uma perda de \$ 2.609.000. Ocorreu dois dias após a chegada de um carregamento de painéis de fibra em que um vagão de carga do carregamento havia sofrido um incêndio. O painel de fibra restante foi armazenado em uma pilha cúbica de 24.000 pés cúbicos. Suspeita-se de ignição espontânea. Os dados para o painel de fibra foram desenvolvidos (Gross e Robertson [5]):

$$\begin{aligned} \rho &= 25 \text{ g/cm}^3 \\ c_p &= 33 \text{ cal/g K} \\ k &= 0.00012 \text{ cal/s cm K} \\ E &= 25.7 \text{ kcal/mol} \\ A &= 1.97 \times 10^9 \text{ cal/s cm}^3 \end{aligned}$$

Determine se uma temperatura ambiente de 50°C pode causar o incêndio. Se não considerar 100°C.

5.2 Uma pilha cúbica de almofadas de espuma de borracha natural foi armazenada em um porão perto de um forno. Essa parte do porão poderia atingir 60°C. Ocorreu um incêndio na área da fornalha e destruiu o edifício. O vigia noturno é detido por incêndio criminoso. No entanto, um investigador empreendedor suspeita de ignição espontânea. A pilha tinha 4 metros de lado. O investigador obtém os seguintes dados para a espuma:

$$\begin{aligned} \rho &= 108 \text{ g/cm}^3 \\ c_p &= 50 \text{ cal/g K} \\ k &= 0.000096 \text{ cal/s cm K} \\ E &= 27.6 \text{ kcal/mol} \\ A &= 7.48 \times 10^{10} \text{ cal/s cm}^3 \end{aligned}$$

O vigia tem uma defesa plausível? Mostre cálculos para apoiar sua visão.

5.3 Calcule o raio de uma pilha esférica de gaze de algodão saturada com óleo de semente de algodão para causar ignição em um ambiente com temperatura do ar ( $T_{\text{uma}}$ ) de 35°C e 100°C. Assuma a transferência de calor perfeita entre a superfície da gaze e o ar. A gaze seguiu o modelo de ignição de Frank-Kamenetskii, ou seja,

$$k \frac{d^2T}{dx^2} + A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = 0$$

Rendimento de dados em pequena escala:

$$k = 0.00011 \text{ cal/s cm K}$$

$$E = 24000 \text{ cal/mol}$$

$$A = 2.42 \times 10^{11} \text{ cal/s cm}^3$$

$$\text{Observação: } R = 8.31 \text{ J/mol K}$$

5.4 Um desastre de incêndio que custou US\$ 67 milhões ocorreu em Texas City, Texas, no SS Grandcamp (16 de abril de 1987) devido à ignição espontânea do fertilizante armazenado no porão do navio. Uma liberação de vapor de um vazamento de motor fez com que a atmosfera do fertilizante de nitrato de amônio fosse exposta a temperaturas de 100°C. Nitrato de amônio (NH<sub>4</sub>NÃO<sub>3</sub>) se decompõe exotérmica liberando 378 kJ/g mol. Sua taxa de decomposição pode ser descrita pela equação de Arrhenius:

$$m_{\text{ox}} = A e^{-E/RT} \text{ em kg} = m_0 e^{-E/RT}$$

Onde

Té a temperatura em K

Densidade,  $\rho = 1750 \text{ kg/m}^3$

Condutividade térmica,  $k = 0.1256 \text{ W/mK}$  e

constante de gás universal,  $R = 8.3144 \text{ J/g mol K}$

- (a) Qual é o tamanho cúbico mínimo do fertilizante sob esta atmosfera de vapor para atingir a auto-ignição?
- (b) Explique o que acontece com o fertilizante armazenado restante após a auto-ignição deste cubo.

5.5 Um material plano de espessura 'l' é colocado em uma chapa quente de temperatura controlada T<sub>b</sub>. O material é energético e exotérmico com um calor de combustão de lhce sua reação é governada pela cinética de ordem zero, UMAe<sup>E=RT</sup>, a taxa de perda de massa por unidade de volume. A notação é usada no texto. A equação diferencial que governa o processo de ignição é dada como

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{k}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - A e^{-E/RT}$$

Onde x é a coordenada medida a partir da superfície da placa quente. Deixar "x=0" e T = T<sub>b</sub>. A convecção ocorre na fronteira livre com um coeficiente de transferência de calor h e a temperatura ambiente em T<sub>1</sub>. Invoque a aproximação de que 'l' é pequeno (veja a Equação (4.8)) e use a nova variável de temperatura adimensional  $\theta = (T - T_1) / (T_b - T_1)$ . Escreva a equação governante e as condições iniciais e de contorno em termos das variáveis adimensionais:  $\theta$ ,  $x$  e  $\tau$ .

5.6 Um resíduo de pano de polimento é empacotado em um cubo de 1 m na dimensão do meio lado. Ele é armazenado em um ambiente de 35°C e a transferência de calor por convecção é muito boa entre o ar e o feixe. Experimentos mostram que o resíduo de pano tem as seguintes propriedades:

Condutividade térmica,  $k = 0.036 \text{ W/mK}$

Densidade,  $\rho = 68.8 \text{ kg/m}^3$

Calor específico,  $c = 670 \text{ J/kg K}$

Calor de combustão,  $h_c = 15 \text{ kJ/g}$

Propriedades cinéticas:

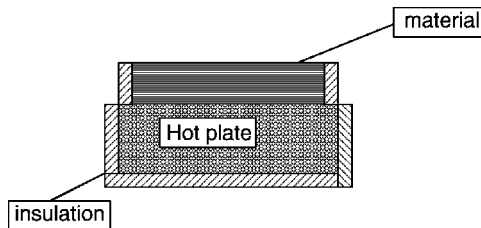
$U = 9.98 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3 \text{ s}$

$E = 8.202 \text{ K}$

(a) Mostre que é possível que esse feixe se incendie espontaneamente.

(b) Calcule uma estimativa para o tempo de ignição.

5.7 Um material é colocado em uma placa quente. Possui área de seção transversal,  $S$ , e espessura,  $r_0$ . A potência de saída da placa é  $P$ . A placa e as bordas do material são perfeitamente isoladas.



O material pode ser quimicamente exotérmico, e segue a teoria:

$$\frac{d^2 \theta}{d\tau^2} + \theta = \beta \exp(-\gamma \tau)$$

Onde

$$\theta = T - T_0; \quad \beta = \frac{E}{RT_0}; \quad \gamma = \frac{h_c}{RT_0}; \quad \# \text{ é o número de Damkohler}$$

Condições de contorno para o material:

Na chapa quente:  $-k \frac{dT}{dx} = P = S$

No ambiente:  $-k \frac{dT}{dx} = h_c (T - T_0)$

com  $T_0$  a temperatura ambiente e  $h_c$  o coeficiente convectivo.

A partir das condições de contorno, mostre os parâmetros adimensionais dos quais o número crítico de Damkohler dependerá.

5.80 hipoclorito de cálcio hidratado se decompõe exotérmica para liberar oxigênio. O calor de decomposição é relativamente pequeno, mas o aumento limitado da temperatura resultante, juntamente com o aumento da concentração de oxigênio, pode causar a ignição de itens adjacentes. Ocorreu ignição em seu armazenamento em barris de polietileno (PE). Considere o barril como um equilíndro – um cilindro de raio  $r_0$  e altura  $2r_0$ . O número crítico de Damkohler e a temperatura crítica são encontrados para esta geometria ser  $\#_c = 2.76$  e  $T_c = 1.78$  para um grande número. Os dados coletados por Gray e Halliburton [7] são fornecidos abaixo para uma geometria equilíndrica.

Raio, $r_0$ (m)	Temperatura crítica (°C)
0,00925	149,5, 154,2
0,01875	135,5, 141,5
0,02875	126,5, 128,5
0,055	120,5, 123,0
0,075	102,5, 101,0
0,105	87,5, 90,6
0,175	64,0
0,175	60,1 (em barril PE)

(a) Plote os dados como na Figura 5.6. Mostre que existem duas reações. Encontre os parâmetros de Arrhenius e a faixa de temperatura na qual eles se aplicam. A condutividade térmica pode ser considerada como 0,147 W/m K.

(b) Para um equicilindro exposto a uma temperatura ambiente de 45°C, determine o raio crítico de ignição e a temperatura central no início da ignição.

5.90 parâmetro # entrou nas soluções para ignição espontânea.

(a) Qual é o nome associado a esse parâmetro adimensional?

(b) Explique seu significado nos modelos de Semenov e Frank-Kamenetskii com relação à possibilidade de ignição.

(c) Para um determinado meio, a ignição espontânea depende da temperatura ambiente, bem como de outros fatores. Nomeie mais um.

(d) Uma vez que as condições sejam suficientes para a ocorrência de ignição espontânea, ela sempre ocorrerá muito rapidamente. Verdadeiro ou falso?

5.10 O tempo para ocorrer a ignição espontânea diminuirá à medida que o número de Damkohler \_\_\_\_ aumentar ou \_\_\_\_ diminuir em relação ao seu valor crítico.

5.11 Liste três propriedades ou parâmetros que desempenham um papel significativo na ignição espontânea de commodities sólidas.

# 6

## Ignição de Líquidos

### 6.1 Introdução

A ignição de um combustível líquido não difere dos processos descritos para autoignição e ignição pilotada de uma mistura de combustível gasoso, oxidante e diluente, com uma exceção. O combustível líquido deve primeiro ser evaporado o suficiente para permitir a ignição do combustível gasoso. A este respeito, a concentração de combustível deve estar pelo menos no limite inferior inflamável para ignição pilotada e dentro de limites específicos para autoignição. A temperatura do líquido correspondente às temperaturas nas quais uma quantidade suficiente de combustível é evaporada para ambos os casos depende do aparelho de medição. Para ignição pilotada, a posição do ignitor (faísca) e a mistura do combustível líquido evaporado com o ar é crítica. Para autoignição, tanto a mistura, o tamanho da câmara quanto a perda de calor podem fazer a diferença (veja a Figura 6.1). A temperatura e a concentração de combustível desempenham um papel, conforme ilustrado na Figura 6.2 para ignição pilotada no ar. O combustível só pode ser inflamado em uma faixa de concentração de  $X_{eu}$  para  $X_{voc}$ , e uma temperatura suficiente deve existir nesta região, correspondendo a pilotado e autoignição respectivamente. Esses perfis de  $X_{FeT}$  dependem da termodinâmica, propriedades de transporte e condições de fluxo. Veremos que o calor de vaporização ( $h_{fg}$ ) é uma importante propriedade termodinâmica que controla a taxa de evaporação e, portanto, a concentração local. A menor condição de aquecimento para permitir a ignição pilotada seria com uma faísca na superfície quando  $X_{F;S} > X_{eu}$ , o limite inferior de inflamabilidade.

### 6.2 Ponto de inflamação

A temperatura do líquido ( $T_{eu}$ ) correspondente a  $X_{eu}$  é medido para fins práticos em dois aparelhos conhecidos como teste de ponto de fulgor de copo 'fechado' ou 'aberto', por exemplo, ASTM D56 e D1310. Estes são ilustrados na Figura 6.3. A concentração superficial ( $X_s$ ) será mostrado como uma função única da temperatura para um combustível líquido puro. Essa temperatura é conhecida como temperatura de saturação, denotando o estado de equilíbrio termodinâmico.

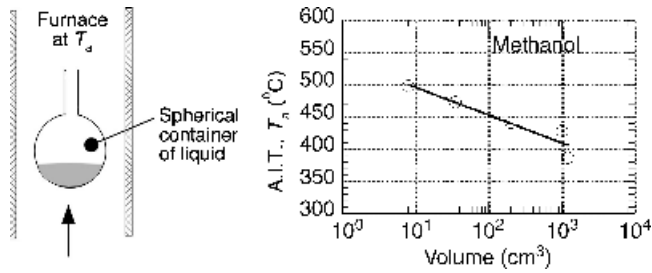


Figura 6.1 Autoignição de um combustível evaporado em um recipiente esférico de ar aquecido (retirado de Setchkin [1])

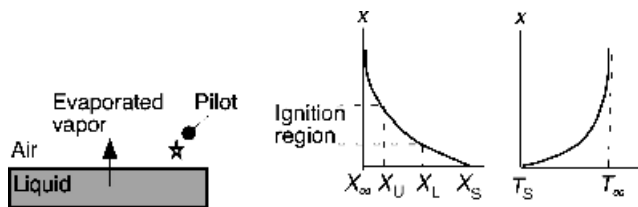


Figura 6.2 Dinâmica da ignição pilotada para um combustível líquido no ar sob aquecimento convectivo da atmosfera

entre um líquido e seu vapor. Teoricamente, a temperatura de saturação correspondente a  $X_{eu}$  é a temperatura limite inferior,  $T_{eu}$ . Como a localização da faísca está acima da superfície do líquido e as duas configurações afetam a forma do perfil de  $X$  acima do líquido, a temperatura de ignição correspondente à medição no líquido a granel pode variar entre os ensaios de copo aberto e fechado. Normalmente, o copo fechado pode garantir um menor  $T_{na}$  ignição do que o copo aberto. A temperatura mínima do líquido na qual uma chama é vista na faísca é chamada de ponto de fulgor. Essa temperatura pode precisar ser aumentada para alcançar a queima sustentada do líquido, e esse aumento de temperatura é chamado de ponto de fogo. O ponto de fulgor corresponde à propagação de uma chama pré-misturada, enquanto o ponto de fogo corresponde à sustentação de uma chama de difusão (Figura 6.4). Nesses aparelhos de teste, o combustível líquido é aquecido ou resfriado a uma temperatura fixa e a faísca é aplicada até a

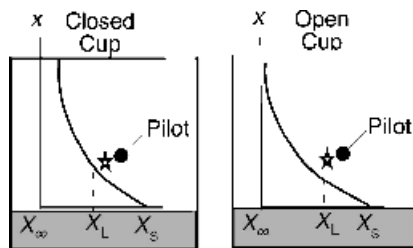


Figura 6.3 Diferenças de concentração de combustível nos testes de ponto de fulgor de copo fechado e aberto

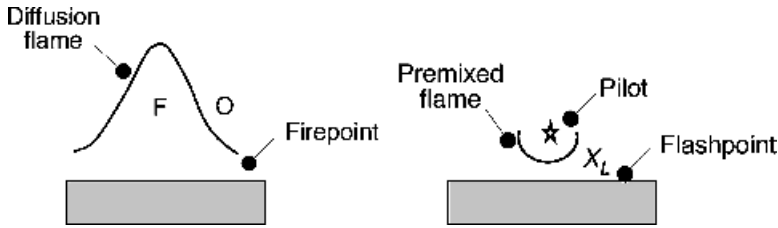


Figura 6.4 Ponto de inflamação e ponto de fogo, combustível líquido a uma temperatura uniforme

temperatura mais baixa para ignição é encontrada. Esses 'pontos de inflamação' são comumente relatados para o ar circundante a 25°C e 1 atm de pressão. Eles irão variar para atmosferas diferentes do ar, uma vez que  $X_{eu}$  muda. No entanto,  $X_{eu}$  tende a variar de cerca de 1 a 8% para muitas condições comuns. Assim, uma quantidade relativamente pequena de combustível deve ser evaporada para permitir a ignição.

É útil colocar em perspectiva a faixa de condições de temperatura durante a combustão de um combustível líquido. Em ordem crescente:

1.  $T_{eu}$ : ponto de inflamação ou a temperatura de saturação correspondente ao limite inferior de inflamabilidade.
2.  $T_b$ : ponto de ebulição correspondente à pressão de saturação de 1 atm.
3.  $T_{uma}$ : temperatura de auto-ignição correspondente à temperatura que uma mistura de combustível e ar pode se auto-inflamar. Normalmente, isso é medido em ou próximo a uma mistura estequiométrica.
4.  $T_{manial}$ : temperatura de chama adiabática correspondente à temperatura máxima alcançável após a combustão. Isso geralmente é relatado para uma mistura estequiométrica de combustível no ar.

A Tabela 6.1 fornece esses dados de temperatura juntamente com o calor de vaporização e calor de combustão, duas variáveis significativas. O primeiro controla o processo de evaporação e o segundo é significativo para a queima sustentada. Para ter uma queima sustentada é necessário que  $h_c > h_{fg}; h_{fg}$  é geralmente uma função fraca da temperatura e geralmente é considerada constante para um combustível em temperaturas relevantes para o processo de combustão. A Tabela 6.2 fornece algumas propriedades relevantes adicionais.

## 6.3 Dinâmica de Evaporação

Vamos examinar o metanol. Sua temperatura de ponto de fulgor é de 12 a 16°C (285-289 K) ou, digamos, 15°C. Se estiver em um copo aberto, então a concentração perto da superfície é  $X_{eu}$  6:7%. Realizado sob temperatura ambiente normal de, digamos, 25°C, o perfil de temperatura seria como na Figura 6.2. Este deve ser o caso porque o calor deve ser adicionado do ar para causar esse vapor de combustível evaporado na superfície. Essa diminuição na temperatura de uma superfície evaporante abaixo de seu ambiente é às vezes chamada de resfriamento evaporativo. Se o coeficiente de transferência de calor por convecção, típico da convecção natural, é,

Tabela 6.1 Propriedades de combustão aproximadas de combustíveis líquidos no ar de várias fontes [2,3]

Combustível	Fórmula	T <sub>eu</sub> (K)		T <sub>b</sub> (K)	T <sub>uma</sub> (K)	T <sub>uma</sub> (K)	X <sub>eu</sub> (%)	h <sub>fg</sub> (kJ/g)	!h <sub>b,c</sub> (kJ/g)
		Fechadas	Aberto						
Metano	CH <sub>4</sub>	—	- 111		910	2226	5,3 0,59	50,2	
Propano	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	—	169	231	723	2334	2,2 0,43	46,4	
n-Butano	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	—	213	273	561	2270	1,9 0,39	45,9	
n-Hexano	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	251	247	342	498	2273	1,2 0,35	45,1	
n-Heptano	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	269	— 371	—	—	2274	1,2 0,32	44,9	
n-Octano	C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	286	— 398	479	479	2275	0,8 0,30	44,8	
n-Decano	C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	317	— 447	474	474	2277	0,6 0,28	44,6	
Querosene	&C <sub>14</sub> H <sub>30</sub>	322	— 505	533	—	—	0,6 0,29	44,0	
Benzeno	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	262	— 353	771	771	2342	1,2 0,39	40,6	
Tolueno	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	277	280	383	753	2344	1,3 0,36	41,0	
Naftaleno	C <sub>10</sub> H <sub>8</sub>	352	361	491	799	—	0,9 0,32	40,3	
Metanol	CH <sub>3</sub> OH	285	289	337	658	—	6,7 1,10 20,8		
Etanol	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	286	295	351	636	—	3,3 0,84	27,8	
n-Butanol	C <sub>4</sub> H <sub>9</sub> OH	302	316	390	616	—	11,3 0,62	36,1	
Formaldeído	CH <sub>2</sub> O	366	— 370	703	—	—	7,0 0,83	18,7	
Acetona	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	255	264 329	738	738	2121	2,6 0,52	29,1	
Gasolina	—	228	— 306	644	644	—	1,4 0,34	44,1	

<sup>uma</sup>Baseado na combustão estequiométrica no ar.

<sup>b</sup>Baseado em água e combustível no estado gasoso.

digamos, 5 W/m<sup>2</sup>K, então a transferência de calor é

$$q_{L15W} = m_2 K \# 25 \$ 15\% K ! 50 W = m_2$$

Um fluxo de massa correspondente de combustível deixando a superfície e movendo-se por difusão para o ar puro com S<sub>F,1:0</sub> seria dado aproximadamente como

$$m_{0,1} h_{m\#YF\#0\% \$S_F,1\% \# 6:1\%$$

Tabela 6.2 Propriedades físicas aproximadas de combustíveis líquidos de várias fontes [4]

Combustível	Fórmula	Propriedades do líquido <sup>uma</sup>		Propriedades do vapor	
		!#kg=m <sup>3</sup> %	c <sub>p</sub> #] = g K%	!#kg=m <sup>3</sup> %	c <sub>p</sub> #] = g K%
Metano	CH <sub>4</sub>	—	—	0,72(0°C)	2,2
Propano	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	—	2,4	2,0(0°C)	1,7
n-Butano	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	—	2,3	2,62(0°C)	1,7
n-Hexano	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	527	2,2	—	1,7
n-Heptano	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	676	2,2	—	1,7
n-Octano	C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	715	2,2	—	1,7
Benzeno	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	894	1,7	—	1,1
Tolueno	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	896	1,7	—	1,5
Naftaleno	C <sub>10</sub> H <sub>8</sub>	1160	1,2	—	1,4
Metanol	CH <sub>3</sub> OH	790	2,5	—	1,4
Etanol	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	790	2,4	1,5 (100°C)	1,7
n-Butanol	C <sub>4</sub> H <sub>9</sub> OH	810	2,3	—	1,7
Acetona	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	790	2,2	—	1,3

<sup>uma</sup>À temperatura e pressão atmosférica normais.



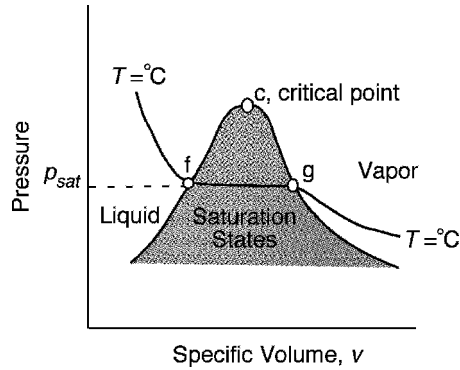


Figura 6.5p-vDiagrama líquido-vapor

Onde  $m$  é um coeficiente de transferência de massa por convecção.  $Sr \neq 0$  % teoricamente corresponde ao limite inferior de inflamabilidade, ou

$$Sf \neq 0\% \quad \#0:067\% \quad \frac{\$ \text{Minetanfetamina}}{\$ \text{Mmisturar}} \quad !0:067 \quad \frac{\#\$ \ 32}{29} \quad !0:073$$

Até agora apresentamos este exemplo sem qualquer preocupação com a consistência, ou seja, satisfazendo os princípios termodinâmicos e de conservação. Este fluxo de massa de combustível deve ser exatamente igual ao fluxo de massa evaporado, que deve depender  $q_{ev}$  e  $q_{fg}$ . Além disso, a concentração na superfície onde o vapor do combustível e o líquido coexistem deve satisfazer o equilíbrio termodinâmico do estado saturado. Este último fato é consistente com a aproximação geral que o equilíbrio termodinâmico local se aplica durante este processo de evaporação.

As condições que se aplicam aos estados líquido-vapor saturados podem ser ilustradas com um exemplo típico p-v, ou  $\#1 \neq !\%$ , diagrama para a fase líquido-vapor de uma substância pura, conforme mostrado na Figura 6.5. Os estados de líquido saturado e de vapor são dados pelo lugar geométrico das curvas f e g respectivamente, com o ponto crítico no pico. Uma linha de temperatura constante  $T$  é esboçado e mostra que a temperatura de saturação é uma função apenas da pressão,  $T_{sentado} \neq \#p\%$  ou  $p_{sentado} \neq \#T\%$ . No regime de vapor, em pressões atmosféricas próximas do normal, as leis dos gases perfeitos podem ser usadas como uma aproximação aceitável,  $p_v \neq \#R \neq M\%T$ , Onde  $R \neq M\%$  é a constante específica do gás para o gás de peso molecular  $M$ . Além disso, para uma mistura de gases perfeitos em equilíbrio com o combustível líquido, vale o seguinte para a pressão parcial do vapor do combustível na mistura:

$$p_f \neq p_{sentado} \neq \#T\% \quad X_f p \tag{6.2}$$

da lei de Dalton, onde  $p$  é a pressão da mistura. Uma vez que teoricamente  $X_f \neq !X_{eu}$  uma condição de ignição pilotada, a temperatura da superfície  $T$  deve satisfazer a equação de estado termodinâmica  $p_f \neq p_{sentado} \neq \#T\%$  para o combustível. Derivaremos uma relação aproximada para esta equação de estado na Seção 6.4.

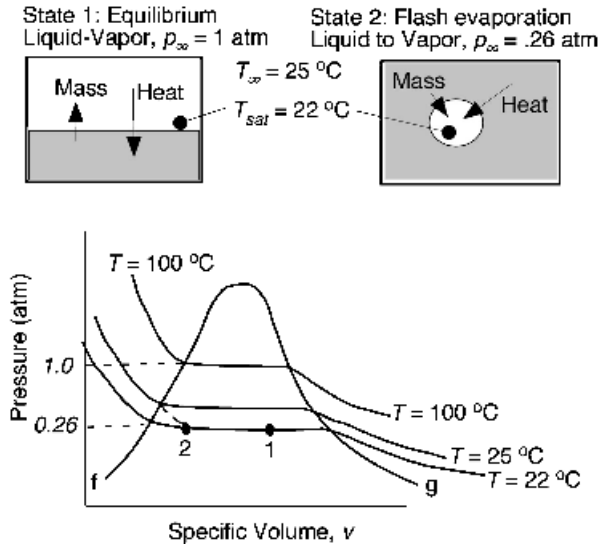


Figura 6.6 Processos de evaporação de equilíbrio e flash ilustrados para água

Aqui estamos falando de evaporação em equilíbrio termodinâmico. Também podemos ter evaporação em condições de não equilíbrio. Por exemplo, se a pressão de um líquido cair repentinamente abaixo de sua pressão de saturação, ocorrerá evaporação instantânea. O vapor resultante estará no ponto de ebulição ou temperatura de saturação correspondente à nova pressão, mas a maior parte do líquido original permanecerá (fora de equilíbrio) na temperatura anterior mais alta. Eventualmente, todo o líquido se tornará vapor na pressão mais baixa. A distinção entre evaporação instantânea e evaporação de equilíbrio é ilustrada na Figura 6.6 para água.

Um cenário de acidente relevante interessante é a 'explosão' de um tanque de combustível de alta pressão sob condições de aquecimento. Isso é ilustrado na Figura 6.7 para um vagão-tanque de propano cujos gases escapando de sua válvula de segurança foram inflamados. O tanque virado é aquecido e seu líquido e vapor segregam devido à gravidade, conforme mostrado. A carcaça de metal do tanque adjacente à região de vapor não pode ser resfriada tão facilmente em comparação com a fervura na

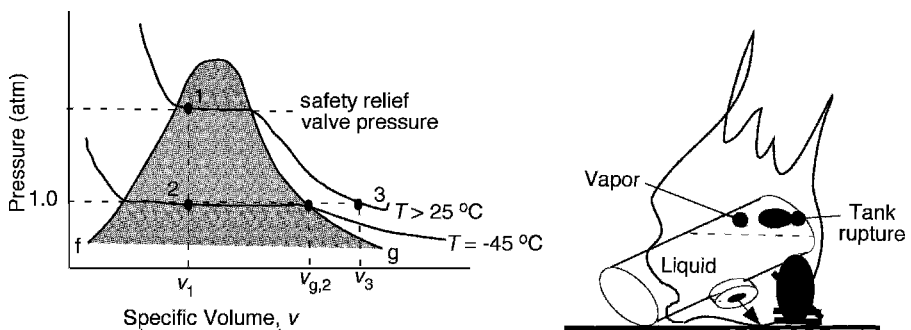


Figura 6.7 Ilustração BLEVE

região líquida. Eventualmente, as propriedades estruturais do metal aquecido enfraquecem devido a um aumento de temperatura e ocorre uma ruptura localizada na região do vapor. Neste instante (antes que a expansão do vapor possa ocorrer), temos um processo de volume constante (e massa constante) para a mistura de propano líquido-vapor. Isso é ilustrado por 1 a 2 na Figura 6.7. Como este é um evento repentino, o conteúdo não tem chance de esfriar para o novo estado de equilíbrio. O conteúdo do tanque agora busca a pressão externa,  $p_2 = 1 \text{ atm}$ . Pela lei dos gases perfeitos temos um aumento considerável no volume de vapor,

$$v_3 = \frac{R}{M} \frac{T_1}{p_2} v_{g,2} > v_{g,1} \quad \# 6:3\%$$

que por sua vez causa uma ruptura mais dramática do tanque. Neste caso, falta de equilíbrio termodinâmico para a fase gasosa em atingir  $v_3$ , em vez do menor  $v_{g,2}$ , agrava o problema. Se o vazamento na ruptura não puder acomodar essa mudança no volume de vapor, um aumento de pressão causará uma ruptura mais catastrófica. Esse fenômeno é comumente chamado de BLEVE (explosão de vapor em expansão de líquido em ebulição). De fato, o sistema líquido-vapor se expandirá para atender à pressão atmosférica,  $p_2 = 1 \text{ atm}$ , na temperatura  $T_1$  e toda a massa (líquido e vapor) atingirá o estado 3. O ponto de ebulição do propano líquido é 231 K ( $42^\circ\text{C}$ ), que está bem abaixo das temperaturas atmosféricas normais. Não apenas o líquido receberá uma transferência de calor significativa, mas o novo estado de equilíbrio 3 não permite que nenhum líquido exista. Este processo de pressão constante 2  $\rightarrow$  3 é referido como uma evaporação instantânea do líquido. O estado líquido não pode ser mantido para condições atmosféricas de aproximadamente  $25^\circ\text{C}$  e 1 atm, pois está acima do ponto de ebulição de  $42^\circ\text{C}$ . O processo real de 1 a 3 não está em duas etapas como mostrado, pois depende do processo de ruptura. O novo volume baseado em  $v_3$  a massa do combustível pode ser considerável. Essa liberação repentina de uma 'bola' de combustível gasoso leva a uma bola de fogo que culmina em um fogo em forma de cogumelo que tem uma vida útil relativamente curta.

## 6.4 Equação Clausius-Clapeyron

A equação de Clausius-Clapeyron fornece uma relação entre as propriedades termodinâmicas para a relação  $\frac{dp}{dT}$  para uma substância pura envolvendo equilíbrio bifásico. Em sua derivação incorpora a função de Gibbs  $G$ , em homenagem ao cientista do século XIX, Willard Gibbs. A função de Gibbs por unidade de massa é definida como

$$G = m \cdot g \cdot h \cdot T_s \quad \# 6:4\%$$

Onde  $s$  é a entropia por unidade de massa.

Para uma substância pura em repouso sem efeitos elétricos ou magnéticos, a primeira lei da termodinâmica para um sistema fechado é expressa para uma variação diferencial como

$$dQ = m \cdot c_p \cdot dv \quad \# 6:5\%$$

onde  $Q$  e  $C_p$  são o calor incremental adicionado e o trabalho realizado pela substância por unidade de massa. Para este sistema simples (consulte a Seção 2.4.1)

$$dQ = m \cdot c_p \cdot dv \quad \# 6:6\%$$

se nenhum efeito viscoso ou de atrito estiver presente, e

$$dq = T ds \tag{6.7} \quad \# 6:7\%$$

se o processo é reversível de acordo com a segunda lei da termodinâmica. A combinação das Equações (6.5) a (6.7) fornece uma relação apenas entre as propriedades termodinâmicas (equilíbrio) para esta substância (simples),

$$dh = T ds + v dp \tag{6.8} \quad \# 6:8\%$$

A Equação (6.8) é uma equação de estado geral para a substância pura. Pela definição de entalpia,  $h = u + pv$ , a Equação (6.7) pode ser expressa em uma forma alternativa:

$$\begin{aligned} dh &= du + v dp + p dv & \# 6:8a\% \\ &= T ds + v dp + p dv & \# 6:8b\% \end{aligned} \tag{6.8}$$

então  $ds = \frac{dh - v dp}{T}$   
ou  $dT$

Vamos aplicar a Equação (6.8) ao requisito de equilíbrio líquido-vapor de duas fases para uma substância pura, a saber  $p = T = \text{constante}$ . Isso se aplica à região de fase mista sob a 'cúpula' na Figura 6.5. Nessa região ao longo de uma linha constante, também devemos ter  $T$  constante. Então, para todas as mudanças de estado ao longo desta linha horizontal, sob  $op = v$  cúpula,  $dg = 0$  da Equação (6.8b). Os estados finais puros devem então ter funções de Gibbs iguais:

$$g_f = g_g \tag{6.9} \quad \# 6:9\%$$

Consequentemente, é permitido equacionar as derivadas, pois são funções contínuas,

$$\left(\frac{dg_f}{dT}\right) = \left(\frac{dg_g}{dT}\right) \tag{6.10} \quad \# 6:10\%$$

Da Equação (6.8b), por divisão com  $dT$  ou por uma operação formal de limite, reconhecemos que nesta região de duas fases,

$$\left(\frac{dg}{dT}\right)_v = \left(\frac{dp}{dT}\right)_s \tag{6.11} \quad \# 6:11\%$$

Da Equação (6.8a) nesta região de duas fases ao longo de uma linha constante,

$$T ds = dh - v dp$$

No entanto,  $T$  também é constante aqui, então a integração entre os dois extremos do limite dá

$$T \int ds = \int dh - \int v dp \tag{6.12} \quad \# 6:12\%$$

A substituição da Equação (6.11) na Equação (6.10) dá

$$v_f \frac{dp}{dT} = s_f - v \quad \frac{dp}{dT} = s_g \tag{6.13}$$

Combinando as Equações (6.12) e (6.13), segue que

$$\frac{dp}{dT} = \frac{s_g - s_f}{v_g - v_f} = \frac{h_g - h_f}{T(v_g - v_f)} \tag{6.14}$$

Isso é conhecido como a equação de Clausius-Clapeyron. É uma relação de estado que permite determinar a condição de saturação em que o vapor e o líquido estão em equilíbrio a uma pressão correspondente a uma dada temperatura.

Uma extensão importante dessa relação é sua aplicação na evaporação de líquidos em uma determinada atmosfera, como o ar. Considere a evaporação da água no ar (X<sub>O<sub>2</sub></sub> = 0,21 e X<sub>N<sub>2</sub></sub> = 0,79). Suponha que o ar esteja a 21°C. Se a água está em equilíbrio térmico com o ar, também a 21°C, seu vapor na superfície deve ter uma pressão de vapor de 0,0247 atm (das tabelas de vapor padrão). No entanto, se a água e o ar estiverem à mesma temperatura, não poderá ocorrer mais transferência de calor. Portanto, nenhuma evaporação pode ocorrer. Sabemos que isso não pode ser verdade. Conforme discutido, no fenômeno de 'resfriamento evaporativo', a superfície da água líquida terá que cair de temperatura até um novo equilíbrio que pode satisfazer as leis de conservação, ou seja,

Taxa de evaporação em massa = taxa de transporte de difusão para o ar

Taxa de transferência de calor = energia necessária para vaporizar

Digamos que esta nova temperatura de equilíbrio da superfície da água é 15,5°C; então a pressão de vapor é 0,0174 atm. Na superfície da água, não só existe vapor de água, mas também os componentes originais da mistura gasosa do ar, O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>. Pela lei de Dalton a concentração molar do vapor de água é

$$X_{H_2O} = \frac{0,0174}{0,0174 + 0,21} = 0,076$$

e os novos valores para O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub> são

$$X_{O_2} = \frac{0,21}{0,0174 + 0,21} = 0,2063$$

$$X_{N_2} = \frac{0,79}{0,0174 + 0,79} = 0,776$$

Para este valor da concentração de vapor de água na superfície, a umidade relativa (X<sub>H<sub>2</sub>O</sub> = 0,076) neste ponto para a atmosfera a 21°C é 0,0174/0,0247 ou 70,4%.

Em geral, a umidade relativa é dada como

$$p_{H_2O} = \left( \frac{p_{H_2O}}{p_g} \right) 100\% \tag{6.15}$$

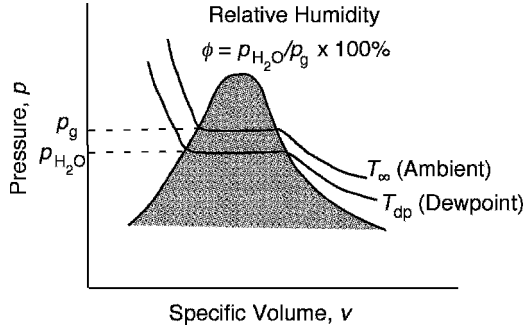


Figura 6.8 Umidade relativa e ponto de orvalho

Onde  $p_{H_2O}$  é a pressão parcial do vapor de água na atmosfera e  $p_g$  é a pressão de saturação da água na temperatura da atmosfera,  $T_1$ . O ponto de orvalho  $T_{dp}$  é a temperatura de saturação correspondente a  $p_{H_2O}$ . A relação dessas temperaturas está ilustrada na Figura 6.8. Em outras palavras, se a atmosfera em uma determinada umidade relativa (UR) for repentinamente reduzida em temperatura para  $T_{dp}$ , o novo estado torna-se 100% de umidade relativa. Qualquer resfriamento adicional fará com que o vapor de água na atmosfera se condense. Este processo causa o orvalho na grama no início da manhã, pois as lâminas de grama sofreram resfriamento radiativo para o céu noturno e sua temperatura caiu abaixo do ponto de orvalho da atmosfera 'úmida'.

Assumindo que uma lei dos gases perfeitos se aplica ao vapor, incluindo o estado de saturação, pode-se ver que

$$\frac{\phi}{100} = \frac{p_{H_2O}}{p_g} = \frac{RT_1 = v_{H_2O} M_{H_2O}}{RT_1 = v_g M_{H_2O}} = \frac{v_g}{v_{H_2O}} = \frac{!_{H_2O}}{!_g} \quad \# 6:16\%$$

Assim, a 100% de umidade relativa, a atmosfera do ar contém a maior massa de vapor de água possível para a temperatura  $T_1$ . Nenhuma evaporação adicional de água líquida é possível.

A introdução da lei dos gases perfeitos na equação de Clausius-Clapeyron (Equação (6.14)) nos permite obter uma aproximação mais direta para  $\frac{dp}{dT}$  na região de saturação. Usamos o seguinte:

1.  $p_g = R M T$ .
2.  $h_g - h_f = h_{fg}$ , o calor de vaporização à temperatura  $T$ .
3.  $v_g \gg v_f$ ;  $v_g \approx v_f + v_g$ , exceto próximo ao ponto crítico.

Substituindo na Equação (6.14), obtemos

$$\frac{dp}{dT} = \frac{h_{fg}}{T^2 R} = \frac{h_{fg}}{M p T} \quad \# 6:17\%$$

Se assumirmos que  $h_{fg}$  é independente de  $T$ , razoável sob temperaturas esperadas, então podemos integrar esta equação. A condição selecionada para avaliar a constante de

integração é  $\int_{p_1}^{p} \frac{dp}{p} = \frac{h_{fg}}{R M_g} \int_{T_b}^T \frac{dT}{T^2}$ , que é a definição do ponto de ebulição normalmente relatado (ver Tabela 6.1). Com  $M_g$  peso molecular do componente evaporado,

$$\int_{p_1}^{p} \frac{dp}{p} = \frac{h_{fg}}{R M_g} \int_{T_b}^T \frac{dT}{T^2}$$

ou

$$\ln \frac{p}{p_1} = \frac{h_{fg} M_g}{R T_b} \left( \frac{T_b}{T} - 1 \right)$$

ou

$$X_g = \frac{p}{p_1} \exp \left( \frac{h_{fg} M_g}{R T_b} \left( \frac{T_b}{T} - 1 \right) \right) \quad \# 6.18\%$$

Onde  $p_1$  é a pressão da mistura e  $T_b$  é a temperatura de saturação onde  $p_1$ . Observe que esta equação tem um caráter semelhante à forma de Arrhenius, com  $h_{fg} M_g$  desempenhando o papel de uma energia de ativação (kJ/mol).

Exemplo 6.1 Estime a temperatura mínima de ignição pilotada para metanol no ar que é de 25°C e 1 atm.

Solução Use os dados na Tabela 6.1:

$T_b$ : 337 mil! 64°C

$h_{fg}$ : 1:10 kJ/g

$M_g$ : 12 ( 4 ( 16 ) 32 g/mol

$R$ : 8:315 J/mol K

$\hat{h}_{fg}$ : 35:2 kJ/mol

A temperatura mínima para ignição pilotada é dada por  $X_g = X_{eu}$ . Da Equação (6.18),

$$0.067 = \exp \left( \frac{35.2 \text{ kJ/mol}}{8.315 \text{ J/mol K}} \left( \frac{337 \text{ K}}{T_{eu}} - 1 \right) \right) \quad \# \frac{1}{T_{eu}} = \frac{1}{337 \text{ mil}}$$

Resolver dá

$$T_{eu} = 277 \text{ mil! } 4^\circ\text{C}$$

Isso deve ser comparado aos copos abertos ou fechados medidos de 285 e 289 K. Esperamos que o valor calculado seja menor, uma vez que o ignitor está localizado acima da superfície e a mistura afeta a concentração do ignitor de combustível. Assim, uma temperatura de superfície líquida mais alta é necessária para atingir  $X_{eu}$  no ignitor.

### 6.5 Taxas de Evaporação

Consideremos um caso de evaporação constante. Vamos supor um transporte unidimensional de calor no líquido cuja temperatura de massa é mantida à temperatura atmosférica,  $T_1$ . Isso se aplicaria a uma piscina profunda de líquido sem efeitos de borda ou recipiente. O processo é mostrado na Figura 6.9. Seleccionamos um volume de controle diferencial entre  $x$  e  $x+dx$ , movendo-se com uma velocidade superficial  $v_o = dx_o/dt$ . Nosso sistema de coordenadas é seleccionado em relação à superfície líquida em movimento, regredindo e evaporando. Embora o volume de controle se mova, a velocidade do líquido é zero, em relação a um observador estacionário, pois nenhuma circulação é considerada no líquido contido.

Aplicamos a conservação da massa ao volume de controle:

$$\frac{d}{dt} \int_{x_0}^{x_0+dx} \rho \, dx + \rho \frac{dx_o}{dt} = \rho \frac{dx_o}{dt} + \rho \frac{dx}{dt}$$

onde  $\rho$  é a densidade média entre  $x$  e  $x+dx$ . Como anteriormente dividimos por  $dx$  e tomamos o limite como  $dx \rightarrow 0$ , com  $\rho$  expresso em termos de  $x$  pelo teorema da expansão de Taylor

$$\rho \left( dx + \rho \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \right)$$

nós obtemos

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} v_o + \rho \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \tag{6.19}$$

Onde  $v_o = dx_o/dt$ . Como a densidade é constante no líquido, esta equação é automaticamente satisfeita.

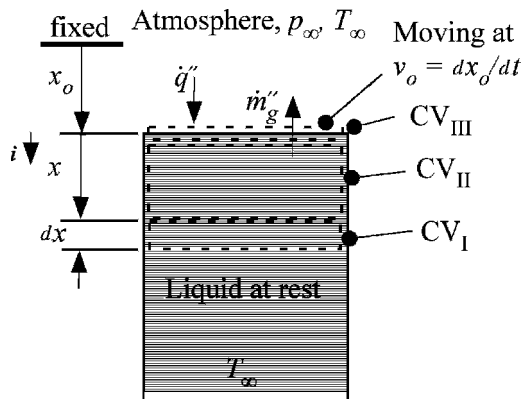


Figura 6.9 Evaporação do líquido



É mais significativo tomar um volume de controle entrecilindro (no gás) e qualquer líquido. Para este volume de controle (CVII),

$$\frac{d}{dt} \int_{V_0}^{Z_x} \rho dx = \rho v_{ev} - \rho (m_g)_{out}$$

Onde  $m_g$  é o fluxo médio de vapor evaporado na superfície. Desde que  $\rho$  é constante

$$\rho v_{ev} = \rho (m_g)_{out} \tag{6.20}$$

A equação de energia pode ser derivada de forma semelhante para CVeu. O líquido é considerado na mesma pressão que a atmosfera e, portanto, a Equação (3.48) se aplica:

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} - \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} - \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx}$$

Onde  $q_{0,k}$  é o fluxo de calor na direção. Expandindo e tomando o limite como  $dx \rightarrow 0$ ,

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} - \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} - \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} \tag{6.21}$$

Considerando a lei de Fourier para a condução de calor,

$$q_{0,k} = -k \frac{dT}{dx} \tag{6.22}$$

Então combinamos as Equações (6.21) e (6.22) para obter

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} - \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} - \rho c_p T \frac{dx}{dx} + \rho c_p T \frac{dx}{dx} \tag{6.23}$$

para  $k$  constante.

No entanto, podemos empregar um volume de controle (CVIII) apenas circundando a superfície. Para este volume de controle, a conservação da massa é a Equação (6.20). A conservação da energia torna-se

$$\rho v_{ev} = \rho (m_g)_{out} + \rho q_{0,k} \tag{6.24}$$

Onde  $q_{0,k}$  é o fluxo líquido de calor incidente para a superfície. Observe que não há termo volumétrico na equação já que o volume é zero para este volume de controle 'fino'. Das Equações (6.20) e (6.22), obtemos

$$\rho v_{ev} = \rho (m_g)_{out} + \rho q_{0,k} \tag{6.25}$$

Também sabemos em  $x=0, T_s$  que a temperatura de saturação  $p_g = 0$  ou  $X_g = 0$ ,  $X_s = 1$ ,  $p_g = 0 = p_1$ , em termos de concentrações molares. No  $x=1, T_1$  para uma piscina profunda de líquido. Em resumo, para evaporação constante, a Equação (6.23) se torna

$$\frac{dT}{dx} = - \frac{d^2T}{dx^2} \tag{6.26}$$

A difusividade térmica  $k = \rho c_p$ . Temos uma equação diferencial de segunda ordem que requer duas condições de contorno:

$$\begin{aligned} x=0; T &= T_s & \# 6:27\% \\ x=1; T &= T_1 & \# 6:27b\% \end{aligned}$$

A taxa de evaporação também é desconhecida. No entanto, para aquecimento convectivo puro, podemos escrever

$$q_0 = h(T_1 - T_s) \tag{6:28\%}$$

O coeficiente de transferência de calor por convecção pode ser aproximado como aquele devido à transferência de calor sem a presença de transferência de massa. Esta suposição é aceitável quando a taxa de evaporação é pequena, como secagem em ar normal, e para condições de ignição pilotada, uma vez que  $\mu$  normalmente é pequeno. A transferência de massa devido à difusão ainda está presente e pode ser aproximada por

$$m_0 = \frac{h}{c_g} (Y_1 - Y_0) \tag{6,29}$$

onde o coeficiente de transferência de massa convectiva é dado como  $h = c_g(c_g)$  é o calor específico a pressão constante para a mistura gasosa) com  $S_1$  como a fração de massa da fase transferida (líquido ! gás) na atmosfera. Para a evaporação da água em ar seco,  $S_1 = 0$ .

Se considerarmos as incógnitas nas equações acima, contamos quatro:

$$T_s; S_s; m_g \tag{6.29}$$

A equação diferencial pode ser resolvida para dar  $T(x); T_s; T_1; v_0 = S_s$ . As quatro incógnitas requerem quatro equações: Equações (6.26), (6.28) e (6.29), juntamente com a equação de Clausius-Clapeyron na forma de

$$S_s = T_s \frac{M_g}{M} \exp\left(\frac{M_g h_{fg}}{R(T_s - T_b)}\right) \tag{6.30}$$

Onde  $M$  é o peso molecular da mistura gasosa ( $M = 29$  para misturas de ar). Além disso, pode-se mostrar que onde a taxa de transferência de massa é pequena,  $T_s$  vai ser

apenas algumas dezenas de graus, no máximo, abaixo  $T_1$ . Portanto, podemos evitar resolver explicitamente para  $T_s$  aproximando

$$S_s \# T_s \% + S_s \# T_1 \% \tag{6.31}$$

Vamos completar o problema resolvendo a Equação (6.26). Deixar

$$\int \frac{dT}{dx}$$

Portanto,

$$\frac{d}{dx} \int \frac{v_0}{\rho}$$

Integrando uma vez dá

$$\int c_1 e^{\#v_0=\%x}$$

e integrando novamente dá

$$T_1 \int c_1 v_0 \frac{\#}{\rho} e^{\#v_0=\%x} (C_2) \tag{6.32}$$

Pelas condições de contorno da Equação (6.27),

$$c_2 \# T_1$$

e

$$T_s \# T_1 \int c_1 v_0 \frac{\#}{\rho}$$

Então, a solução pode ser expressa como

$$T \# T_1 \int \# T_s \# T_1 \% e^{\#v_0=\%x} \tag{6.33}$$

Substituindo na Equação (6.25) dá

$$k \frac{dT}{dx} \int \# k \# T_s \# T_1 \% e^{\#v_0=\%x} (v) \int \# c_p v_0 \# T_s \# T_1 \% \int \# m_{og} c_p \# T_s \# T_1 \%$$

( $c_p$  é o calor específico do líquido) ou

$$q_{\text{evap}} = m_{\text{g}} h_{\text{fg}} + c_p (T_s - T_1) \tag{6,34}$$

Onde  $h_{\text{fg}}$  é chamado de calor de gaseificação, pois é a energia total necessária para evaporar uma unidade de massa de líquido originalmente à temperatura  $T_1$ . Geralmente é dado pelo símbolo  $h_{\text{fg}}$  e é composto pelo calor de vaporização mais a 'energia sensível' necessária para trazer o líquido de sua temperatura original  $T_1$  à sua temperatura de evaporação  $T_s$ .

O caso especial de uma atmosfera seca, sob as hipóteses de estabilidade unidimensional com um fluxo de transferência de massa baixo, pode ser escrito como (das Equações (6.29) e (6.30))

$$m_{\text{evap}} = \frac{h}{c_g} \frac{M_{\text{g}}}{M} \exp\left(-\frac{M_{\text{g}} h_{\text{fg}}}{R T_b}\right) \tag{6.35}$$

Isso mostra que a evaporação da superfície em uma atmosfera seca tem a forma de uma regra de Arrhenius para uma reação química de ordem zero.

Exemplo 6.2 Estime o fluxo de massa evaporado para metanol em ar seco a 25°C e 1 atm. Suponha que as condições de convecção natural se apliquem na superfície líquido-vapor com  $h = 8 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

Solução Pela Equação (6.35) e Exemplo 6.1, primeiro assumimos  $T_s = 25^\circ\text{C}$ :

$$m_{\text{evap}} = \frac{8 \text{ W/m}^2\text{K}}{1,0 \text{ J/gK}} \frac{32}{29} \exp\left(-\frac{32 \text{ kg} \cdot 315 \text{ kJ}}{10 \text{ mol} \cdot 298 \text{ K}}\right) = 1,7 \text{ g/m}^2\text{s}$$

onde aproximamos o calor específico da mistura gasosa como 1,0 J/g K. Este é um fluxo de massa de combustível típico na ignição e também na extinção; normalmente 1-5 g/m<sup>2</sup>s. O fluxo de calor aproximado necessário para que isso aconteça (por  $T_s = 25^\circ\text{C}$ ) é

$$q_{\text{evap}} = m_{\text{evap}} h_{\text{fg}} = 1,7 \text{ g/m}^2\text{s} \cdot 190 \text{ kJ/g} = 323 \text{ kW/m}^2$$

A partir da Equação (6.27), podemos agora estimar  $T_s$  como

$$T_s - T_1 = \frac{q_{\text{evap}}}{h} = \frac{323 \text{ kW/m}^2}{8 \text{ W/m}^2\text{K}} = 40,4 \text{ K}$$

$$T_s = 25^\circ\text{C} + 40,4 \text{ K} = 235 \text{ K} = 210^\circ\text{C}$$

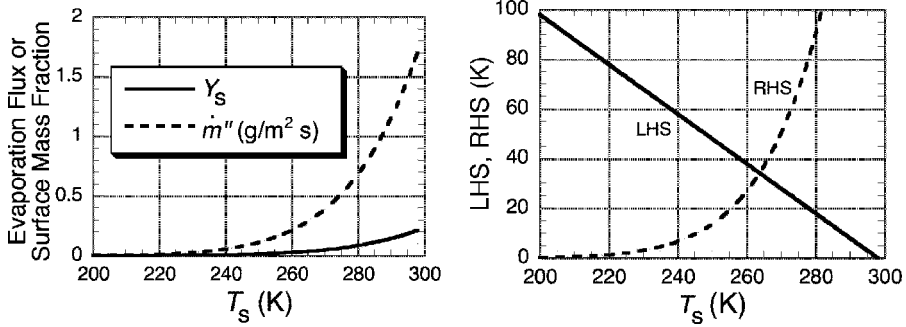


Figura 6.10 Exemplo 6.2, solução para  $T_s$

o que obviamente não satisfaz nossa suposição de que  $T_s \approx T_1 = 25^\circ\text{C}$ !

Isso exige uma solução mais precisa. Fazemos isso da seguinte forma: igualamos as Equações (6.28) e (6.34) como  $q_{\text{evap}} = h_e$ ; e substitua a Equação (6.35):

$$T_1 - T_s = \frac{M_g e^* M_g h_{fg} + R M_g (T_s - T_b) h_{fg} + C_p M_g (T_1 - T_s)}{c_g M}$$

Esta equação requer uma solução iterativa para  $T_s$ . Traçamos o LHS e RHS como funções de  $T_s$  para as seguintes equações substituídas:

$$\begin{aligned} \text{LHS} &= 298 \text{ mil dólares} \cdot \frac{32 \text{ g/mol} - 29 \text{ g/mol}}{10^3 \text{ kJ/gK}} \\ \text{RHS} &= \frac{e^* 32 \text{ g/mol} + 1 \cdot 10^3 \text{ kJ/g} + 8 \cdot 315 \cdot 10^3 \text{ kJ/mole} + (T_s - 337 \text{ K}) \cdot 10^3 \text{ kJ/g} + (T_1 - T_s) \cdot 2 \cdot 37 \cdot 10^3 \text{ kJ/gK}}{298 \text{ K} - T_s} \end{aligned}$$

dando uma interseção (veja a Figura 6.10) para

$$T_s = 264 \text{ K} = 91^\circ\text{C}$$

A Equação (6.18) pode agora ser usada para avaliar se o vapor de metanol excede seu LFL. Nesta temperatura, pelas Equações (6.28) e (6.34), e com  $c_p = 2.37 \text{ J/gK}$  para metanol líquido,

$$\begin{aligned} m_{0,y} &= \frac{h_e (T_1 - T_s)}{h_{fg} + C_p (T_1 - T_s)} \\ &= \frac{8 \cdot 10^3 \text{ kW} - 298 \cdot 264 \text{ K}}{1 \cdot 10^3 \text{ kJ/g} + 2 \cdot 37 \cdot 10^3 \text{ kJ/gK} + 298 \cdot 264 \text{ K}} \cdot \text{kJ/g} \\ m_{0,y} &= 0.26 \text{ g} = m_2 \end{aligned}$$

Portanto, esta solução precisa dá uma grande mudança na temperatura da superfície do metanol, mas a ordem de grandeza do fluxo de massa na ignição é aproximadamente a mesma,  $m_{0,y} = m_2$ .

Vamos examinar mais alguns detalhes deste problema do metanol. A taxa de regressão da superfície é, para uma densidade líquida de  $0.79 \text{ g/cm}^3$ ,

$$v_0 = \frac{m_g}{t} = \frac{0.26 \text{ g} = m_2s}{0.79 \text{ g/cm}^3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 = m_3}$$

ou

$$v_0 = 3.3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

Da Equação (6.33), o perfil de temperatura na piscina líquida é

$$\frac{T - 25^\circ\text{C}}{9.25^\circ\text{C}} = e^{-v_0 z / \alpha}$$

onde, usando  $W = mK$  para o líquido,

$$\frac{v_0}{\alpha} = \frac{m_g}{m_g c_p} = k \quad \text{e} \quad \frac{0.26 \text{ g} = m_2s}{0.5 \text{ W} = mK} = 1.23 \text{ m/s}$$

A profundidade de penetração térmica do líquido resfriado pode ser aproximada como

$$e^{-v_0 z / \alpha} = 0.01$$

para  $T = 24.7^\circ\text{C}$  ou  $z = 3.7 \text{ m}$ . Portanto, essa poça de líquido deve manter uma profundidade de aproximadamente 4 m enquanto evapora para que nosso modelo semi-infinito seja aplicado. Se for uma piscina fina, a temperatura no fundo do recipiente ou no solo terá um efeito significativo no resultado.

Suponha que a temperatura do fundo do líquido seja mantida em  $25^\circ\text{C}$  para uma piscina fina. Consideremos este caso onde o fundo da piscina é mantido a  $25^\circ\text{C}$ . Para o caso da piscina, a temperatura é mais alta no metanol líquido à medida que a profundidade aumenta. É provável que isso crie um fluxo de recirculação devido à flutuabilidade. Este fluxo foi ignorado no desenvolvimento da Equação (6.33); apenas a condução pura foi considerada. Para uma piscina de espessura finita com sua face posterior mantida a uma temperatura mais alta que a superfície, a recirculação é provável. Vamos tratar isso como um coeficiente de transferência de calor efetivo,  $h_{eu}$ , entre as temperaturas do fundo e da superfície da piscina. Para aquecimento puramente convectivo, a conservação da energia na superfície do líquido é

$$m_0 h_{fg} = h (T_1 - T_s) + (h_{eu} (T_{rob} - T_s)) \tag{6.36}$$

Substituindo a Equação (6.35) e tomando  $T_{rob} = T_1$  fornece uma equação implícita para  $T_s$ :

$$T_1 - T_s = \frac{h}{h_{eu}} \frac{h_{fg} M_g e^{-h_{fg} M_g R (T_1 - T_s)}}{c_g M} \tag{6.37}$$

Isso fornece a temperatura da superfície para uma piscina de evaporação de líquido aquecida por convecção por cima e por baixo.

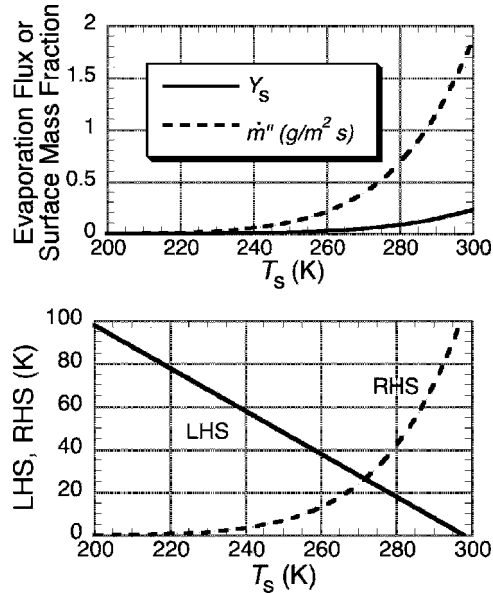


Figura 6.11 Exemplo 6.3, solução para  $T_s$

Exemplo 6.3 Considere o Exemplo 6.2 para uma piscina rasa de metanol com sua superfície inferior mantida a 25°C. Suponha que a convecção natural ocorra no líquido com um coeficiente efetivo de transferência de calor por convecção no líquido tomado como  $10 \text{ W} = \text{m}^2\text{K}$ . Encontre a temperatura da superfície, a fração de massa de vapor da superfície e o fluxo de evaporação para esta poça.

Solução Da Equação (6.37), substituímos, por quantidades conhecidas,

$$298 \text{ mil dólares } T_s! \frac{\#}{8} \left( \frac{\$}{10} \right) S_s! \frac{\#}{29} \frac{\$}{1100 \text{ J} = \text{g}}{1 \text{ J} = \text{gK}} e^{\$4240:9\#1=T_s\$ 1 = 337 \text{ K}}$$

O LHS e RHS são plotados na Figura 6.11, produzindo  $T_s!$  272 mil ou US\$ 1°C. Da Equação (6.30),

$$S_s! \frac{\#}{32} \frac{\$}{29} e^{\$4240:9\#1=272\$1=337\%!} 0:054$$

O fluxo de massa evaporado no ar seco é, pela Equação (6.29),

$$m_{0,9} \frac{h}{c_g} S_s! \frac{8 \text{ W} = \text{m}^2\text{K}}{1 \text{ J} = \text{g K}} \# 0:054\%$$

ou

$$m_{0,9} 0:44 \text{ g} = \text{m}^2\text{s}$$

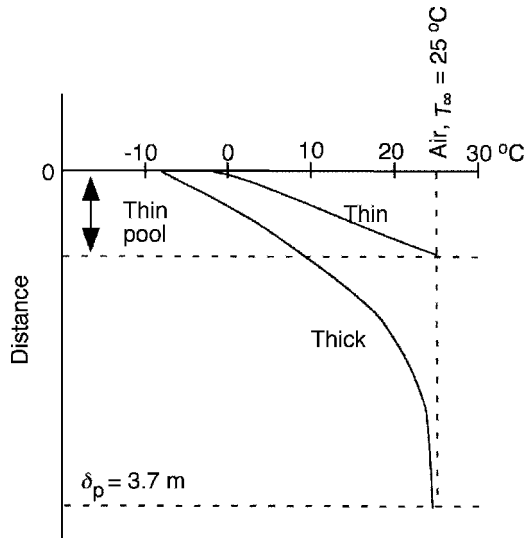


Figura 6.12 Evaporação do metanol no ar a 25°C sob convecção natural (não desenhado em escala)

Esses resultados estão próximos das condições limite teóricas de inflamabilidade na superfície de  $T_s!$  277K,  $S_s!$  0:074 em  $_{00}$  g! 0:58 g = m<sub>2</sub>s (ver Exemplo 6.1).

A dinâmica térmica dos Exemplos 6.2 e 6.3 para o metanol está esboçada na Figura 6.12.

## Referências

1. Setchkin, NP, Temperatura de auto-ignição de líquidos combustíveis, J. Research, National Bureau of Standards, 1954, 53, 49-66.
2. Kanury, AM, Ignição de combustíveis líquidos, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição, (eds PJ DiNenno e outros), Seção 2, Associação Nacional de Proteção contra Incêndios, Quincy, Massachusetts, 1995, pp.2-164 a2-165.
3. Volts, SR, Introdução à combustão, 2ª edição, McGraw-Hill, Boston, Massachusetts, 2000.
4. Bolz, RE e Tuve, GL (eds), Manual de Tabelas para Ciências de Engenharia Aplicada, 2ª edição, CRC Press, Cleveland, Ohio, 1973.

## Problemas

- 6.1 Um corredor está em uma longa corrida em um dia nublado e está suando. A temperatura da pele do corredor será \_\_\_\_ mais alta ou \_\_\_\_ mais baixa que a temperatura do ar? Verifique um.
- 6.2 Por que a pressão de vapor de um combustível líquido é importante para avaliar a causa da ignição do combustível?
- 6.3 Sob evaporação puramente convectiva do aquecimento da fase gasosa, a temperatura da superfície do líquido é \_\_\_\_ menor que ou \_\_\_\_ maior que a ambiente. Verifique o espaço em branco que se encaixa.
- 6.4 Em seu ponto de ebulição, qual é a variação de entropia do benzeno de líquido para vapor por grama? Use a Tabela 6.1.



6,5 Calcule a pressão de vapor dos seguintes líquidos puros a 0°C. Use a equação Clausius-Clapeyron e a Tabela 6.1.

(a) n-Octano

(b) Metanol

(c) Acetona

6.6 Calcule a faixa de temperaturas dentro da qual a mistura vapor-ar acima da superfície do líquido em uma lata de n-hexano à pressão atmosférica será inflamável. Os dados são encontrados na Tabela 4.5. Calcule a faixa de pressão ambiente dentro da qual a mistura vapor/ar acima da superfície do líquido em uma lata de n-decano ( $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$ ) será inflamável a 25°C.

6.7 Usando os dados da Tabela 6.1, calcule o ponto de fulgor do copo fechado de n-octano. Compare seus resultados com o valor dado na Tabela 6.1.

6.8 Calcule a temperatura na qual a pressão de vapor de n-decano corresponde a uma mistura estequiométrica vapor-ar. Compare seu resultado com o valor cotado para o ponto de fogo de n-decano na Tabela 6.1.

6.9 Um derramamento líquido de benzeno,  $\text{C}_6\text{H}_6$ , cai em uma estrada aquecida pelo sol e é aquecido a 40°C. As equipes de segurança estão preocupadas com as faíscas dos veículos que ocorrem na superfície do benzeno. Mostre por cálculo que a preocupação da tripulação está correta ou não. Use os seguintes dados conforme necessário:

$T_{\text{ferver}} = 353 \text{ K}$

$M = 78$

$h_{\text{fg}} = 432 \text{ kJ/kg}$

$h_{\text{c}} = 40,7 \text{ kJ/g}$

$X_{\text{mais baixo}} = 1,2\%$

$X_{\text{superior}} = 7,1\%$

$R = 8,314 \text{ J/mol K}$

6.10 Um feixe de panos de limpeza usados e suas chamas atingem uniformemente uma cuba de naftaleno ( $\text{C}_{10}\text{H}_8$ ). O naftaleno líquido é preenchido até a borda em uma cuba hemisférica de 1 m de raio. A chama aquece a cuba de metal fino com uma temperatura uniforme de 500°C e um coeficiente de transferência de calor por convecção de  $20 \text{ W/m}^2\text{K}$ , e o líquido na cuba circula de modo que possa ser tomado a uma temperatura uniforme. A transferência de calor da superfície do líquido pode ser desprezada e a cuba metálica tem massa desprezível. Um interruptor defeituoso na superfície superior da cuba admite continuamente um arco elétrico. Usando as propriedades do naftaleno, determine o tempo em que o líquido entrará em ignição. Neste processo você precisa calcular a temperatura do líquido que suportará a ignição. A temperatura inicial é 35°C.



Propriedades:

Densidade do líquido,  $\rho_l$  1160 kg/m<sup>3</sup>  
 calor específico líquido,  $c_l$  1,2 J/g K Calor  
 de vaporização,  $h_{fg}$  0,32 kJ/g Limite  
 inferior de inflamabilidade,  $X_{eu}$  0,9%  
 Ponto de ebulição,  $T_b$  491 K constante  
 de gás,  $R$  8,315 J/mol K Área da  
 superfície da esfera  $A$  4 $\pi r^2$   
 Volume da esfera  $V$  (4/3) $\pi r^3$

(a) Encontre a temperatura necessária para a ignição.

(b) Encontre o tempo de ignição.

6.11 n-Octane derrama em um pavimento quente durante um dia de verão. A calçada é 40°C e aquece o octano a esta temperatura. A temperatura do vento é 33°C e a pressão é 1 atm. Use a Tabela 6.1.

Dados:

As condições ambientais estão a uma temperatura de 33°C e pressão de 760 mmHg. A densidade do ar é de 1,2 kg/m<sup>3</sup> e tem um calor específico de 1,04 J/g K.

Propriedades de octano:

A temperatura de ebulição é 125,6°C  
 Calor de vaporização é 0,305 kJ/g Calor  
 específico (líquido) é 2,20 J/g K Calor  
 específico (gás) é 1,67 J/g K Densidade  
 (líquido) é 705 kg/m<sup>3</sup>

O limite inferior de inflamabilidade no ar é de 0,95% O

limite superior de inflamabilidade no ar é de 3,20%

(a) Determine a concentração molar do vapor de octano na superfície do líquido derramado.

(b) Se uma faísca for colocada apenas na superfície, o derramamento irá inflamar? Explique o motivo da sua resposta.

(c) Assuma uma distribuição linear do vapor de octano sobre a camada limite onde tem 4 cm de espessura. Determine a região vertical sobre a camada limite de 4 cm de espessura onde a mistura é inflamável.

6.12 Este problema pode ser chato ou pode ser emocionante. Você deve determinar, por cálculos teóricos, as características de secagem de uma toalha molhada.

Um pano é primeiro saturado com água, depois pesado e pendurado para secar por 40 minutos, após o que é pesado novamente. A temperatura ambiente e a umidade são registradas.

Teoricamente, calcule o seguinte, declarando quaisquer suposições e especificações em sua análise:

(a) Os coeficientes de transferência de calor e massa para o tecido suspenso na orientação vertical.

(b) A taxa média de evaporação por unidade de área e o tempo de secagem, supondo que continue na mesma posição.

(c) A temperatura da superfície e a fração de massa de vapor de água na superfície do tecido.

Dados:

Temperatura ambiente: 23°C Massa do  
 pano: 55,48 g Massa inicial do pano  
 molhado: 135,8 g Massa final: 122,6 g

Umidade da sala: 29,5%  
 Dimensões: 33 cm ) 32,5 cm ) 3 cm  
 Hora: 11h25  
 Horário: 12h05

6.130 procurador-geral dos EUA autoriza o uso de 'gás lacrimogêneo não pirotécnico' para forçar os membros do culto a saírem de um prédio sitiado. Ela tem certeza de que o gás lacrimogêneo não é inflamável. O gás lacrimogêneo (CS) é fornecido em uma gota de cloreto de metileno (diclorometano,  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$ ) como aerossol. Vinte latas de gás lacrimogêneo são entregues simultaneamente, cada uma contendo 0,5 litros de cloreto de metileno. As propriedades do  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  estão listados abaixo:

Propriedades de  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$ : Calor  
 específico do líquido! 2 J/g K Ponto  
 de ebulição ! 40°C Densidade do  
 líquido ! 1,33 g/cm<sup>3</sup>



Calor da vaporização ! 7527 cal/g mol Limite

inferior de inflamabilidade ! 12% (molar)

(a) Calcule o ponto de fulgor do líquido  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$ .

(b) Calcule a taxa de evaporação por unidade de área do  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  uma vez liberado pelas latas de quebra no prédio. A temperatura do ar é 28°C, e nenhum gás lacrimogêneo anterior foi introduzido. Suponha que o derramamento possa ser considerado como uma piscina profunda e que o coeficiente de transferência de calor entre o piso e o ar seja de 10 W/m<sup>2</sup>K.

(c) Qual é a concentração máxima de  $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  gás no edifício supondo que esteja bem misturado. O prédio tem 60 pés) 30 pés) 8 pés de altura, e tem oito janelas quebradas 3 pés) 5 pés de altura. Cada vasilha faz um derramamento de 1 m de diâmetro, e a taxa de fluxo de ar no prédio pode ser tomado como 0,05 UMA<sub>0</sub> em kg/s, onde UMA<sub>0</sub> é a área total das janelas e H<sub>0</sub> é o altura de uma janela.

6.14 Um ladrão à noite entra na sala dos fundos de uma joalheria onde os objetos de valor são guardados. O quarto está em 32°C e tem 3,5 m x 3,5 m x 2,5 m de altura. Ele entra por uma janela aberta de 0,8 m x 0,8 m de altura. A temperatura externa mais fria permitirá que o ar flua para a sala através da janela com base na fórmula

$$m_{\text{ar}} = \frac{p_{\text{atm}} - p_{\text{ext}}}{\rho_{\text{ar}}} \cdot A \cdot h$$

Onde  $A$  é a área da janela em  $\text{m}^2$  e  $h$  é sua altura em m.

O ladrão tropeça e quebra sua lanterna e também uma grande garrafa de metanol que cai em um tanque de 1,8 m de diâmetro. Ele então usa um isqueiro para ver. Use os dados de propriedade das tabelas do Capítulo 6; o calor específico do gás é constante em 1,2 J/g K, a densidade do gás na sala pode ser considerada constante em 1,18 kg/m<sup>3</sup> e o coeficiente de transferência de calor na superfície do metanol é 15 W/m<sup>2</sup>K.

- a) Se o ladrão imediatamente joga o isqueiro aceso no tanque de metanol, explique por cálculos o que acontece. Você precisa calcular a concentração do metanol.
- (b) Qual é a taxa de evaporação do metanol em g/s?
- (c) Se o ladrão não deixar cair o isqueiro aceso, mas continuar a usá-lo para ver, ocorrerá uma ignição e quando? Explique seus resultados por cálculos. Assuma que a composição do metanol evaporado é uniformemente misturada na sala, e ainda assumo que a temperatura da superfície do metanol permanece constante e pode ser tomada para esta estimativa na temperatura em que não havia vapor de metanol na sala.

6.15 O óleo de tungue é totalmente absorvido em um pano de algodão, com 0,5 cm de espessura, e suspenso no ar seco a uma temperatura uniforme. As propriedades do óleo de tungue e do pano úmido são dadas abaixo:

Calor de combustão	40 kJ/g
Calor da vaporização	43,0 kJ/mole de óleo de tungue
Limite inferior de inflamabilidade do óleo de tungue	1% (em volume)
Ponto de ebulição do óleo de tungue	159°C
Condutividade térmica do pano molhado	0,15 W/mK
Energia de ativação, $E_a$	75 kJ/mol
Fator pré-exponencial, $A$	$0,38 \times 10^8 \text{ g/m}^3 \text{ s}$
constante de gás, $R$	8,315 J/mol K

- (a) A ignição ocorre quando uma pequena chama se aproxima do pano. Qual é a temperatura mínima da superfície do tecido para permitir a ignição por chamas?
- (b) Se o tecido fosse exposto ao ar nessa temperatura mínima por (a), ele poderia ter levado à ignição sem que a chama se aproximasse do tecido? Explique em termos quantitativos.

# 7

## Ignição de Sólidos

### 7.1 Introdução

Até agora consideramos fenômenos de ignição associados a misturas de gases para casos automáticos e pilotados (Capítulo 4), as condições necessárias para a ignição espontânea de produtos a granel (Capítulo 5) e as condições necessárias para a ignição de líquidos. O tempo para a ignição ocorrer não foi cuidadosamente estudado. Em cenários de incêndio, o papel da ignição para mercadorias e móveis sólidos típicos desempenha um papel importante no crescimento do incêndio. Em particular, o tempo de ignição dos materiais pode ajudar a explicar ou antecipar a sequência temporal dos eventos em um incêndio (linha do tempo). De fato, veremos (Capítulo 8) que o tempo de ignição para sólidos está inversamente relacionado à velocidade de propagação da chama. Neste capítulo, limitaremos nossa discussão à ignição de sólidos, mas os líquidos também podem ser incluídos, desde que estejam razoavelmente estagnados.

Para entender os fatores que controlam a ignição de um combustível sólido, consideramos várias etapas. Essas etapas estão representadas na Figura 7.1.

Passo 1 O sólido é aquecido, aumentando sua temperatura para produzir produtos de pirólise que contêm combustível gasoso. Esta decomposição para produzir combustível gasoso pode ser idealizada por uma reação do tipo Arrhenius

$$m_{\text{O}_2} = \text{UMA}_{\text{e}} E_{\text{s}} = \#R\$$$

# 7:1\$

Onde  $\text{UMA}_{\text{e}} E_{\text{s}}$  são as propriedades do sólido. Tal como acontece com a evaporação de líquido puro (Equação (6.35)), esta é uma função muito não linear da temperatura na qual uma temperatura crítica,  $T_{\text{py}}$ , pode existir que permita uma concentração significativa de vapor de combustível para tornar a ignição

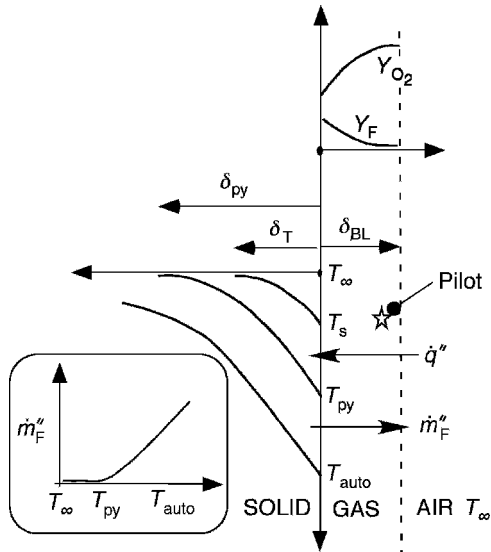


Figura 7.1 Fatores envolvidos na ignição de um sólido

possível. Para um sólido plano aquecido em profundidade, o fluxo de massa de combustível que deixa a superfície pode ser descrito por

$$\dot{m}_F = \int_0^{z_{lpy}} \rho D \frac{dY_F}{dz} dz \quad \# 7:2\$$$

Onde  $z_{lpy}$  é uma profundidade crítica aquecida. Este processo é ilustrado na Figura 7.1. Implicamos que antes que a temperatura da superfície atinja  $T_{py}$  não há evolução significativa de combustível vapor. No  $T_{py}$ , o valor de  $\dot{m}_F$  é suficiente para permitir a ignição pilotada.

Passo 20 vapor de combustível liberado deve ser transportado através da camada limite de fluido onde o ar ambiente é misturado com o combustível. Para ignição pilotada, uma fonte de energia suficiente, como uma faísca elétrica ou pequena chama, deve estar localizada onde o combustível misturado é inflamável,  $X_F \leq X_{eu}$ . Para a autoignição, devemos não apenas atingir uma mistura estequiométrica, mas um volume suficiente da mistura de vapor deve atingir sua temperatura de autoignição (>300-500°C). Se o sólido é aquecido por radiação, então a transferência de calor da superfície ou a absorção de radiação na camada limite devem elevar a temperatura da mistura ao seu valor de autoignição. Isso será substancialmente mais alto do que a temperatura de superfície típica,  $T_{py}$ , necessário para ignição pilotada. Para um material carbonizado, a oxidação da superfície pode ocorrer antes da ignição na fase gasosa. Isso seria especialmente possível para o caso de autoignição ou para fluxos de calor baixos. Por exemplo, Spearpoint [1] viu madeira grossa inflamar tão baixo quanto 8 kW/m<sup>2</sup> por calor radiante na presença de um piloto. No entanto, esta ignição pilotada flamejante foi precedida pelo brilho da superfície da madeira. Assim, a energia de reação para esta oxidação aumentou o aquecimento radiante. Mesmo sem um piloto, o brilho pode induzir a ignição por chamas. Ignoraremos essa ignição incandescente e seus efeitos em nossa discussão contínua, mas pode ser um mecanismo importante na ignição de materiais carbonizados.

Consideremos apenas o caso de ignição pilotada. Então, ao  $T_{py}$  um fluxo de massa de combustível suficiente é liberado na superfície. Sob condições típicas de incêndio, o vapor do combustível se difundirá por convecção natural turbulenta para encontrar o ar que entra na camada limite. Isso levará algum incremento de tempo para atingir o piloto, pelo que a temperatura da superfície continuou a subir.

Uma vez que a mistura inflamável esteja no piloto, haverá outro momento para que a reação química prossiga para um 'fugitivo térmico' ou uma condição de chamas.

Este processo de três etapas pode nos permitir expressar o tempo de ignição como a soma de todas as três etapas [2]:

$$t_{ig} = t_{py} + t_{mistura} + t_{química} \quad \# 7:3\$$$

## Onde

$t_{py}$ : tempo de aquecimento por condução para o sólido atingir  $T_{py}$

$t_{mistura}$ : difusão ou tempo de transporte necessário para a concentração de combustível inflamável e oxigênio para chegar ao piloto

$t_{química}$ : tempo necessário para que a mistura inflamável prossiga para a combustão uma vez no piloto

## 7.2 Estimativa dos Componentes do Tempo de Ignição

Os processos descritos pela Equação (7.3) são complexos e requerem uma análise elaborada para fazer determinações precisas de  $t_{ig}$ . Ao fazer estimativas apropriadas de cada um dos componentes de tempo, podemos simplificar consideravelmente as análises práticas de ignição para a maioria das aplicações típicas de incêndio. Novamente, estamos apenas considerando a ignição por chama pilotada, mas a autoignição pode ser descrita de forma semelhante.

### 7.2.1 Tempo químico

Considere o componente químico do tempo,  $t_{química}$ . A partir da Equação (5.22), estimamos o tempo de ignição de uma mistura inflamável para, digamos, um volume esférico de raio  $r_0$  como

$$t_{química} = 0.21 \frac{r_0^2}{D} \quad \# 7:4\$$$

onde  $D$  é a difusividade térmica da mistura gasosa. Para uma reação térmica descontrolada, o número crítico de Damkohler deve ser alcançado para esta esfera. Portanto, substituindo por

$$D = \frac{k}{\rho C_p} \quad \# 7:5\$$$

Combinando,

$$t_{química} = 0.21 \frac{r_0^2 \rho C_p}{k} \frac{E}{RT_1} \exp\left(\frac{E}{RT_1}\right) \quad \# 7:6\$$$

Estimamos esse tempo da seguinte maneira (usando a Tabela 4.2), selecionando

$$\begin{aligned}
 E &= 160 \text{ kJ} = \text{mol} \\
 \text{UMA } t_{10} &= m_3 s \\
 k &= 10 \text{ W} = \text{mK} \\
 t_{16} + 10^{-6} m_2 &= s \text{ hc} \\
 45 \text{ kJ} &= g
 \end{aligned}$$

como misturas inflamáveis típicas no ar, e selecionamos  $T_1 = 1600 \text{ K} \approx 1300 \text{ C}$  como a temperatura de chama adiabática mais baixa para uma mistura de combustível no ar para atingir a combustão em chama. Em geral, teríamos que investigar a taxa de liberação de energia,

$$Q_{\text{química}} = \frac{E}{t} = \frac{h_c \rho \Delta T}{t} \quad \# 7:7\$$$

e encontramos  $t_{\text{química}}$  quando uma quantidade perceptível de energia e luz é observada na faísca piloto após a chegada da mistura inflamável. Isso é muito complicado para fins ilustrativos, então selecionamos  $T_1 = 1600 \text{ K}$  como temperatura de combustão representativa. Substituindo esses valores por  $E = 1600 \text{ kJ}$ ,

$$t_{\text{química}} = \frac{E}{h_c \rho \Delta T} = \frac{1600 \text{ kJ}}{10 \text{ W/mK} \cdot 1600 \text{ K}} = 10^{-6} m_2 = s \quad \# 12:0\$$$

Assim, os tempos típicos de reação química são muito rápidos. Observe, se um retardador de fase gasosa química estiver presente ou se a concentração de oxigênio for reduzida no ambiente,  $t_{\text{química}}$  seria afetado e reduzido. Assim, o tempo químico pode se tornar mais longo, ou a combustão pode não ser possível.

### 7.2.2 Tempo de mistura

Agora vamos considerar o tempo de mistura,  $t_{\text{mistura}}$ . Isso será estimado por uma estimativa de ordem de magnitude para que a difusão ocorra através da espessura da camada limite,  $\delta_{BL}$ . Se tivermos condições naturais turbulentas, é comum representar a transferência de calor em termos do número de Nusselt para uma placa vertical de altura,  $L$ , como

$$\frac{h_c L}{k} = \text{Gr} \text{Pr}^{1/3} \quad \text{para } \text{Gr} \text{Pr} > 10^9 \quad \# 7:8\$$$

Onde  $\text{Gr}$  é o número de Grashof,  $\text{Gr} = \frac{g \beta (T_s - T_1) L^3}{\nu^2}$  para um gás,  $\text{Pr}$  é o número de Prandtl,  $\text{Pr} = \frac{\mu}{\rho \nu}$ , com  $\nu$  a viscosidade cinemática do gás. O coeficiente de transferência de calor,  $h_c$ , pode estar relacionado com a condutividade do gás,  $k$ , aproximadamente como

$$h_c = \frac{k}{\delta_{BL}} \quad \# 7:9\$$$



Então para uma superfície aquecida de  $1.0:5 \text{ m}$ , combinando as Equações (7.8) e (7.9), para valores de ar típicos em  $T_s = 325^\circ\text{C}$  e  $T_1 = 25^\circ\text{C}$ :

$$Pr = 0.69$$

$$1.45 + 10^{-6} m_2 = s \cdot 1.31 +$$

$$10^{-6} m_2 = s \cdot k \cdot 1.35 + 10^{-3} W =$$

$$m \cdot K$$

$$Gr = \frac{300 \text{ mil}}{298 \text{ K}} \cdot \frac{\# 0.5 m^3}{10^{-6} m_2 = s^2} \cdot 1.28 + 10^9$$

$$\frac{!BL}{\tau} = \frac{1}{\# 0.021 \cdot \# 1.28 + 10^9 \cdot \# 0.69 \cdot s^2} \cdot !0:126$$

ou

$$!BL \cdot \# 0:126 \cdot \# 0.5 m^3 = 6:29 + 10^{-3} m$$

O tempo para a difusão ocorrer através de  $!BL$  é estimado por

$$!BL, D_{\text{misturar}} \quad \# 7:10$$

Onde  $D$  é o coeficiente de difusão, digamos  $1.02 + 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  para a difusão laminar do etanol no ar. Para difusão turbulenta,  $D$  é maior; no entanto, o valor laminar produzirá um tempo maior conservadoramente. A Equação (7.10) fornece uma profundidade de penetração de difusão no tempo  $t_{\text{misturar}}$ . Portanto, estimamos

$$t_{\text{misturar}} = \frac{\# 6:29 + 10^{-3} m^2}{1.02 + 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}} \quad !3:9 \text{ segundos}$$

Assim, vemos que este tempo de mistura também é muito pequeno. No entanto, esta análise assumiu implicitamente que o piloto está localizado onde o vapor de combustível evoluiu. Um piloto a jusante introduziria um tempo de transporte adicional no processo.

### 7.2.3 Pirólise

Finalmente, estimamos a ordem de grandeza do tempo do sólido aquecido para atingir  $T_{py}$  na superfície. Este é principalmente um problema na condução de calor, desde que a decomposição e gaseificação do sólido (ou fase condensada) seja insignificante. Sabemos que normalmente são necessárias baixas concentrações de combustível para ignição pilotada  $\# X_{eu} \approx 0:01-0:10$  e por baixo fluxo de massa ( $m_{\infty} \approx 1-5 \text{ g/m}^2\text{s}$ ) em conformidade. Assim, uma aproximação de condução pura é satisfatório. Uma profundidade de penetração térmica para condução de calor pode ser estimada como

$$!T = \sqrt{t} \quad \# 7:11$$

onde  $\alpha$  é a difusividade térmica da fase condensada. Podemos estimar o tempo de pirólise determinando um  $!T$ .

O fluxo líquido de calor incidente na superfície é dado por  $q_{-}^{00}$ . Uma conservação de energia para a superfície, ignorando qualquer mudança de fase ou energias de decomposição, dá

$$q_{-}^{00} = k \frac{\partial T}{\partial x} \quad \# 7:12$$

No momento da pirólise, aproximamos a derivada como

$$k \frac{\partial T}{\partial x} \approx k \frac{T_{py} - T_1}{t} \quad \# 7:13$$

que permite uma estimativa do tempo de pirólise da Equação (7.11) como

$$t_{py} = \frac{T_{py} - T_1}{q_{-}^{00}} \quad \# 7:14$$

A propriedade  $k$  é a inércia térmica; quanto mais alto, mais difícil é aumentar a temperatura do sólido. Vamos estimar  $t_{py}$  para condições típicas de um produto de madeira

$$k = 0.5 \text{ kW/m}^2\text{Ks}$$

$$T_{py} = 325^\circ\text{C}$$

$$q_{-}^{00} = 20 \text{ kW/m}^2 \text{ um valor relativamente baixo para condições de ignição}$$

Então, da Equação (7.14),

$$t_{py} = \frac{325 - 25}{20} = 11.13 \text{ segundos}$$

Assim, o tempo de condução é o mais significativo de todos e controla a ignição.

Em geral, a condutividade térmica está diretamente relacionada à densidade para sólidos, então

$$k \propto \rho^2$$

que enfatiza por que sólidos leves, como plásticos espumados, podem inflamar tão rapidamente. Também  $k$  geralmente aumentam à medida que a temperatura aumenta em um sólido. Portanto, os valores selecionados para uso em  $k$  em temperaturas elevadas deve ser maior do que geralmente dado para condições ambientais normais.

### 7.3 Modelo de Condução Pura para Ignição

Portanto, para ignição pilotada podemos dizer

$$t_{ig}, t_{py}$$

e selecione uma temperatura de superfície razoável para ignição. Embora a decomposição vá ocorrer, ela ocorre principalmente no final do tempo de condução e geralmente é de curta duração, especialmente para ignição pilotada. A temperatura de ignição pode ser selecionada como a temperatura da superfície correspondente ao aquecimento condutor puro conforme interpretado a partir de medições experimentais. Isso é ilustrado na Figura 7.2 e se aplicaria a qualquer

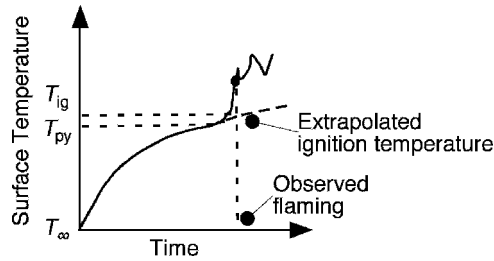


Figura 7.2 Resposta da temperatura da superfície para ignição

um caso pilotado ou de auto-ignição. Um maior  $T_{ig}$  resultaria para autoignição com mais distorção de uma curva de aquecimento condutora pura perto da ignição. No entanto, um modelo de condução pura para a ignição de sólidos é uma aproximação satisfatória.

Claro que informações para  $T_{ig}$  e propriedades térmicas  $k$ ;  $\rho c$  deve estar disponível. Eles podem ser considerados como 'propriedades' e podem ser derivados como 'constantes de ajuste' em relação à teoria da condução térmica. A este respeito, a temperatura de ignição não é uma propriedade termodinâmica fundamental do ponto de fulgor do líquido, mas mais semelhante a parâmetros de modelagem como viscosidade de redemoinho para fluxo turbulento, ou viscosidade cinemática  $\nu$  para um fluido que se aproxima do comportamento de fluxo newtoniano. O conceito de utilização da temperatura de ignição é muito poderoso na implementação de soluções, não apenas para problemas de ignição, mas também para propagação de chamas. Desde a determinação de  $T_{ig}$  por um modelo de condução enterra os processos de degradação e mudança de fase sob várias condições de aquecimento possíveis, não podemos esperar uma medição precisa  $T_{ig}$  ser o mesmo para todos os casos. A Figura 7.3 mostra os resultados para a temperatura de um painel de partículas de madeira medida por K.

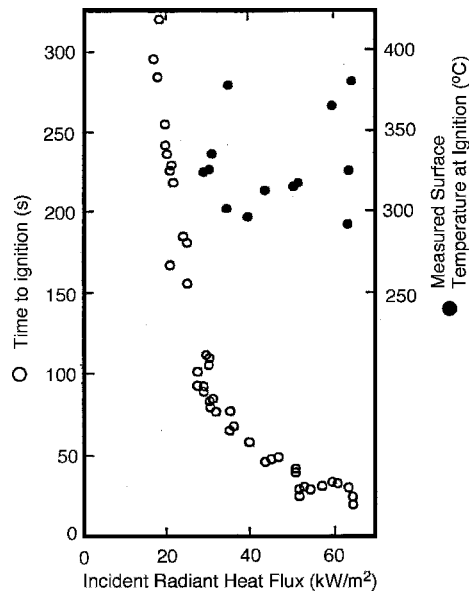


Figura 7.3 Ignição pilotada de painéis de partículas de madeira (vertical) por aquecimento radiante [3]

Saito com um termopar de fio fino embutido na superfície [3]. A dispersão nos resultados é provavelmente devido às variáveis de decomposição e à precisão desta difícil medição. (Observe que a temperatura da superfície aqui está sendo medida com um cordão de termopar de tamanho finito e com propriedades diferentes das da madeira.) Da mesma forma, as propriedades não se pode esperar que sejam iguais aos valores encontrados na literatura para materiais genéricos comuns, uma vez que as variações de temperatura no mínimo os farão mudar. Nós esperamos que aumentemos a temperatura efetivamente devido à decomposição, mudança de fase e evaporação da água absorvida. Embora não estejamos modelando todos esses efeitos, ainda podemos usar as propriedades efetivas de  $T_{ig}$ ;  $k$ ;  $\rho$  para explicar o comportamento da ignição. Por exemplo,

$t_{ig}$  aumenta à medida que  $T_{ig}$  aumenta (adição de retardantes, polímeros mais resistentes ao fogo);  $t_{ig}$  aumenta à medida que  $k$  aumenta;

$t_{ig}$  aumenta à medida que  $\rho$  aumenta (mudança de fase, decomposição, evaporação da água).

## 7.4 Fluxo de Calor no Fogo

Seria útil fazer uma pausa por um momento em nossa discussão sobre sólidos para colocar em perspectiva os fluxos de calor encontrados em condições de incêndio. São esses fluxos de calor que promovem a ignição, a propagação da chama e a taxa de queima – os três componentes do crescimento do fogo.

### 7.4.1 Níveis típicos de fluxo de calor

A Tabela 7.1 lista os níveis de fluxo de calor comumente encontrados em incêndios e os contrasta com níveis perceptíveis. É normalmente encontrado para materiais comuns que os fluxos de calor mais baixos para causar ignição pilotada são cerca de  $10 \text{ kW/m}^2$  para materiais finos e  $20 \text{ kW/m}^2$  para materiais espessos. O tempo de ignição nesses fluxos críticos é teoricamente infinito, mas praticamente pode ser  $0(1 \text{ min})$  (ordem de magnitude de um minuto). Flashover, ou mais precisamente o início de um incêndio de compartimento totalmente envolvido, às vezes está associado a um fluxo de calor de  $20 \text{ kW/m}^2$  para o chão. Este fluxo de calor de fluxo pode ser associado a

Tabela 7.1 Níveis comuns de fluxo de calor

Fonte	$\text{kW/m}^2$
Irradiância do sol na superfície da Terra	!1
Mínimo para dor na pele (exposição relativamente curta)[4]	"1
Mínimo para lesão por queimadura (exposição relativa curta)[4]	"4
Geralmente necessário para inflamar itens finos	# 10
Normalmente necessário para acender móveis comuns	# 20
Aquecimento da superfície por uma pequena chama laminar	50-70
	20-40
(queimador de propano quadrado de 0,17 m) a 100 kW	40-60
(queimador de propano quadrado de 0,17 m) a 300 kW	60-80
Dentro de um incêndio de sala totalmente envolvido (800-1000°C)	75-150
Dentro de uma grande fogueira (800-1200°C)	75-267

temperaturas da camada de fumaça da sala de 500°C (20 kW/m<sup>2</sup> até o teto) e 600°C (20 kW/m<sup>2</sup> ao piso, estimado por uma emissividade efetiva da camada de fumaça e produto do fator de configuração de 0,6).

O maior fluxo de calor possível do sol não é possível de inflamar sólidos comuns. No entanto, a ampliação dos raios do sol através de um aquário foi encontrado para acender cortinas finas em um incêndio acidental.

#### 7.4.2 Propriedades de radiação de superfícies em incêndio

Para aquecimento radiante não é suficiente conhecer apenas a magnitude do fluxo de calor incidente para determinar o aumento de temperatura. Devemos também conhecer as características espectrais da fonte de radiação e as propriedades espectrais (absortividade,  $\alpha$ , transmissão,  $\tau$ , e refletância,  $\rho$ ) do material. Lembre-se que

$$\alpha + \tau + \rho = 1 \quad \# 7:15$$

e por equilíbrio a uma dada temperatura de superfície para um material, a emissividade é

$$\epsilon = \rho \quad \# 7:16$$

As Figuras 7.4(a), (b) e (c) fornecem as características espectrais de três fontes: (a) o sol na superfície da Terra, (b) um incêndio em poça JP-4 e (c) fontes de corpo negro em um ambiente típico de incêndio condições (800–1100 K). A irradiância solar está contida principalmente em cerca de 0,3 a 2,4  $\mu$ m, enquanto as condições de incêndio abrangem cerca de 1 a 10  $\mu$ m.

As Figuras 7.5 e 7.6 fornecem as refletâncias espectrais medidas e transmitâncias de tecidos. Fica claro na Figura 7.5 que a cor (6, branco; 7, preto; 1, amarelo) tem um efeito significativo na reflexão da irradiação solar, e também vemos porque essas cores podem ser discriminadas na região espectral visível de 0,4 a 0,7  $\mu$ m. No entanto, na faixa espectral relevante para as condições de incêndio, a cor tem menos efeito. Além disso, a refletância de tecidos sujos (5a) ou molhados (5b) cai para  $\approx 0$ . Assim, para fins práticos em análises de incêndio, onde não há outras informações disponíveis, é razoável tomar a refletância como zero, ou a absortividade como igual a 1. Isso é permitido, pois apenas tecidos finos (Figura 7.6) apresentam níveis de transmitância de 0,2 ou menos e diminui para próximo de zero após 2  $\mu$ m.

#### 7.4.3 Aquecimento convectivo no fogo

O aquecimento convectivo em condições de incêndio ocorre principalmente sob condições de convecção natural, onde para fluxo turbulento, um coeficiente de transferência de calor de cerca de 10 W/m<sup>2</sup>K é típico. Portanto, sob temperaturas médias de chama turbulentas típicas de 800°C, esperamos fluxos de calor convectivos de cerca de 8 kW/m<sup>2</sup>. Consequentemente, sob condições turbulentas, a transferência de calor por radiação torna-se mais importante para o crescimento do fogo. Esta é uma razão pela qual o crescimento do fogo não é fácil de prever.

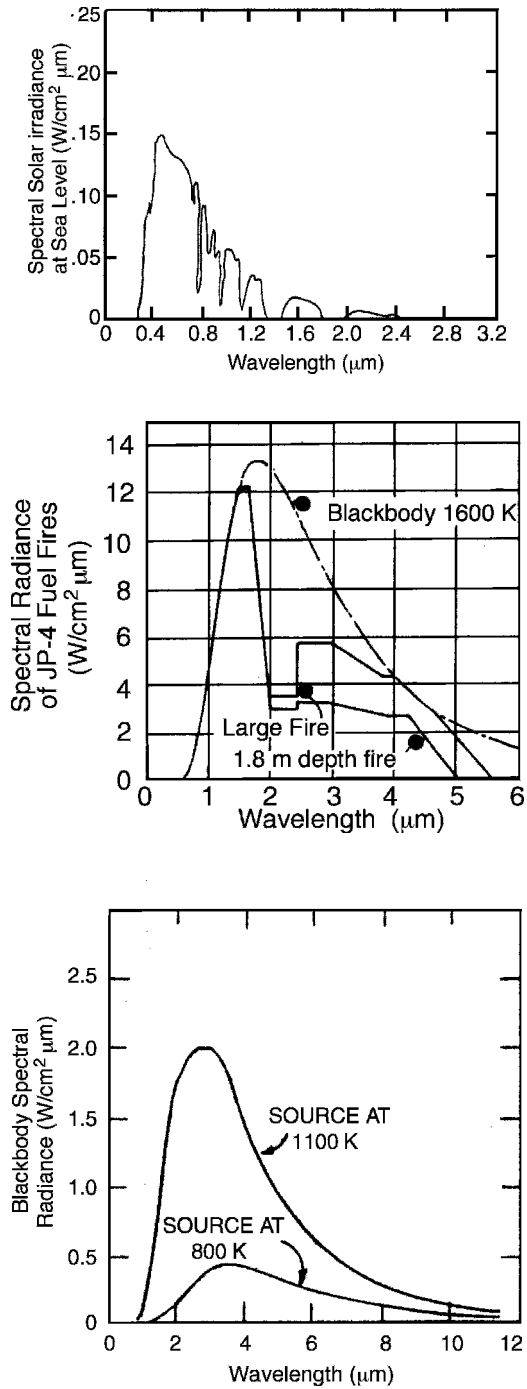


Figura 7.4 Características espectrais das fontes: (a) sol na superfície da Terra [9], (b) fogo de combustível JP-4 [10], (c) corpos negros [11]

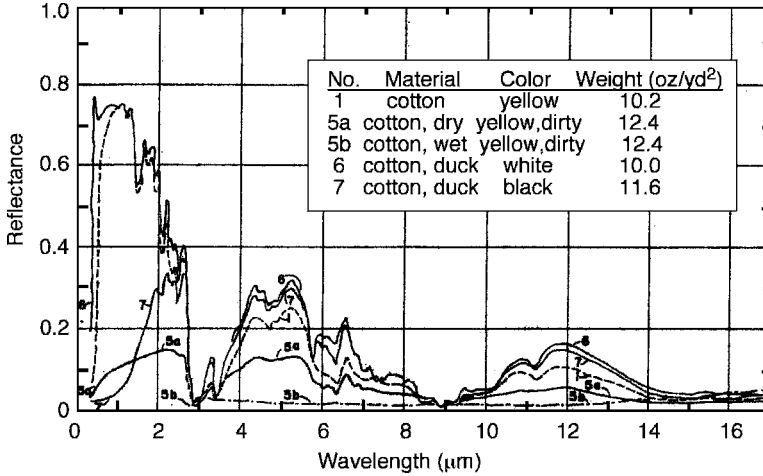


Figura 7.5 Refletância espectral de tecidos de algodão [11]

### 7.4.4 Radiação de chama

A radiação de chamas e produtos de combustão envolvem processos complexos, e sua determinação depende do conhecimento das distribuições temporais e espaciais da temperatura, distribuição e concentração do tamanho da fuligem e concentrações das espécies de gases emissores e absorvedores. Embora, em princípio, seja possível calcular a transferência de calor radiativa se

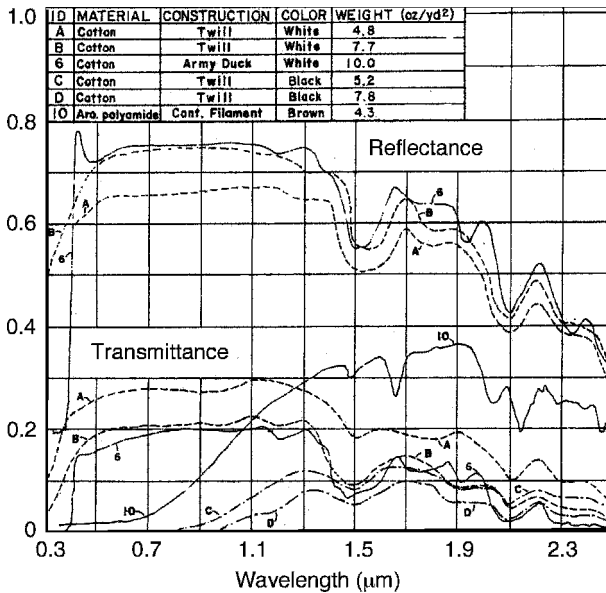


Figura 7.6 Refletância espectral e transmitância de tecidos [11]

essas quantidades são totalmente conhecidas, não se tornou totalmente prático para o espectro de cenários realistas de incêndio. Portanto, apenas estimativas racionais, correlações empíricas ou medições devem ser usadas. As dificuldades podem ser apreciadas retratando o fluxo de calor médio emitido de uma chama por

$$\overline{q_{00}} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} q_{00} dt \quad \# 7:17\$$$

onde os overbars denotam uma média de tempo e os primes os componentes turbulentos flutuantes. As variações espaciais, não consideradas aqui, aumentariam a complexidade. Além disso, a emissividade depende das propriedades do combustível e do formato da chama. A emissividade da chama ou do gás pode ser expressa de forma simplificada como

$$\epsilon = 1 - e^{-\tau g} \quad \# 7:18\$$$

onde  $\tau g$  é o coeficiente de absorção, que normalmente pode ser  $O(1) m^{-1}$  para combustíveis típicos em incêndio, e  $l$  é um comprimento médio do feixe ou escala de comprimento característico para o incêndio [12]. Chamas com escalas de comprimento de 1 a 2 m se aproximariam de um emissor de corpo negro, ( $g, 1$ ).

### 7.4.5 Medições de fluxo de calor

Os fluxos de calor em condições de incêndio têm sido comumente medidos por dispositivos de estado estacionário (tempo de resposta rápido): ou seja, um medidor de fluxo de calor Schmidt-Boelter ou um medidor de fluxo de calor Gordon. O primeiro utiliza uma termopilha sobre um filme fino de condutividade conhecida, com temperatura controlada da face posterior; este último usa uma folha suspensa com uma temperatura de borda fixa. A diferença de temperatura entre o centro da folha e sua borda é diretamente proporcional a um fluxo de calor uniforme imposto. Como o medidor de Gordon não tem uma temperatura uniforme sobre sua superfície, o fluxo de calor convectivo pode não ser medido com precisão.

Para uma folha de raio,  $R$ , espessura,  $d$ , e condutividade,  $k$ , pode ser mostrado que a diferença de temperatura do medidor de Gordon é

$$T_{\#0} - T_{\#R} = \frac{q_{00} (h_c \# T_1 - T_{\#R})}{h_c} \left( 1 - \frac{J_0(\beta R)}{J_0(\beta)} \right) \quad \beta = \sqrt{\frac{h_c}{k d}}$$

para pequenos  $\beta R$ ;  $J_0$  é uma função de Bessel eq. 9.1.1.  $J_0(\beta R) / J_0(\beta)$  são a rede fluxos de calor radiativo e convectivo para o medidor resfriado em  $T_{\#R}$  [6].

### 7.4.6 Condições de contorno do fluxo de calor

O fluxo de calor é uma variável importante no crescimento do fogo e sua determinação é necessária para muitos problemas. Em geral, depende da escala (laminar ou turbulenta, comprimento do feixe  $l$ ), material (fuligem, produtos de combustão) e características do fluxo (geométrico, natural ou forçado). Nós



fará estimativas apropriadas para o fluxo de calor conforme necessário em discussões e problemas quantitativos, mas sua determinação de rotina deve aguardar mais progresso científico e de engenharia em incêndio. Vamos representar a condição geral do fluxo de calor líquido do fogo como

$$q_{net} = q_{rad} + q_{conv} - q_{rerad} = h_c(T_1 - T_s) + \epsilon \sigma (T_1^4 - T_s^4) - \epsilon \sigma T_1^4$$

que dá a condição geral de contorno da superfície. Com

$q_{rad}$  fluxo de calor radiativo incidente externo

$q_{conv}$  fluxo de calor da chama total (radiativo (convectivo))

$h_c(T_1 - T_s)$  fluxo de aquecimento convectivo quando nenhuma chama está presente

$\epsilon \sigma (T_1^4 - T_s^4)$  fluxo de calor re-radiativo líquido para uma grande vizinhança em  $T_1$

Observe que se este fluxo líquido for para um medidor de fluxo de calor resfriado a  $T_1$ , a temperatura ambiente, o medidor mede diretamente os fluxos de calor radiativo e de chama incidentes externos.

## 7.5 Ignição em Sólidos Termicamente Finos

Voltemos à nossa discussão sobre a previsão do tempo de ignição por modelos de condução térmica. O problema se reduz à previsão de um problema de condução de calor para o qual muitos foram resolvidos analiticamente (por exemplo, consulte a Referência [13]). Portanto, não nos deteremos nessas soluções multitudinárias, especialmente porque mais podem ser geradas pela análise de diferenças finitas usando computadores digitais e softwares disponíveis. Em vez disso, ilustraremos a teoria básica para problemas relativamente simples para mostrar a natureza exata de sua solução e sua aplicabilidade aos dados.

### 7.5.1 Critério para termicamente fino

Primeiro, consideraremos objetos finos – mais especificamente, aqueles que podem ser aproximados como não tendo gradientes espaciais internos de temperatura. Essa classe de problema é chamada de termicamente fina. Seu domínio pode ser estimado a partir das Equações (7.11) a (7.12), nas quais dizemos a espessura física,  $d$ , deve ser menor que a profundidade de penetração térmica. Isso é ilustrado na Figura 7.7. Para que o gradiente de temperatura seja pequeno na região  $d$ , nós exigimos

$$d \ll \sqrt{\frac{k T_s}{\rho c_p q_{net}^0}} \tag{7.20a}$$

ou

$$Bi \ll \frac{h d}{k} \tag{7.20b}$$

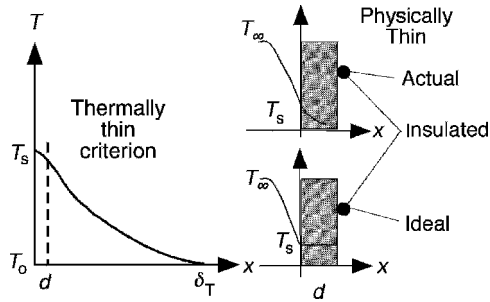


Figura 7.7 Aproximação termicamente fina

Onde  $Bi$  é o número de Biot.  $Seq_{\infty}$  baseia-se apenas no aquecimento convectivo, ou seja,  $h_c(T_1 - T_s)$ ; então a Equação (7.20b) se torna

$$Bi = \frac{T_s - T_0}{T_1 - T_s} \quad \# \text{ convecção pura} \quad \# 7:21$$

que diz que para um caso termicamente fino - onde  $d$  é pequena o suficiente - a diferença de temperatura interna deve ser muito menor do que a diferença através da camada limite. Sob condições típicas de ignição para um combustível sólido,

$$\begin{aligned} k &= 0.2 \text{ W/mK} \\ T_s &= T_{ig} = 325^\circ\text{C} \\ T_0 &= 125^\circ\text{C} \\ q_{\infty} &= 20 \text{ kW/m}^2 \end{aligned}$$

então

$$d = 0.2 + 10^{-3} \sqrt{\frac{325 - 125}{20}} = 20.3 \text{ mm}$$

Normalmente, os itens com uma espessura inferior a cerca de 1 mm podem ser tratados como termicamente finos. Trata-se de folhas soltas de papel, tecidos, filmes plásticos, etc. Não se aplica a revestimentos finos ou seus laminados sobre substâncias não isolantes, pois os efeitos de condução do substrato podem fazer com que o laminado aja como um material espesso. A cobertura de papel na manta de isolamento de fibra de vidro seria fina; páginas em um livro fechado não.

### 7.5.2 Teoria fina

A teoria da ignição termicamente fina é direta e pode ser aplicada a (a) um material de espessura isolado de um lado ou (b) um material de espessura  $2d$  aquecida simetricamente. As condições de contorno são dadas como

$$q_{\infty} = -k \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=x_s} \quad \# \text{ superfície}$$

e

$$\frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = 0 \quad \text{!0 \#centro ou face isolada\$}$$

No entanto, pela aproximação termicamente fina,  $T \approx T_s$ ,  $T \approx T_s$  só. Um volume de controle circundando o material fino com a conservação de energia aplicada, Equação (3.45), fornece (para um sólido a pressão igual com sua vizinhança)

$$\rho C_p d \frac{dT}{dt} = q_{in} - q_{out} = h_c (T - T_1) - (\epsilon T^4 - \epsilon T_1^4) \quad \# 7:22\$$$

O fluxo de calor líquido é tomado aqui para representar o aquecimento radiativo em um ambiente em  $T_1$  com uma temperatura inicial  $T_1$  também. Da Equação (7.20) uma forma mais geral pode ser aplicada se o fluxo de calor da chama for considerado constante. Este problema não linear não pode produzir uma solução analítica. Para contornar essa dificuldade, o termo de perda radiativa é aproximado por uma relação linearizada usando um coeficiente efetivo,  $h_r$ :

$$h_r = \frac{4\epsilon T_1^3}{1 - \epsilon} \quad \# 7:23\$$$

para  $T \approx T_1$  pequeno. Daí, com  $h_r/h_c$  ( $h_r$ , temos

$$\rho C_p d \frac{dT}{dt} = q_{in} - h_c (T - T_1) \quad \# 7:24\$$$

Deixar

$$\frac{dT}{dt} = \frac{h_c}{\rho C_p} (T_1 - T) \quad \# 7:25\$$$

Então

$$\frac{dT}{dt} = -\tau^{-1} (T - T_1) \quad \text{com } \tau = \frac{\rho C_p d}{h_c} \quad \# 7:26\$$$

que pode ser resolvido para dar

$$T - T_1 = (T_0 - T_1) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (7.27)$$

para um sólido isolado de espessura  $d$  aquecido por um fluxo de calor radiativo incidente  $q_{in}$ . Dentro geral, o fluxo de calor da chama pode ser incluído aqui. Da Equação (7.27) com  $t \rightarrow \infty$ , chegamos a um estado estacionário, e com  $t \rightarrow 0$ ,  $e^{-t/\tau} = 1$ . Isso permite expressões simples para o tempo de ignição,  $t_{ig}$ , que ocorre quando  $T = T_{ig}$ .

Para tempos de ignição pequenos, desde  $t_{ig} \ll \tau_e$ ,

$$t_{ig} \approx \frac{\rho C_p d \sqrt{T_{ig}} \sqrt{T_1}}{q_{e,0}^{ig}}$$

# 7:28\$

Observe que o efeito do resfriamento foi totalmente eliminado, já que implicitamente considerado o caso de alto aquecimento onde  $q_{e,0}^{ig} \approx h_c \sqrt{T_{ig}} \sqrt{T_1}$ . Considerar

$$h_c = 0:010 \text{ kW/m}^2\text{K} + h_r = 4\#1\$ 5:671 + 10^{11} \text{ kW/m}^2\text{K}^4 \#298\text{K}^3$$

$$T_{ig} = 325 \text{ C}$$

Então, o fluxo de calor devido ao resfriamento da superfície é

$$h_c \sqrt{T_{ig}} \sqrt{T_1} = 0:010 (0:006\#325 \text{ C})^2$$

$$= 4:8 \text{ kW/m}^2$$

Portanto, essa aproximação pode ser válida para  $q_{e,0}^{ig} > 5 \text{ kW/m}^2$  pelo menos.

Para longos tempos de aquecimento, eventualmente em  $T_1$ , a temperatura apenas atinge  $T_{ig}$ . Assim, para qualquer fluxo de calor abaixo deste fluxo de calor crítico para ignição,  $q_{ig, crítico}^{ig}$ , nenhuma ignição é possível pelo modelo de condução. O fluxo crítico é dado pela condição de estado estacionário para a Equação (7.27),

$$q_{ig, crítico}^{ig} = h_c \sqrt{T_{ig}} \sqrt{T_1}$$

# 7:29a\$

ou uma forma mais exata (com  $\tau_e$ ),

$$q_{ig, crítico}^{ig} = h_c \sqrt{T_{ig}} \sqrt{T_1} \left( 1 + \frac{\tau_e}{t_{ig}} \right)$$

# 7:29b\$

### 7.5.3 Medições para materiais finos

As Figuras 7.8(a) e (b) exibem resultados de ignição pilotada para um filme metalizado de fluoreto de polivinila (MPVF) de 0,2 mm de espessura sobre uma manta de fibra de vidro de 25 mm [14]. O filme MPVF foi colado a uma tela de vidro de cisalhamento (sem adesivo ou aumento significativo de espessura) para evitar que se esticasse e rasgasse. O filme MPVF ilimitado também foi testado. Isso mostra várias características que confirmam a teoria e também indicam problemas.

Os dados de ignição e tempo de retorno produzem fluxos de calor críticos de cerca de 25 e 11 kW/m<sup>2</sup> respectivamente. Claramente, ambos os eventos possuem fluxos de calor críticos que indicariam a

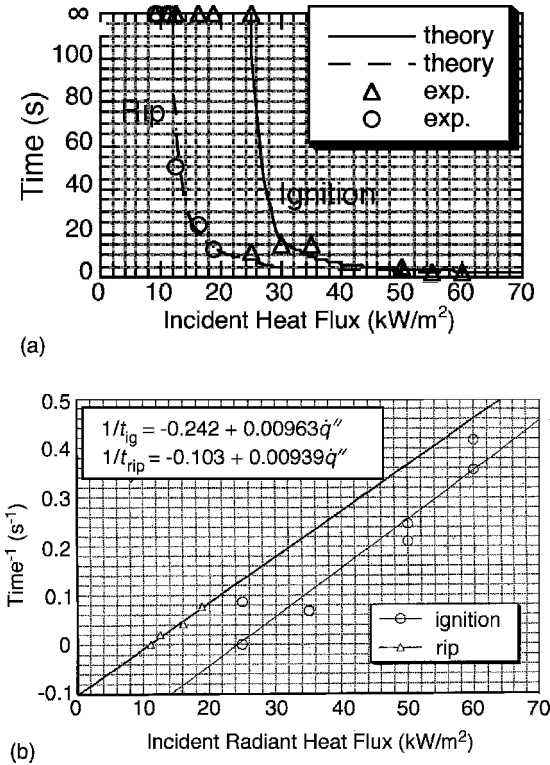


Figura 7.8 (a) Ignição pilotada de MPVF com colagem de vidro e tempos de escarificação para MPVF sem colagem (d = 0,2 mm) devido ao aquecimento radiante e assente sobre manta de fibra de vidro. (b) Resultados de tempo recíproco para ignição e escarificação de MPVF fino (d=2milímetros)

mínimo necessário para inflamar ou rasgar o filme. Esses resultados permitem determinar  $T_{ig}$  ou  $T_{rasgar}$ , temperaturas críticas, da Equação (7.29b). Apenashc deve ser conhecido para essas determinações.

Na Figura 7.8(b), os dados são plotados como  $1/t$  versus  $q_{\infty}$  e, e exibem um comportamento linear como sugerido pela Equação (7.28). Os resultados lineares da teoria do tempo pequeno parecem valer mesmo para "tempos longos"; os tempos medidos próximos aos fluxos de calor críticos são inferiores a 60 s. Portanto, essa teoria do tempo pequeno parece valer para uma faixa prática de tempos de ignição. A aplicabilidade da Equação (7.28) em um amplo intervalo de tempo é geralmente verdadeira na prática. Além disso, a inclinação dessas linhas dá  $\rho c d \# T_{ig} T_1^{*+1}$ , e permite uma determinação direta paracddé o peso da face por unidade de área e pode ser facilmente medido).

Se este filme (sem ligação) for exposto ao aquecimento radiante, ele rasgará primeiro. Dependendo da disposição final do filme rasgado-esticado, ele pode não inflamar. Questões como essa prevalecem em testes de ignição por chama em pequena escala, dando resultados potencialmente enganosos. Deve ser dada uma consideração cuidadosa do cenário de incêndio e sua relevância para o teste.

## 7.6 Ignição de um sólido termicamente espesso

A caixa termicamente fina serve para de cerca de 1 mm. Vamos examinar quando podemos aproximar a ignição de um sólido por um meio semi-infinito. Em outras palavras, a condição de contorno da face posterior tem um efeito desprezível na solução. Este caso é denominado termicamente espesso. Para obter uma estimativa dos valores de que valem para este caso, gostaríamos que a ignição ocorresse antes da profundidade de penetração térmica,  $\delta$ . Vamos estimar isso por

$$\delta \approx \sqrt{2 \alpha t_{ig}} \quad \# 7:30$$

A partir de experimentos com combustíveis comuns no fogo, os tempos de ignição geralmente variam bem abaixo de 5 minutos (300 s). Levando um representante  $\delta = 2 + 10^{-5} m^2/s$ , calculamos

$$\delta \approx \sqrt{2 \times 10^{-5} m^2/s \times 300 s} \approx 0,078 m$$

Portanto, podemos esperar que os sólidos se comportem como termicamente espessos durante a ignição e sejam cerca de 8 cm para  $t_{ig} = 300$  s e cerca de 2,5 cm por 30 s. Portanto, uma solução semi-infinita pode ter utilidade prática e reduzir a necessidade de soluções de espessura finita mais tediosas. No entanto, onde a espessura e outros efeitos geométricos são importantes, tais soluções devem ser abordadas para maior precisão.

### 7.6.1 Teoria espessa

Consideremos o problema de condução semi-infinita (termicamente espessa) para uma temperatura constante na superfície. A equação diferencial parcial governante vem da conservação de energia e é descrita em textos padrão de transferência de calor (por exemplo, Referência [13]):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \# 7:31$$

com condições de contorno:

$$\begin{aligned} x=0; & \quad T = T_s; \text{ constante} \\ x \rightarrow \infty; & \quad T = T_1 \end{aligned}$$

e a condição inicial:

$$t=0; \quad T = T_1$$

Vamos explorar uma solução da forma:

$$T = T_1 + (T_s - T_1) \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{\sqrt{4 \alpha t}} \right) \quad \# 7:32$$

Onde

$$-\frac{x}{2\sqrt{t}}$$

Por substituição, pode-se mostrar que

$$\frac{\partial T}{\partial t} = T_1 \frac{d}{dx} \left( \frac{d^2 T}{dx^2} \right) \frac{1}{2\sqrt{t}}$$

de modo que a Equação (7.31) se torna

$$\frac{d^2 T}{dx^2} \left( 2 - \frac{d}{dx} \right) = 0 \tag{7.33}$$

com

$$\begin{aligned} -1; & \quad ,1 \\ -1; & \quad ,0 \end{aligned}$$

Este tipo de solução é chamada de uma solução de similaridade onde o domínio afetado do problema é proporcional a  $\sqrt{t}$  (a profundidade de penetração crescente), e o perfil de temperatura adimensional é semelhante no tempo e idêntico na variável  $\eta$ . Os problemas de camada limite dinâmica de fluidos têm esse mesmo caráter.

Resolvemos a Equação (7.33) como segue. Deixar

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{d}{dx} \right)$$

Então

$$\frac{d}{dx} \eta^2$$

Integrando,

$$\ln \eta^2 = C_1$$

ou

$$C_2 e^{-\eta^2}$$

onde mudamos a constante de integração. Integrando novamente dá

$$\int_0^{\eta} e^{-\eta^2} d\eta = C_2 \int_0^{\eta} e^{-\eta^2} d\eta$$

ou

$$c_2 \int_0^Z e^{-z^2} dz$$

Aplicando a outra condição de contorno,  $T(0) = T_1$ , dá

$$c_2 R_1 \frac{1}{\sqrt{\pi \alpha t}}$$

A integral é definida em termos da função de erro dada por

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\eta^2} d\eta \quad (7.34)$$

onde  $\operatorname{erf} 0 = 0$  e  $\operatorname{erf} \infty = 1$ ;  $c_2$  é encontrado como  $c_2 = \frac{T_1 - T_s}{R_1 \sqrt{\pi \alpha t}}$  e a solução é

$$T = T_s + (T_1 - T_s) \operatorname{erfc} \frac{z}{\sqrt{\pi \alpha t}} \quad (7.35)$$

Uma estimativa mais precisa de  $T$  agora pode ser encontrado a partir desta solução. Podemos definir  $T$  arbitrariamente para ser quando  $T = T_1 - \Delta T$ , ou seja  $T_1 - \Delta T = T_s + (T_1 - T_s) \operatorname{erfc} \frac{z}{\sqrt{\pi \alpha t}}$ . Isso ocorre onde  $\operatorname{erfc} \frac{z}{\sqrt{\pi \alpha t}} = \frac{\Delta T}{T_1 - T_s}$ , ou

$$\frac{z}{\sqrt{\pi \alpha t}} = \operatorname{erfc}^{-1} \left( \frac{\Delta T}{T_1 - T_s} \right) \quad (7.36)$$

Se reduzirmos nosso critério para  $\Delta T = 0.5$ , então  $\frac{z}{\sqrt{\pi \alpha t}} = \operatorname{erfc}^{-1}(0.5)$ , como nós originalmente estimado.

A Tabela 7.2 fornece valores tabulados da função de erro e funções relacionadas na solução de outros problemas de condução semi-infinita. Por exemplo, a condição de contorno mais geral análoga à da Equação (7.27), incluindo uma perda de calor na superfície,

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = h(T_1 - T_s) \quad (7.37)$$

(com a condição inicial,  $T(0) = T_1$ ), dá a solução para a temperatura da superfície  $T_s$

$$\frac{T_s - T_1}{h \sqrt{\pi \alpha t}} = \operatorname{erfc} \frac{z}{\sqrt{\pi \alpha t}} \quad (7.38)$$

Onde

$$z = \frac{h \sqrt{\pi \alpha t}}{k} \operatorname{erfc}^{-1} \left( \frac{T_s - T_1}{h \sqrt{\pi \alpha t}} \right)$$



Tabela 7.2 Função de erro [13]

-	erfc#-\$	erfc#-\$	ê2%%e"- #
0	0	1,00	1.128
0,05	0,0564	0,944	1.126
0,10	0,112	0,888	1.117
0,15	0,168	0,832	1.103
0,20	0,223	0,777	1.084
0,25	0,276	0,724	1.060
0,30	0,329	0,671	1.031
0,35	0,379	0,621	0,998
0,40	0,428	0,572	0,962
0,45	0,475	0,525	0,922
0,50	0,520	0,489	0,879
0,55	0,563	0,437	0,834
0,60	0,604	0,396	0,787
0,65	0,642	0,378	0,740
0,70	0,678	0,322	0,591
0,75	0,711	0,289	0,643
0,80	0,742	0,258	0,595
0,85	0,771	0,229	0,548
0,90	0,797	0,203	0,502
0,95	0,821	0,170	0,458
1,00	0,843	0,157	0,415
1.1	0,880	0,120	0,337
1.2	0,910	0,090	0,267
1.3	0,934	0,066	0,208
1,4	0,952	0,048	0,159
1,5	0,966	0,034	0,119
1,6	0,976	0,024	0,087
1,7	0,984	0,016	0,063
1,8	0,989	0,011	0,044
1,9	0,993	0,007	0,030
2,0	0,995	0,005	0,021

A quantidade erfc(-) é chamada de função de erro complementar, definida como

$$\text{erfc}(\eta) = 1 - \text{erf}(\eta) \tag{7.39}$$

Assim como examinamos o curto tempo e o longo tempo comportamento da solução termicamente fina, examinamos a Equação (7.38) para encontrar resultados mais simples para o comportamento das funções por expansões em série [13],

$$\text{erfc}(\eta) \approx \frac{1 - \text{erf}(\eta)}{2} \tag{7.40}$$

de modo que a Equação (7.38) se torna

$$\frac{T_s - T_1}{T_0 - T_1} \approx \frac{1 - \text{erf}(\eta)}{2} \tag{7.41}$$

Para o tempo de ignição, em tempos longos

$$t_{ig}, \frac{kC}{q_e} \frac{h^2}{4T_1} \quad \# 7:42\$$$

Como no caso termicamente fino, como  $t_{ig} \ll 1$ , o fluxo crítico para ignição é

$$q_{ig,crit} = h(T_s - T_1) \quad \# 7:43\$$$

Da mesma forma, investigando o comportamento em tempo pequeno, usamos as aproximações de expansões em série [13]:

$$\exp\left(-\frac{2}{\#}\right) \approx 1 - \frac{2}{\#}$$

Então

$$\frac{T_s - T_1}{q_e} \approx \frac{1}{h} \left( 1 - \frac{2}{\#} \right) \frac{h^2}{4T_1} \left( 1 - \frac{2}{\#} \right)$$

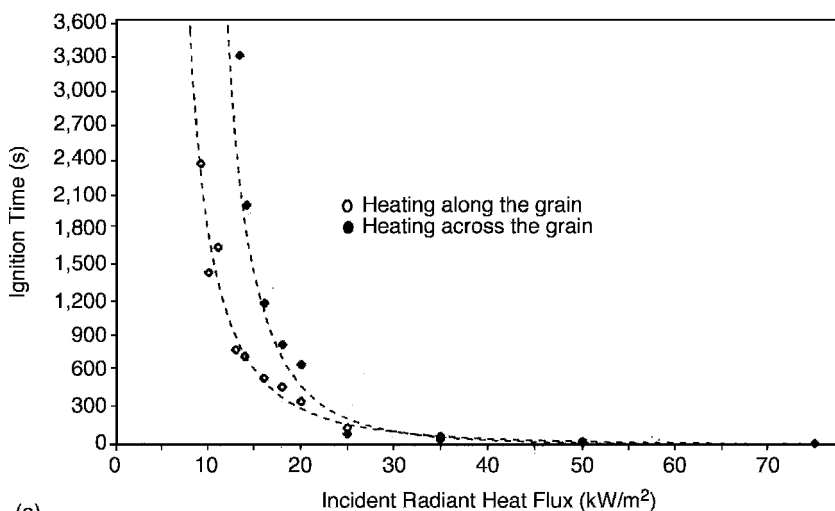
Para o tempo de ignição em tempos pequenos,

$$t_{ig}, \frac{kC}{4} \frac{T_s - T_1}{q_e} \quad \# 7:44\$$$

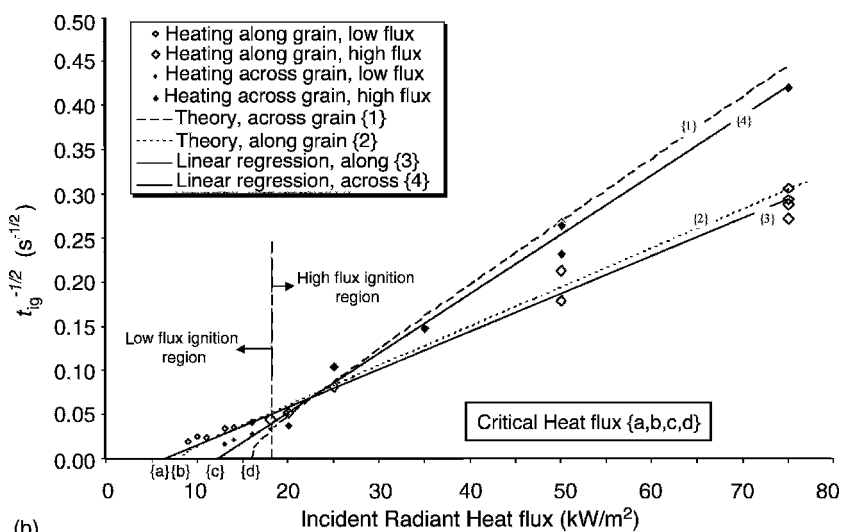
Novamente, como no caso termicamente fino, o termo de perda de calor não é incluído, sugerindo que este só vale onde  $q_{ig,crit}$  é grande.

### 7.6.2 Medições para materiais espessos

As Figuras 7.9(a) e (b) mostram dados de ignição pilotada obtidos para um abeto de Douglas (96 mm quadrado por 50 mm de espessura) irradiado por Spearpoint [1]. Há uma distinção entre amostras aquecidas ao longo ou ao longo do grão (veja a Figura 7.10). Os fluxos de ignição críticos experimentais foram estimados como 12:0 kW=m<sup>2</sup>(através) e 9:0 kW=m<sup>2</sup>(junto); porém, apesar esperando quase 1 hora para ignição, um fluxo no qual nenhuma ignição pode ser verdadeiramente identificada não foi determinado. Na Figura 7.9(b), os dados são plotados como  $1 = t_{ig}$  contra o fluxo de calor da radiação incidente, conforme indicado pela Equação (7.44). Os dados de fluxo de calor 'alto' seguem a teoria. Os chamados dados de fluxo de calor 'baixo' muito provavelmente contêm oxidação da superfície e são deslocados para a esquerda dos dados de fluxo de calor alto em linha reta devido a essa adição de calor extra. A partir do fluxo crítico e da inclinação da linha de alto fluxo de calor na Figura 7.9(b),  $T_{ig,crit}$



(a)



(b)

Figura 7.9 (a): Ignição pilotada e (b)  $t_{ig}^{-1/2}$  versus  $q_{00}$  para um abeto Douglas de 50 mm de espessura (de Ponta de lança [1])

poderia ser determinado. Estes são dados na Tabela 7.3 para várias espécies de madeira testadas por Spearpoint [1] juntamente com suas densidades medidas.

Na Figura 7.10 a anatomia da madeira virgem é representada junto com as definições de aquecimento 'ao longo' e 'através' do grão usado na Figura 7.9 e na Tabela 7.3. Para o aquecimento 'ao longo do grão', é fácil para os voláteis escaparem da madeira ao longo da direção do grão. Isso provavelmente explica a menor  $T_{igna}$  orientação 'junto'. Sabe-se que a condutividade paralela ao grão (ao longo) é cerca de duas vezes aquela perpendicular ao grão (através). Isso explica as diferenças de  $k$  valores.

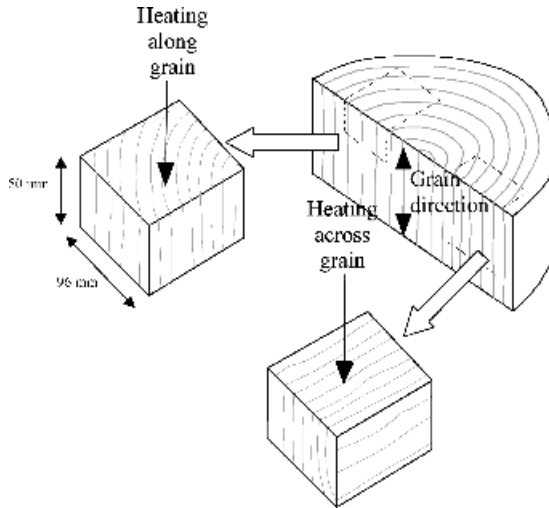


Figura 7.10 Orientação do grão de madeira

### 7.6.3 Autoignição e ignição de superfície

Boonmee [15,16] investigou o efeito da oxidação superficial observada por Spearpoint [1] em baixo fluxo de calor para madeira. A autoignição e o início da ignição de superfície ('brilhante') foram estudados para a sequoia sob aquecimento radiativo. A ignição incandescente não foi baseada em uma percepção de cor para a superfície da sequoia, mas por um afastamento distinto do aquecimento inerte. Este processo é essencialmente a ignição à combustão lenta em contraste com a chama. Em um fluxo de calor alto, a combustão lenta ou degradação da madeira é controlada pela difusão de oxigênio, enquanto em um fluxo de calor baixo, é controlada pela cinética química de decomposição. O início da autoignição por chama mostrou uma dependência distinta da energia fornecida pela combustão lenta em fluxos de calor abaixo de cerca de 40 kW/m<sup>2</sup>. Esses resultados são mostrados na Figura 7.11 para os tempos de ignição pilotada, autoignição e ignição incandescente. Parece haver um fluxo crítico para autoignição a 40 kW/m<sup>2</sup>, mas abaixo deste valor a ignição por chamas ainda pode ocorrer após um tempo considerável após a ignição por chamas. Este efeito brilhante na autoignição é

Tabela 7.3 Propriedades de ignição pilotada de espécies de madeira [1]<sup>uma</sup>

Espécies	Aquecimento	Densidade (kg/m <sup>3</sup> )	00	00	T <sub>ig</sub> (°C) <sup>c</sup>	# $\frac{kW}{m^2K}$ s <sup>2</sup>
			q <sub>ig:crit</sub> medido (kW/m <sup>2</sup> )	q <sub>ig:crit</sub> derivado <sup>b</sup> (kW/m <sup>2</sup> )		
Redwood	Através	354	13,0	15,0	375	0,22
	Junto	328	9,0	6,0	204	2,1
Douglas Fir	Através	502	12,0	16,0	384	0,25
	Junto	455	9,0	8,0	258	1,4
Carvalho vermelho	Através	753	—	11,0	305	1,0
	Junto	678	—	9,0	275	1,9
Bordo	Através	741	12,0	14,0	354	0,67
	Junto	742	8,0	4,0	150	11,0

<sup>uma</sup>Amostras de 50 mm de espessura, teor de umidade 5-10%.

<sup>b</sup>Implica teoricamente derivado de dados.

<sup>c</sup>Com base em valores teóricos de q<sub>ig</sub>

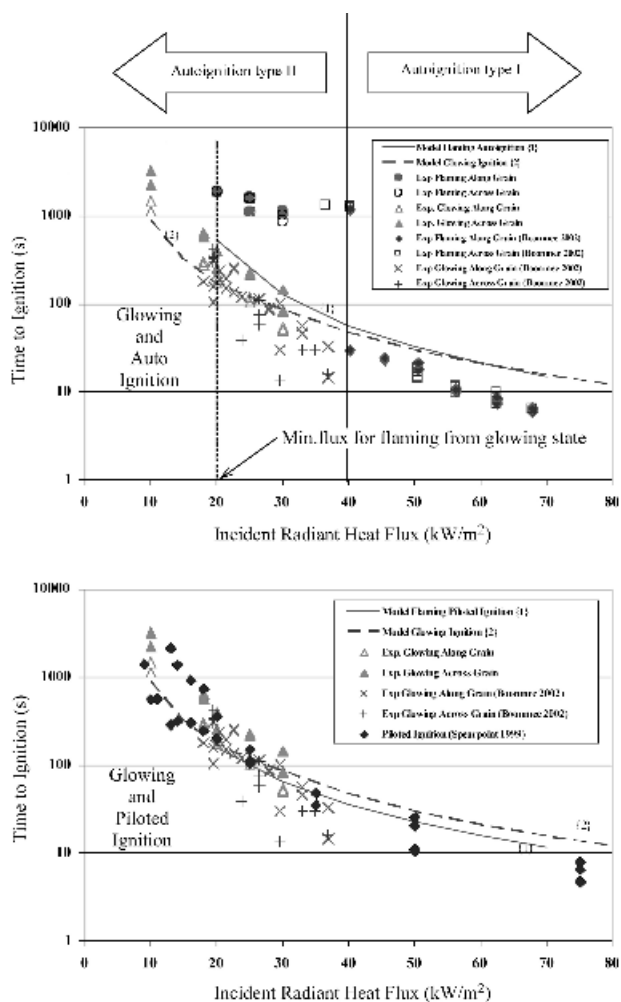


Figura 7.11 Tempos de ignição em função do fluxo de calor incidente [15]

apresentar a um fluxo crítico medido de 20 kW/m<sup>2</sup>. A transição brilhante para flamejante não pode ser prevista por um modelo simples de condução de calor dado pela Equação (7.44). No entanto, o restante dos dados segue a teoria da condução. Acima de 40 kW/m<sup>2</sup>, não são encontradas diferenças perceptíveis nos tempos de ignição dentro da precisão das medições. As temperaturas de ignição nas regiões de dados da teoria de condução sugerem os valores indicados na Tabela 7.4, como tomados para as medições de Spearpoint e Boonmee dadas na Figura 7.12.

Tabela 7.4 Temperaturas de ignição estimadas e fluxo crítico para redwood

	Aquecimento junto grão (°C)	Aquecimento em toda grão (°C)	Fluxo crítico (kW/m <sup>2</sup> )
Ignição pilotada	204	375	9–13
Ignição brilhante (<40 kW/m <sup>2</sup> )	400/180	480/180	10
Autoignição (>40 kW/m <sup>2</sup> )	350/150	500/150	20

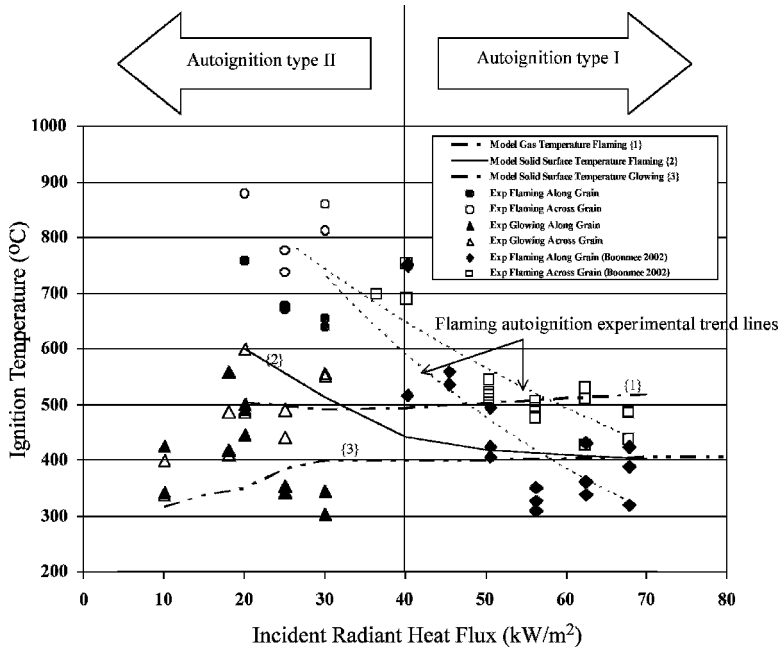


Figura 7.12 Temperaturas de ignição por chama e ignição por incandescência em função do fluxo de calor incidente [15]

A dispersão nesses dados indica precisão, mas eles sugerem que o primeiro tempo de ignição seria pilotado, seguido de incandescência e depois autoignição. Isso ainda pode não impedir o efeito da combustão lenta na ignição pilotada em fluxos de calor muito baixos, como ocorre com a autoignição a 40 kW/m<sup>2</sup>.

A Tabela 7.4 mostra claramente que a temperatura de ignição para autoignição é consideravelmente mais alta do que para ignição pilotada. Em conformidade com este comportamento, Boonmee [15] indica que as frações de massa de combustível correspondentes necessárias são cerca de 0,10 e 0,4510,15 para o piloto e autoignição de pau-brasil, respectivamente.

## 7.7 Propriedades de ignição de materiais comuns

Os valores apresentados na Tabela 7.5 são típicos de muitos móveis comuns. Um método de teste padrão, ASTM E-1321 [17], foi desenvolvido para determinar  $T_{igek}$  para materiais e produtos. Esses itens são tratados como termicamente espessos na análise, pois são apoiados por uma placa isolante no teste. Eles combinam o efeito de espessura do material testado com a espessura do substrato inerte no teste padrão. A Figura 7.13 mostra exemplos de ignição e dados de taxa de propagação lateral de chama obtidos de materiais tão finos quanto 1,27 mm. A curva sólida através dos dados de ignição (à direita) segue a teoria termicamente espessa (Equação (7.44)). A velocidade dos dados de propagação plotados aqui são obtidos em tempos de aquecimento de irradiação longos e são vistos como assintoticamente simétricos aos dados de tempo de ignição sobre o fluxo crítico para ignição. Isso implica que a velocidade da chama na superfície é infinita quando a superfície está na temperatura de ignição. Na atualidade,

Tabela 7.5 Ignição pilotada e propriedades de propagação de chama da ASTM 1321 [18]

Material	T <sub>ig</sub> (C)	k% <sub>c</sub> ((kW/m <sup>2</sup> K) <sup>2</sup> s)	# ((kW/m <sup>2</sup> )/m <sup>3</sup> )	T <sub>s;min</sub> (°C)	# = #k% <sub>c</sub> \$ (m\K <sup>2</sup> /s)
PMMA polycast, 1,59 mm	278	0,73	5,45	120	8
Poliuretano (535M)	280	—	—	105	82
Chapa dura, 6,35 mm	298	1,87	4,51	170	2
Tapete (acrílico)	300	0,42	9,92	165	24
Placa de fibra de baixa densidade (S119M)	330	—	—	90	42
Placa de isolamento de fibra	355	0,46	2,25	210	5
Chapa dura, 3,175 mm	365	0,88	10,97	40	12
Chapa dura (S159M)	372	—	—	80	18
PMMA Tipo G, telha	378	1,02	14,43	90	14
asfáltica de 1,27 cm	378	0,70	5,38	140	8
Painel de partículas de abeto Douglas, 1,27 cm	382	0,94	12,75	210	14
Painel de madeira (S178M)	385	—	—	155	43
Contraplacado, liso, aglomerado	390	0,54	12,91	120	24
de 1,27 cm (S118M)	390	—	—	189	11
Contraplacado, liso, 0,635 cm Espuma,	390	0,46	7,49	170	16
flexível, 2,54 cm Vidro/poliéster, 2,24 mm	390	0,32	11,70	120	37
Lã mineral, papel têxtil (S160M) Chapa	390	0,32	9,97	80	31
dura (tinta brilhante), 3,4 mm Chapa dura	400	—	—	105	34
(tinta nitrocelulose) Vidro/poliéster, 1,14	400	1,22	3,58	320	3
mm	400	0,79	9,81	180	12
	400	0,72	4,21	365	6
Aglomerado de partículas, estoque de 1,27 cm	412	0,93	4,27	275	5
Placa de gesso, papel de parede (S142M)	412	0,57	0,79	240	1
Tapete (mistura de náilon/lã)	412	0,68	11,12	265	16
Tapete nº 2 (lã, sem tratamento)	435	0,25	7,32	335	30
Espuma, rígida, 2,54 cm	435	0,03	4,09	215	141
Poliisocianurato, telha de fibra	445	0,02	4,94	275	201
de vidro de 5,08 cm	445	0,50	9,08	415	18
Tapete nº 2 (lã, tratado) Tapete	455	0,24	0,98	365	4
nº 1 (lã, estoque) Painel	465	0,11	1,83	450	17
aeronáutico em fibra epóxi	505	0,24	—	505	—
Placa de gesso, FR, 1,27 cm	510	0,40	9,25	300	23
Policarbonato, 1,52 mm	528	1,16	14,74	455	13
Placa de gesso, comum, 1,27 mm	565	0,45	14,44	425	32
Contraplacado, FR, 1,27 cm	620	0,76	—	620	—
Poliestireno, 5,08 cm	630	0,38	—	630	—

A Figura 7.14 mostra a relação deste aparelho de teste padrão para a Equação (7.29), para o qual  $T_s = T_1$  e  $q_{e, crit} = 0$ :

$$T_s = T_1 + \frac{q_{e, crit}^{00}}{h_t} - \frac{q_{e, crit}^{00}}{h_c} - \frac{\# \cdot 4 \cdot T_1}{h_c} \quad \# 7:45\$$$

Quando  $q_{e, crit} = 0$ , então  $T_s = T_{ig}$ , e, portanto, as propriedades do material podem ser determinadas. Vemos essas propriedades efetivas 'ajustadas' listadas na Tabela 7.5 para uma variedade de materiais. A Tabela 7.6 fornece dados genéricos para materiais em condições normais de ambiente. Pode-se ver que para madeira compensada genérica em temperatura ambiente normal  $k\%_c = 0,16$  e  $\# = 16$  em condições de ignição é maior e  $0,5$  (kW/m<sup>2</sup>K)<sup>2</sup>s. Aumentos em  $k\%_c$  com a temperatura pode explicar em parte essa diferença. Os dados e resultados de propriedade foram retirados de Quintiere e Harkleroad [18].

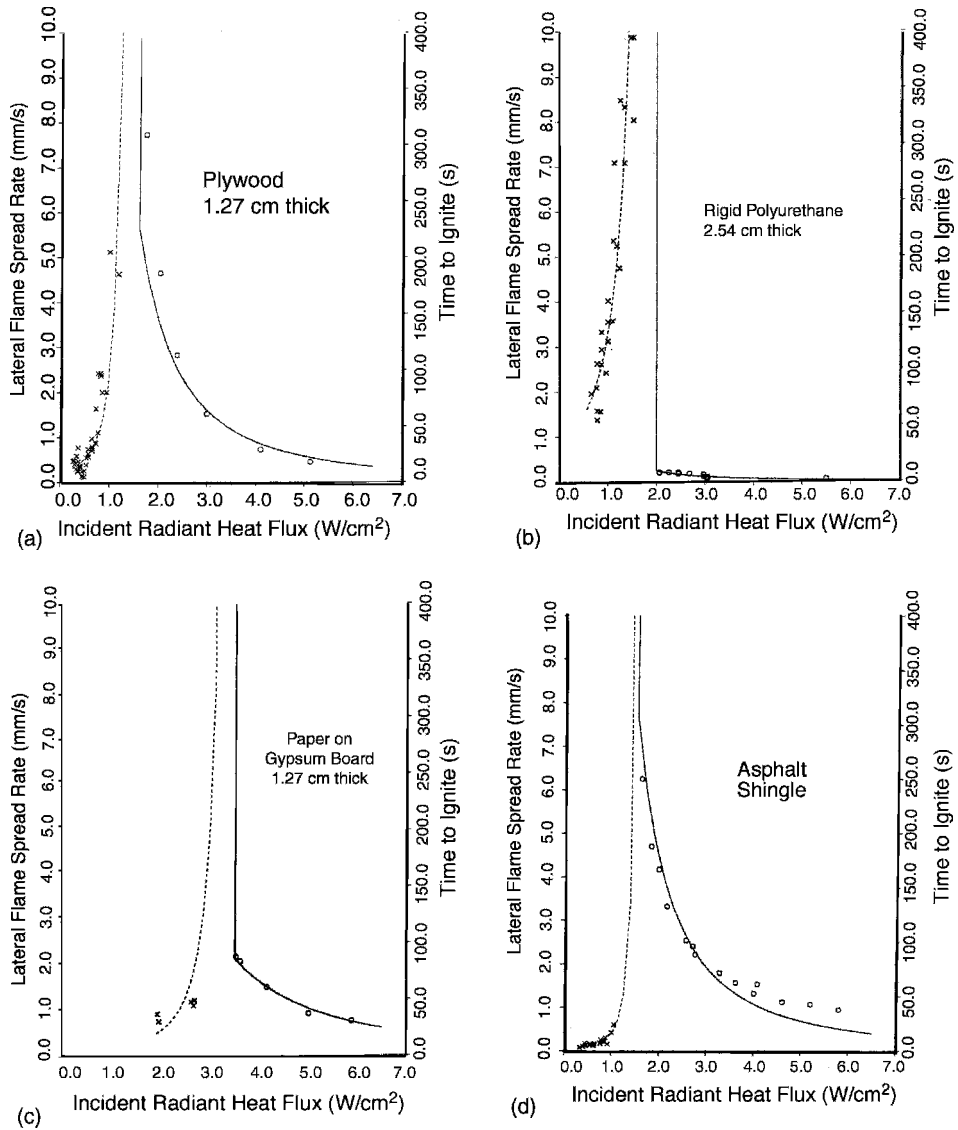


Figura 7.13 Resultados de propagação e ignição para (a) madeira compensada, (b) espuma rígida de poliuretano, (c) placa de gesso e (d) telha asfáltica [18]

Uma forma alternativa de uma correlação de ignição usada na ASTM E-1321 segue das Equações (7.44) e (7.45):

$$\frac{q_{ig, crit}}{q_e} = \frac{4}{\pi} \frac{h_f^2}{k_c} t_{ig}^{-1/2} \quad (7.46)$$

Onde  $q_{ig, crit}$  é a taxa crítica de calor por unidade de área necessária para a ignição. Um resultado para o painel de fibra é mostrado na Figura 7.15.



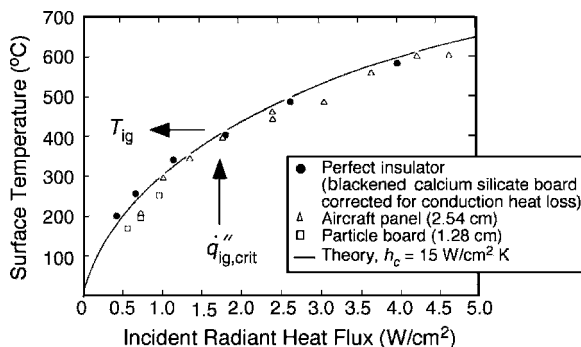


Figura 7.14 Temperaturas de superfície de equilíbrio em função do aquecimento radiante externo no aparelho de teste [17]

Tabela 7.6 Propriedades térmicas de materiais comuns à temperatura ambiente normal

Material	Densidade, % (kg/m <sup>3</sup> )	Condutividade, k (W/m K)	Específico calor, c (kJ/kg K)	k% c ((kW/m <sup>2</sup> K) <sup>2</sup> s)
concreto, pedra	2200	1,7	0,75	2,8
Polimetil metacrilato (PMMA)	1200	0,26	2.1	0,66
Placa de gesso	950	0,17	1.1	0,18
Placa de silicato de cálcio	700	0,11	1.1	0,085
Painel de partículas	650	0,11	2,0	0,14
Madeira compensada	540	0,12	2,5	0,16
Tábua de cortiça	200	0,040	1,9	0,015
Balsa	160	0,050	2.9	0,023
Poliuretano, rígido	32	0,020	1.3	0,0008
Poliestireno, expandido	20	0,034	1,5	0,0010

umaCompilado de várias fontes.

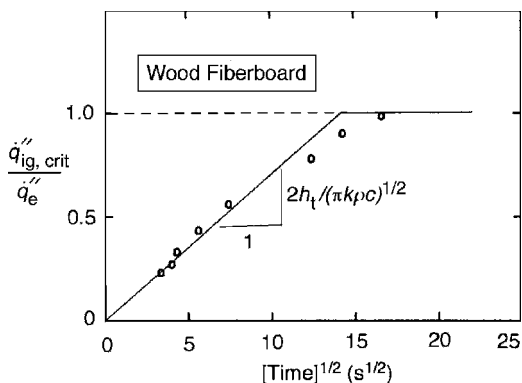


Figura 7.15Correlação dos resultados de ignição para painéis de fibra [18]

## Referências

1. Spearpoint, MJ, Predizendo a ignição e taxa de queima de madeira no calorímetro de cone usando um modelo integral, MS Thesis, Department of Fire Protection Engineering, University of Maryland, College Park, Maryland 1999.
2. Fernandez-Pello, AC, A fase sólida, em Fundamentos da Combustão do Fogo, (ed. G. Cox), Academic Press, Londres, 1994.
3. Quintiere, JG, A aplicação da teoria da propagação da chama para prever o desempenho do material, J. Pesquisa do National Bureau of Standards, 1988, 93(1), 61.
4. Stoll, AM e Greene, LC, Relação entre dor e dano tecidual devido à radiação térmica, J. Fisiologia Aplicada, 1959, 14, 373-82.
5. Ito, A. e Kashiwagi, T., Caracterização da propagação da chama sobre PMMA usando interferometria holográfica, efeitos de orientação da amostra, Combustão e Chama, 1988, 71, 189.
6. Quintiere, JG, Harkleroad, MF e Hasemi, Y., Chamas de parede e implicações para propagação ascendente de chamas, J. Combust. Sci. Tecnol., 1986, 48(3/4), 191-222.
7. Ahmad, T. e Faeth, GM, Turbulent wall fires, no 17º Simpósio. (Internacional) em Combustão, The Combustion Institute, Pittsburg, Pensilvânia, 1978, p. 1149.
8. Orloff, L., Modak, AT e Alpert, RL, Incêndios em paredes turbulentas, no 16º Simpósio (Internacional) em Combustão, O Instituto de Combustão, Pittsburg, Pensilvânia, 1979, pp. 1149-1160.
9. Gast, PR, Manual de Geofísica, (ed. CF Campen), Macmillan Company, Londres, 1960, pp. 14-30.
10. Graves, KW, Estudo de exposição do bombeiro, Relatório Técnico AGFSRS 71-1, Base Aérea de Wright-Patterson, 1970.
11. Quintiere, JG, Características radiativas de tecidos de casacos de bombeiros, Tecnologia de Incêndio, 1974, 10, 153.
12. Tien, CL, Lee, KY e Stratton, AJ, transferência de calor por radiação, O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição (eds PJ DiNenno e outros), Seção 1, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, p.1-65.
13. Carslaw, HS e Jaeger, JC, Condução de calor em sólidos, 2ª edição, Oxford University Press, Londres, 1959, p. 485.
14. Quintiere, JG, Os efeitos da orientação angular na propagação da chama sobre materiais finos, Segurança contra Incêndios J., 2001, 36(3), 291-312.
15. Boonmee, N., Estudo teórico e experimental da auto-ignição da madeira, Dissertação de Doutorado, Departamento de Engenharia de Proteção contra Incêndios, Universidade de Maryland, College Park, Maryland, 2004.
16. Boonmee, N. e Quintiere, JG, Auto-ignição incandescente e flamejante de madeira, no 29º Simpósio (Internacional) sobre Combustão, O Instituto de Combustão, Pittsburg, Pensilvânia, 2002, pp. 289-96.
17. ASTM E-1321, Método de teste padrão para determinar as propriedades de ignição do material e propagação da chama, Sociedade Americana de Testes e Materiais Filadélfia, Pensilvânia, 1996.
18. Quintiere, JG e Harkleroad, MF, Novos conceitos para medir propriedades de propagação de chama, em Ciência e Engenharia de Segurança contra Incêndios, ASTM STP882, (ed. T.-Z. Harmathy), Sociedade Americana para Testes e Materiais, Filadélfia, Pensilvânia, 1985, p. 239.

## Problemas

7.10 tempo de ignição dos combustíveis sólidos é principalmente controlado por

	Sim	Não necessariamente	Não
(a) O tempo de aquecimento do sólido	—	—	—
(b) O tempo para difusão no ar	—	—	—
(c) O tempo de reação no gás	—	—	—

- (d) Temperatura de ignição \_\_\_\_\_  
 (e) Densidade \_\_\_\_\_

7.2 Explique como o tempo de ignição de um sólido pode ser baseado na teoria da condução.

7.3 Querosene como um grosso, fl imóvel está em um tanque grande.

O coeficiente global de transferência de calor para resfriamento convectivo e radiativo na superfície é de 12 W/m<sup>2</sup>K.

A condutividade térmica do querosene é de 0,14 W/m K. A densidade do querosene é de 800 kg/m<sup>3</sup>. O calor específico do querosene líquido é de 1,2 J/g K. Outras propriedades são dadas na Tabela 6.1 conforme necessário. A temperatura ambiente é 25°C.

Se o fluxo de calor incidente for 10 kW/m<sup>2</sup>, quanto tempo levará para o querosene acender com a presença de uma chama piloto?

7.4 Uma chama atinge um teto com temperatura de gás de 800°C e um componente de calor de radiação de 2 W/cm<sup>2</sup> ao teto. O teto é de carvalho. Quanto tempo levará para acender? Presumir h = 30 W/mK, T<sub>1</sub> = 20°C e use as Tabelas 7.4 e 7.5.

7.5 Calcule o tempo de ignição (pilotado) para os materiais listados abaixo se a irradiância for 30 kW/m<sup>2</sup> e a temperatura inicial é 25°C. Os materiais são espessos e o coeficiente de transferência de calor por convecção é de 15 W/m<sup>2</sup>K. Calcule também o fluxo crítico para ignição.

Material	T <sub>ig</sub> # graus C	k % c # # kW = m <sup>2</sup> K \$ 2 \$ s
PMMA	380	1,0
Painel de fibra	330	0,46
Madeira compensada	390	0,54
Tapete de madeira	435	0,25
Espuma de poliuretano	435	0,03
papel na placa de gesso	565	0,45

7.6 Uma fina camada de Masonite (folheado de madeira) é anexada a uma camada isolante de lã de vidro. A Masonite tem 2 mm de espessura. Possui as seguintes propriedades:

$$k = 0,14 \text{ W/mK}$$

$$\rho = 640 \text{ g/m}^3$$

$$c_p = 1,285 \text{ J/gK}$$

$$T_{ig} = 300^\circ\text{C}$$

O coeficiente total de transferência de calor radiativo-convectivo em ar parado a 25°C é 30 W/m<sup>2</sup>K.

- (a) Calcule o tempo de ignição para Masonite quando submetido a um fluxo de calor radiante de 50 kW/m<sup>2</sup>.  
 (b) Qual é o fluxo de calor crítico ou mínimo para ignição?  
 (c) Após a ignição, qual é a taxa de propagação ascendente inicial se o fluxo de calor da chama é uniforme a 30 kW/m<sup>2</sup> e a chama se estende 0,2 m além da região inflamada de 0,1 m?

7.7 Uma chama irradia 40% de sua energia. O suprimento de combustível é de 100 g/s e seu calor de combustão é de 30 kJ/g. Uma cortina fina está a 3 m da chama. Considere a ignição pilotada. Quando a cortina vai inflamar? A temperatura ambiente é 20°C e o coeficiente de transferência de calor da cortina é

10 W/m<sup>2</sup>K. As propriedades da cortina estão listadas abaixo:

$$\rho = 40 \text{ kg/m}^3$$

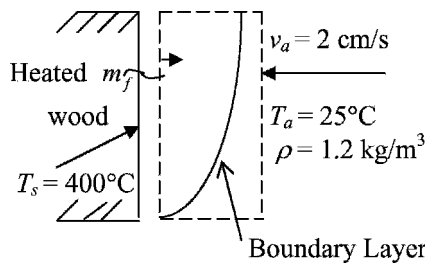
$$c_p = 1.4 \text{ J/gK}$$

$$T_{ig} = 350 \text{ C}$$

Espessura = 2mm #suponha fina

O fluxo de calor da chama incidente pode ser estimado como  $q'' = \frac{4}{3} r^2$ , onde  $x$  é a fração de radiação da chama e  $r$  é a distância da chama.

7.8 Um bloco vertical de madeira é aquecido para produzir voláteis. Os voláteis se misturam com o ar aprisionado na camada limite, como mostrado abaixo. Uma faísca de energia suficiente é colocada na borda superior da madeira dentro da camada limite. A temperatura pode ser assumida uniforme ao longo da camada limite na faísca. A velocidade do ar arrastado ( $v_a$ ), densidade do ar ( $\rho_a$ ) e temperatura ( $T_a$ ) são dados na figura. Todos os gases têm calor específico fixo,  $c_p = 1 \text{ J/g K}$ . A madeira tem 10 cm de largura por 10 cm de altura. A temperatura da superfície ( $T_s$ ) da madeira chega a 400°C.



Usando a suposição de uma temperatura mínima de chama necessária para a ignição da mistura, determinar a taxa mínima de perda de massa de combustível por unidade de área de superfície  $\dot{m}''_{0,c}$  para causar a propagação através da camada limite. O calor de combustão que a madeira volátil produz  $h_c$  é 15 kJ/g. (Dica: a temperatura de chama adiabática no limite inferior de inflamabilidade para a mistura na camada limite deve ser de pelo menos 1300°C.)

7.9 A temperatura na borda do canto de um elemento de madeira espesso exposto a um fluxo de calor uniforme pode ser expressa, em termos de tempo, pela equação aproximada dada abaixo para pequenos tempos:

$$T_s - T_1 = \frac{q''_0 \sqrt{4kt}}{\rho c_p \sqrt{\pi}}$$

A notação é consistente com a do texto. As propriedades da madeira são:

Condutividade térmica	0,12 W/mK
Densidade	510 kg/m <sup>3</sup>
Calor específico	1380 J/kg K
Temperatura de ignição pilotada	385°C
Temperatura de autoignição	550°C
Temperatura ambiente	25°C

Um fluxo de calor radiante de 45 kW/m<sup>2</sup>,sozinho,é aplicado na borda da madeira. Quando vai acender?

7.10 Um pedaço fino de papel é colocado em um forno e elevado a 60°C. Quando retirado do forno, é submetido a 30 kW/m<sup>2</sup>e acende em 50 s. É conhecido por inflamar em 130 s, quando a 20°C e similarmemente submetido a 30 kW/m<sup>2</sup>. Qual é a temperatura de ignição dele?

# 8

## Propagação do Fogo em Superfícies e Meios Sólidos

### 8.1 Introdução

No Capítulo 4 examinamos a taxa de propagação de uma chama pré-misturada e descobrimos que sua velocidade,  $S_{\text{você}}$ , depende da taxa de liberação de energia química,  $m_{\text{00}} \dot{h}_c$ . De fato, para uma chama laminar, a velocidade idealizada da chama

$$S_{\text{você}} = \frac{m_{\text{00}} \dot{h}_c}{\rho C_p (T_f - T_1)} \quad (8.1)$$

Onde

$T_f$  = temperatura da chama

$T_1$  = temperatura inicial da mistura  
 $\rho$  = espessura da zona de reação química

Em palavras podemos escrever

$$\text{Velocidade da chama} = \frac{\text{taxa de liberação de energia química}}{\text{energia necessária para elevar a substância à sua temperatura de ignição}} \quad (8.2)$$

Substituímos 'temperatura de ignição' por 'temperatura da chama  $T_f$ ' porque estamos interessados na velocidade da frente de pirólise (ou evaporação)  $v_p$  assim como acende. Como vimos no Capítulo 7 sobre a ignição de sólidos, esta temperatura crítica da superfície pode ser tomada como a temperatura de ignição correspondente ao limite inferior de inflamabilidade. De fato, podemos usar a mesma estratégia de eliminar a química complexa de decomposição e mudanças de fase para selecionar uma 'temperatura de ignição' apropriada. Se usarmos um modelo baseado em condução para estimar a ignição de sólidos, então as mesmas técnicas de medição para identificar  $T_{ig}$  pode prevalecer.

Embora estudos teóricos e experimentais muito fundamentais tenham sido feitos para examinar os mecanismos de propagação em superfícies (sólidas e líquidas), um modelo térmico simples pode ser usado para descrever muitos fenômenos de propagação do fogo. Isso foi eloquentemente expresso em um artigo de Forman Williams [1] ao discutir a propagação da chama em sólidos, líquidos e combustão lenta através de matrizes porosas. Excelentes discussões sobre propagação de chamas e crescimento do fogo podem ser encontradas nas revisões de Fernandez-Pello [2] e de Thomas [3]. Alguns estudos básicos notáveis de propagação de chamas superficiais contra o vento incluem a primeira solução extensa de deRis [4], correlações experimentais para mostrar o efeito da velocidade do vento e concentração de oxigênio ambiente por Fernandez-Pello, Ray e Glassman [5,6] e o efeito de um campo gravitacional induzido por Altenkirch, Eichhorn e Shang [7]. Para a propagação da chama na superfície na mesma direção do vento (ou fluxo flutuante), casos laminares foram examinados por Loh e Fernandez-Pello [8,9] com relação à velocidade do fluxo forçado e concentração de oxigênio, e por Sibulkin e Kim [10] para propagação de chama laminar ascendente por convecção natural. Muitas características foram investigadas para propagação de chamas. Estes incluem orientação, velocidade do vento, variações gravitacionais, fluxos laminares e turbulentos, meio sólido, líquido ou poroso, tamanho e radiação da chama e efeitos geométricos – cantos, canais, dutos e terrenos florestais para terrenos urbanos. Muitas características foram investigadas para propagação de chamas. Estes incluem orientação, velocidade do vento, variações gravitacionais, fluxos laminares e turbulentos, meio sólido, líquido ou poroso, tamanho e radiação da chama e efeitos geométricos – cantos, canais, dutos e terrenos florestais para terrenos urbanos. Muitas características foram investigadas para propagação de chamas. Estes incluem orientação, velocidade do vento, variações gravitacionais, fluxos laminares e turbulentos, meio sólido, líquido ou poroso, tamanho e radiação da chama e efeitos geométricos – cantos, canais, dutos e terrenos florestais para terrenos urbanos.

A Figura 8.1 ilustra vários modos de propagação da chama em uma superfície sólida. Podemos ter uma propagação de chamas auxiliada pelo vento (ou concorrente) na qual a frente de pirólise  $x_p$  move-se nas direções da velocidade de fluxo ambiente de flutuação induzida ou acionada por pressão,  $v_c$ . Consistente com o modelo térmico, exigimos,  $v_c \geq v_{p,ign}$ ,  $T_s \geq T_{ig}$  a temperatura de ignição,  $T_{ig}$ . Em geral,  $T_s > T_{ig}$  a temperatura da superfície a montante ou a jusante do material virgem. Uma chama dirigida pelo vento no chão será diferente de uma no teto. No caso do piso, quanto maior o fogo, mais sua força de empuxo cresce e tenta fazer com que a chama fique na vertical apesar do vento. Este fenômeno será profundamente diferente em um canal do que em um piso aberto. No caso do teto, o vetor de gravidade ajuda a manter a chama no teto e até tenta suprimir parte de sua turbulência.

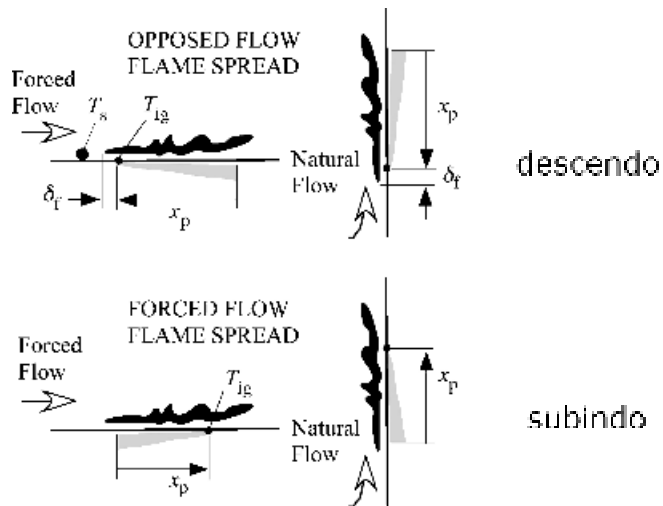


Figura 8.1 Modos de propagação da chama na superfície

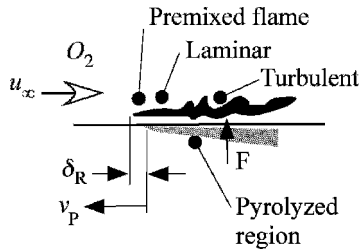


Figura 8.2 Dinâmica da propagação da chama da superfície de fluxo oposto

Quando o fluxo ambiente é direcionado para a chama que avança, chamamos este caso de propagação de chama de fluxo oposto. O fluxo pode ser natural e artificialmente forçado. Veremos que a propagação do fluxo oposto é muito mais lenta do que a propagação auxiliada pelo vento e tende a ser constante. Isso pode ser facilmente visto observando a chama para baixo ou lateral (horizontal) espalhada em um palito de fósforo. No entanto, inverta o fósforo para permitir que a chama se espalhe para cima e teremos uma resposta quase imensurável (desde que possamos segurar o fósforo!). Na propagação de fluxo oposto, sabemos que a chama será extinta perto da superfície, uma vez que a faixa típica de temperaturas de ignição (250-450°C) provavelmente não suporta a combustão em fase gasosa. Portanto, essa lacuna permitirá que o ar e o combustível se encontrem antes da queima, de modo que uma chama pré-misturada provavelmente conduzirá a chama de difusão avançada, conforme ilustrado na Figura 8.2. Se a velocidade ambiente  $v_c \ll v_p$ , ele ainda aparecerá para um observador na chama em movimento (ou na posição da borda de ataque da pirólise,  $x_p$ ) que um fluxo oposto está entrando na chama na velocidade da chama,  $v_p$ . Mesmo sob condições de gravidade zero, isso é verdade; portanto, a propagação de fluxo oposto pode desempenhar um papel significativo em incêndios de naves espaciais (microgravidade). Como  $v_c$  aumenta, mistura de

combustível e oxigênio podem ser melhorados e esperamos um maior  $m_{O_2}$ . É por isso que esperamos  $v_p$  para aumentar. No entanto, em altas velocidades o tempo de fluxo de ar ou oxigênio através da zona de reação  $t_R$  pode dar um tempo de fluxo  $t_{fluxo} = t_R = \frac{L}{v_c} < t_{química}$ . Assim, a velocidade do oxigênio através da chama pré-misturada pode ser tão grande que inibe a taxa de reação química. Isso pode levar a uma diminuição de  $v_p$ . Argumentos semelhantes podem descrever o efeito do oxigênio ambiente concentração em  $v_p$ ; ou seja, como  $S_{O_2}$  aumenta,  $m_{O_2}$  aumenta e assim  $v_p$  aumenta. Nós devemos examinar alguns desses efeitos mais tarde em um modelo térmico mais explícito para  $v_p$ .

Uma vez que a propagação acidental do fogo ocorre principalmente sob condições de convecção natural dentro de edifícios e recintos, alguns exemplos de configurações que levam a tipos de propagação opostos ou auxiliados pelo vento são ilustrados na Figura 8.3. Cálculos de propagação da chama são difíceis

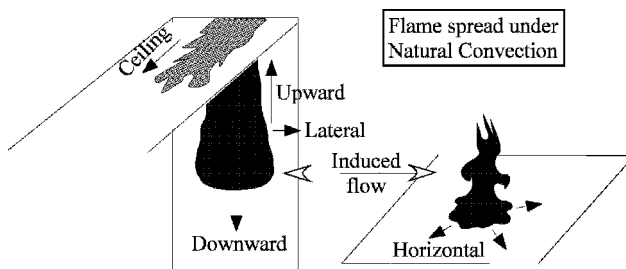


Figura 8.3 Exemplos de propagação de chama superficial sob condições convectivas naturais

devido às várias condições de fluxo que podem ocorrer. Além disso, o tamanho e a escala do incêndio introduzem complexidades de turbulência e transferência de calor por radiação. Não seremos capazes de lidar com todas essas complexidades diretamente. Não existem soluções práticas e disponíveis para todos os casos. Neste capítulo apresentaremos a teoria da propagação de chamas em sua forma mais simples. No entanto, ilustraremos como estimativas práticas de engenharia podem ser feitas para materiais com base em dados e relações empíricas. Embora não tratemos da propagação de incêndios florestais, uma abordagem prática semelhante de engenharia provou ser útil na defesa de incêndios florestais. Baseia-se em dados de vegetação florestal, umidade, vento, inclinação do terreno e fórmulas empíricas [11]. Não descreveremos todos esses detalhes de incêndios florestais, mas abordaremos alguns aspectos da propagação de chamas através de materiais porosos, como campos de grama, lixo florestal, etc. O alcance da propagação do fogo é muito amplo; é por isso que a questão da 'inflamabilidade do material' é tão complexa.

## 8.2 Propagação de Chamas na Superfície - O Caso Termicamente Fino

Desenvolveremos uma formulação analítica da afirmação da Equação (8.2). Isso será feito para a propagação de chama superficial em sólidos, mas pode ser usado de forma mais geral [1]. Assim como na ignição de sólidos, será útil considerar os casos limites de sólidos termicamente finos e termicamente espessos. Na prática, essas soluções serão adequadas para aproximações de primeira ordem. No entanto, o modelo não irá considerar quaisquer efeitos devido a

- (a) fusão: envolvendo gotejamento, calor de fusão e vaporização;
- (b) carbonização: causando um aumento na temperatura da superfície entre a pirólise e a ignição;
- (c) deformação: manifestada por estiramento, encolhimento, rasgamento, ondulação, etc.;
- (d) heterogeneidade: envolvendo os efeitos de substrato, compósitos, porosidade e transparência absorção à radiação.

Os fatores (a), (b) e (d) são todos varridos para os parâmetros de propriedade:  $T_{ig}$ , etc. A deformação (c) é ignorada, mas pode ser significativa na prática. Um material de ondulação pode aumentar a propagação, enquanto o rasgamento pode retardá-la. O gotejamento no fator (a) pode atuar em ambos os sentidos, dependendo da orientação da amostra e direção de propagação. Quaisquer resultados de testes que levem às propriedades térmicas para ignição e aquelas a serem identificadas para propagação devem se aplicar ao cenário de incêndio para o material em seu estado e configuração de uso final. Por exemplo, um teste de papel de parede por si só como uma folha fina não seria suficiente para avaliar seu potencial de propagação de chama quando aderido a uma placa de parede de gesso em um corredor de edifício sujeito a um incêndio de sala totalmente envolvido.

A Figura 8.4 exibe um sólido termicamente fino de espessura  $\delta$ , isolado em sua face posterior e sofrendo propagação de chamas na superfície. Qualquer um dos modos mostrados na Figura 8.1 é aplicável. Consideramos o caso de propagação constante da chama, mas essa restrição pode ser relaxada. A velocidade de propagação da chama na superfície é definida como

$$v_p = \frac{dx_p}{dt}$$

"8:3\$



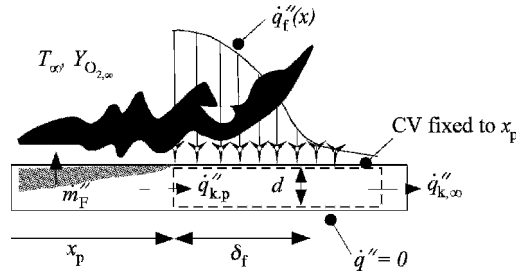


Figura 8.4 Modelo térmico para propagação de chama na superfície

Na Figura 8.4 o volume de controle circunda o sólido e é fixado em  $x_p$  uma distância suficientemente à frente da região afetada pela transferência de calor da chama do sólido. Os fluxos de calor possíveis incluem:

- $q''_{f,00}$  Condução de fluxo de calor por convecção e radiação
- $q''_{k,p,00}$  incidente de chama da região pirolisada
- $q''_{k,1,00}$  condução do CV para  $T_s$

Aqui  $T_s$  é considerada a temperatura da superfície do sólido que não é afetada pelo aquecimento da chama. Se  $T_s$  é constante ou varia lentamente com  $x$ ,  $T = T(x)$ , podemos definir  $q''_{k,1,00}$ . Muitos estudos têm sido feitos para avaliar a importância de  $q''_{k,p,00}$  e pode ser significativo. No entanto, a transferência de calor dominante, mesmo sob propagação oposta lenta, é  $q''_{f,00}$ . Por propagação simultânea esta aproximação é muito precisa, uma vez que a distância de aquecimento da superfície da chama é muito longa e  $T = T(x)$  perto de  $x_p$ . Adotaremos como temperatura de ignição a temperatura do sólido necessária para a ignição pilotada. Isso está de acordo com o início da pirólise para causar a ignição do combustível evoluído com um piloto sendo a própria chama avançando.

desprezou

Aplicamos a Equação (3.45) para o CV fixado em  $x_p$ . O sólido com densidade  $\rho$  e calor específico  $c_p$  parece entrar e sair do CV com velocidade  $v_p$ , a velocidade da chama. Por isso,

$$\rho c_p v_p (T_{ig} - T_s) = \int_{x_p}^{Z_1} q''_f dx - \int_{x_p}^{Z_1} q''_{k,1} dx \quad (8:4)$$

onde aproximamos a superfície como um corpo negro e consideramos a radiação para um ambiente em  $T_1$ . Já que esperamos  $q''_{f,00} \approx q''_{k,1,00}$  vamos ignorar este não linear termo de temperatura. Além disso, definimos um número de Biot  $B_1$  para um efetivo

comprimento de aquecimento  $l_0$  como

$$B_1 = \frac{Z_1}{l_0} \quad (8:5)$$

Fisicamente  $l_0$  é a extensão da chama sobre o novo material a inflamar. Isso é ilustrado para uma chama de fósforo, espalhando-se para cima ou para baixo na Figura 8.5 ou conforme sugerido na Figura 8.1. Veremos que a chama visível é uma medida para  $l_0$  porque na ponta da chama em uma chama turbulenta a temperatura pode cair de 800(C na zona luminosa contínua para

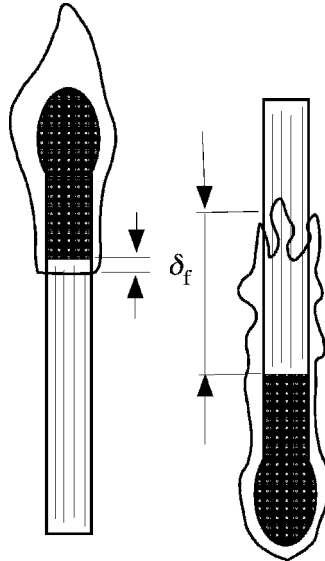


Figura 8.5 Extensões de aquecimento de chama para uma chama de fósforo

cerca de 350°C. Assim, um ponto entre a zona luminosa contínua e a ponta da chama flutuante pode constituir uma aproximação para  $l_f$ . Em qualquer caso, a Equação (8.5) é matematicamente aceitável para uma função contínua,  $q_{\infty} f''(x)$ , de acordo com o valor médio teorema. As equações (8.4) e (8.5) fornecem uma solução

$$v_p \approx \frac{q_{\infty} l_f}{c_p d (T_{ig} - T_s)} \tag{8.6}$$

Isso pode ser colocado em uma forma diferente para revelar a relação da propagação da chama com a ignição:

$$v_p \approx \frac{l_f}{t_f} \tag{8.7a}$$

$$t_f \approx \frac{c_p d (T_{ig} - T_s)}{q_{\infty}} \tag{8.7b}$$

Isso é idêntico ao nosso resultado para o tempo de ignição em um alto fluxo de calor na ignição termicamente fina de um sólido. Pode ser generalizado dizer que a velocidade da chama - acionada termicamente - pode ser representada como a razão entre o comprimento de extensão da chama e o tempo necessário para inflamar este material aquecido, originalmente em  $T_s$ .

A Equação (8.6) demonstra que como o peso da face,  $d$ , diminui a taxa de propagação aumenta. Além disso, se um material em propagação for aquecido longe da chama, como aconteceria com a radiação de fumaça em um incêndio em uma sala,  $T_s$  aumentará com o tempo. Como  $T_s \rightarrow T_{ig}$ , uma velocidade infinita assintótica é sugerida. Isso não pode acontecer fisicamente. Em vez disso, a temperatura da superfície atingirá uma temperatura de pirólise suficiente para causar vapor de combustível na concentração inflamável mais baixa. Então a velocidade da chama visível ao longo da superfície será igual à velocidade pré-misturada. Esta velocidade na fase gasosa começa em cerca de 0,5 m/s

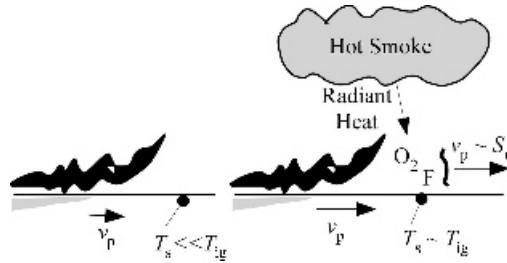


Figura 8.6 Maior propagação da chama devido ao pré-aquecimento

e pode acelerar devido à turbulência (veja a Figura 8.6). Vemos nestas condições porque o fluxo de calor radiante induzido pela fumaça de cerca de 20 kW/m<sup>2</sup> pode provocar a propagação rápida de chamas por objetos no chão durante um incêndio em uma sala. Esse mecanismo pode resultar em flashover – uma transição rápida para um incêndio de sala totalmente envolvido.

Deve-se ressaltar que a Equação (8.6), e sua contrapartida para materiais termicamente espessos, valerá apenas para T<sub>s</sub> > T<sub>s,min</sub>, uma temperatura mínima de superfície para espalhamento. Mesmo se incluirmos o termo de perda de calor na Equação (8.4) por uma aproximação de valor médio para o integrando,

$$\frac{T_{ig} + T_s}{2}$$

obtemos uma solução fisicamente válida ainda possível para todos T<sub>s</sub> como

$$v_p \approx \frac{Q_{rad} - \rho_s c_p (T_{ig} + T_s) \frac{d}{2}}{\rho_s c_p (T_{ig} - T_s)}$$

desde que o numerador seja positivo. Geralmente em T<sub>s</sub> > T<sub>s,min</sub>, v<sub>p</sub> > 0, conforme determinado nos experimentos. Isso é mostrado nas Figuras 8.7 e 8.8 para propagação lateral e para cima em uma superfície vertical (para comportamento de espessura térmica de PMMA e madeira, respectivamente). o

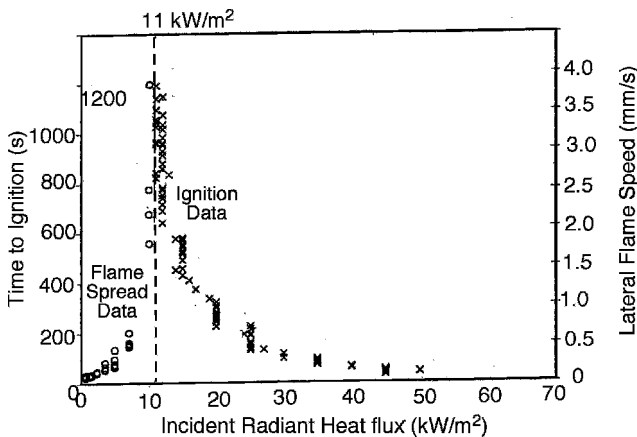


Figura 8.7 Velocidade de chama constante natural e ignição pilotada para PMMA (vertical) (de Longo [12])

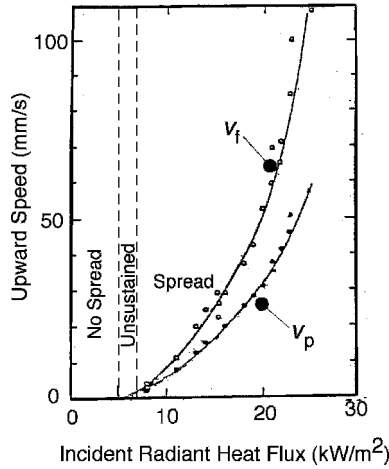


Figura 8.8 Velocidade de propagação da frente de pirólise  $v_p$ , e velocidade de propagação da ponta da chama  $v_f$ , como funções do fluxo de energia radiante incidente, para um tempo de pré-aquecimento  $t_p$  de 2 min em uma amostra de madeira [13]

fluxo de calor radiante externo incidente é um substituto aqui para o estado estacionário  $T_s$  em equilíbrio. Assim, existe um fluxo de calor crítico para propagação da chama (como na ignição) dado por

$$q_{s,crit} = \epsilon \sigma (T_{s,min}^4 - T_1^4) + h_c (T_{s,min} - T_1) \tag{8:9}$$

Isto segue por um balanço de energia em estado estacionário da superfície aquecida por  $q_{e,00}$ , fora da região aquecida pela chama  $q_{f,0}$ . Parece que existe uma temperatura crítica para a propagação da chama nos modos de fluxo auxiliado pelo vento e oposto para materiais finos e espessos.  $T_{s,min}$  não demonstrou ser uma propriedade única do material, mas parece ser constante pelo menos para um determinado modo de espalhamento. Efeitos transitórios e químicos parecem ser a causa deste limite de propagação de chama exibido por  $T_{s,min}$ . Por exemplo, a uma velocidade suficientemente lenta,  $v_p$ , o tempo para a pirólise pode ser mais lento que o tempo de queima efetivo:

$$t_f > \frac{l_f}{v_p} \tag{8:10}$$

e a desigualdade nisso leva diretamente à extinção. Para propagação auxiliada pelo vento a condição limite dependerá da extensão da chama e do tempo de queima; para propagação de fluxo oposto, a capacidade de obter uma mistura inflamável na frente da chama é fundamental. Além disso, os efeitos transitórios influenciarão todos esses fatores.

### 8.3 Efeitos transitórios

É útil considerar o aspecto transitório do problema de propagação da chama. A razão de tempos característicos para a fase sólida e gasosa, com base em  $d$  como uma escala de comprimento característica, é

$$\frac{t_{gás}}{t_{sólido}} = \frac{d^2}{d_{gás}^2} \frac{\rho_{sólido}}{\rho_{gás}} \approx \frac{10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}}{10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}}$$

como um valor típico. Portanto, a resposta da fase gasosa é muito rápida e pode se ajustar rapidamente a quaisquer mudanças transitórias no sólido. Assim, quaisquer dados de transferência de calor em estado estacionário para  $q_{\infty}$  ou chama correlações de extensão (por exemplo, para chamas ascendentes, no teto ou auxiliadas pelo vento) podem ser aplicadas diretamente ao problema transitório da propagação da chama no sólido.

No entanto, consideramos apenas um modelo sólido de estado estacionário na Equação (8.4). Considere o efeito se adicionarmos o termo transiente (Equação (3.40)), a taxa de entalpia por unidade de área no CV,

$$\frac{dH_{00}}{dt} + \rho C_p \frac{d}{dx} \int_{x_p}^z T dx \tag{8.11}$$

Onde  $x_p$  é a posição da ponta da chama,  $x_p + l_f$ . Aqui  $T_1$  é uma temperatura de referência, digamos 25°C. Para propagação de fluxo oposto, não esperamos  $l_f$  depender de  $x_p$ , a região que sofre pirólise. Aqui consideramos que  $x_p$  é pirolisante, embora o esgotamento possa ter ocorrido por  $x_b < x_p$ . Ignoraremos o efeito burnout aqui. Para propagação de fluxo oposto,  $l_f$  dependerá da mecânica dos fluidos do escoamento induzido "você" em combinação com a chama em movimento lentamente oposta "você". No entanto, para propagação auxiliada pelo vento, pode-se esperar que  $l_f$  dependerá da extensão da região de pirólise - em outras palavras, uma chama mais longa para mais combustível produzido ao longo  $x_p$ .

O termo transiente pode ser aproximado como segue, onde  $c_p$ :

$$\frac{dH_{00}}{dt} + \rho C_p \frac{d}{dx} \left[ \frac{T_{ig} + T_s}{2} l_f \right] + \rho C_p \frac{dT_s}{dt} \frac{l_f}{2} + \frac{T_{ig} + T_s}{2} \frac{dl_f}{dt} \tag{8.12}$$

Se considerarmos os casos em que  $T_s$  está mudando lentamente com o tempo, então

$$\frac{dT_s}{dt} \approx 0$$

é razoável. Para fluxo oposto,  $l_f = x_p$ , então  $dl_f = dx_p$ . No entanto, para o exemplo de propagação auxiliada pelo vento (para cima) na Figura 8.8 parece que  $dl_f = dx_p > 0$  como  $q_{\infty}$  aumenta,

Desde a

$$\frac{dl_f}{dt} = v_p$$

Assim, para propagação de fluxo oposto, o modelo de propagação de chama térmica em estado estacionário parece válido. Na propagação de chama auxiliada pelo vento, parece apropriado modificar nossa equação governante para o caso termicamente fino como

$$\rho C_p \frac{d}{dx} \left[ \frac{T_{ig} + T_s}{2} l_f \right] + \rho C_p v_p \frac{dT_s}{dx} \frac{l_f}{2} + \frac{T_{ig} + T_s}{2} \frac{dl_f}{dx} = q_{\infty} \tag{8.13}$$

Desde a

$$\frac{dl_f}{dt} = v_p \frac{dx_p}{dt} + \frac{dx_p}{dt} \tag{8.14}$$

a combinação dá, para propagação auxiliada pelo vento em um material fino,

$$v_p = \frac{h}{\rho C_p (T_{ig} - T_s) + dx_f} \left[ \frac{q_{f,0}''}{dx_p} - 1 \right] \frac{T_{g,u} + T_s}{2} \quad (8.15)$$

Da Figura 8.8,  $v_f > v_p$ , então  $dx_f = dx_p > 1$ . Assim, os efeitos transitórios causarão uma velocidade mais baixa para a propagação auxiliada pelo vento. Novamente, como o tempo de resposta da fase gasosa é muito mais rápido do que o sólido, podemos usar os resultados da fase gasosa estável para  $q_{f,0}''$  e  $h$  nestas fórmulas para chama espalhadas nas superfícies.

### 8.4 Propagação de Chama de Superfície para um Sólido Termicamente Espesso

Passemos agora ao caso de um sólido termicamente espesso. É claro que os efeitos da espessura podem ser importantes, mas somente após a profundidade de penetração térmica devido ao aquecimento da chama atingir a face posterior, ou seja,  $t \geq t_r$ . Como no caso de ignição,  $t_r$  é relativamente pequeno, digamos 10 a 100 s, a aproximação termicamente espessa pode até se aplicar a sólidos de 1 cm. Novamente, representamos todos os processos por uma aproximação térmica envolvendo as propriedades efetivas de  $T_{ig}, k, \rho c$ . Os materiais são considerados homogêneos e quaisquer medidas de suas propriedades devem ser feitas em condições consistentes de uso. Outras premissas para esta derivação estão listadas abaixo:

1.  $q_{f,0}''$  é constante sobre a região  $y \geq 0$  além.
2. Perda de calor superficial insignificante, ou seja  $q_{f,0}'' \gg T_{ig}^4$ .
3.  $\rho c \gg \rho c_{g,0}$  e  $T_{ig} \gg T_1$ .
4. As temperaturas iniciais e a montante são  $T_1$ .
5. Propagação constante da chama,  $v_p$  constante.

Considere o volume de controle na Figura 8.9 onde o caso termicamente espesso é desenhado para um modo auxiliado pelo vento, mas os resultados serão aplicados em geral para o caso oposto. O controle

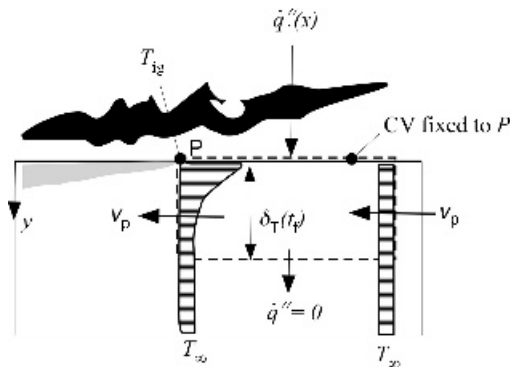


Figura 8.9 Conservação de energia de volume de controle para um sólido termicamente espesso com velocidade constante de propagação da chama,  $v_p$

volume é selecionado para abranger o comprimento aquecido por chama e estender até a profundidade  $z$ . É fixado ao ponto,  $P$ . A profundidade específica é  $z_{tr}$ , pois o tempo para a temperatura em  $P$  ter sido aumentado de  $T_1$  para  $T_{ig}$ . No entanto, há também a hora da chama atravessar  $z$ , ou seja

$$z_{tr} = \sqrt{\frac{2 \alpha_p (T_{ig} - T_1) t_{tr}}{T_{ig} - T_1}} \tag{8.16}$$

Desde  $\alpha_p$  é constante. A conservação de energia para o CV é

$$C_p V_p \frac{dT}{dz} = -q_{f,1} \tag{8.17}$$

Vamos aproximar o perfil de temperatura como

$$\frac{T - T_1}{T_{ig} - T_1} = \frac{y}{z_{tr}} \tag{8.18}$$

que satisfaz

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dz} &= -\frac{T - T_1}{z_{tr}} \\ \frac{dT}{T - T_1} &= -\frac{dz}{z_{tr}} \end{aligned}$$

Esta aproximação nos dá um perfil razoável que satisfaz as condições de contorno e nos permite realizar a integração

$$z_{tr} \int_{T_1}^{T_{ig}} \frac{dT}{T - T_1} = - \int_0^{z_{tr}} dz \tag{8.19}$$

Vimos que uma aproximação razoável para a profundidade de penetração é

$$z_{tr} = \sqrt{\frac{3 k t}{C_p}} \tag{8.20}$$

Onde  $C_p$  pode variar de 1 a 4, dependendo de sua definição de quão próximo de  $T_1$ . Vamos tomar  $C_p = 2.7$  como uma estimativa racional. Agora substituímos os resultados das Equações (8.16), (8.19) e (8.20) na Equação (8.17) para obter

$$C_p V_p \frac{T_{ig} - T_1}{3} = - \frac{k}{C_p} \frac{1}{z_{tr}} (-q_{f,1})$$

ou

$$V_p = \frac{q_{f,1}}{k C_p \frac{T_{ig} - T_1}{z_{tr}}} \tag{8.21}$$

Voltando à forma da Equação (8.16), podemos estimar

$$t_f \approx 0,81 k'' c_p \frac{\sqrt{T_{ig} - T_1}}{q_{f,0}} \quad (8.22)$$

Também podemos usar o resultado exato de fluxo de calor alto (tempo curto) com espessura térmica exata, onde 0,81 é substituído por 0,785. Podemos usar

$$V_p \approx \frac{4 q_{f,0} \sqrt{t_f}}{k'' c_p \sqrt{T_{ig} - T_1}} \quad (8.23)$$

onde generalizamos para  $T_s$  que poderia estar mudando sob fumaça e fogo condições. Assim, a Equação (8.23) pode ser usada de uma forma quase estacionária onde  $q_{f,0}$ ,  $k''$ ,  $c_p$  e  $T_s$  podem variar com o tempo à medida que a chama cresce e as condições de incêndio pioram. Além disso, a Equação (8.23) segue a forma da Equação (8.7) que diz que a propagação da chama é essencialmente a distância de aquecimento da chama dividida pelo tempo de ignição.

## 8.5 Considerações Experimentais para Espalhamento em Superfície Sólida

Podemos adotar as Equações (8.6) e (8.23) para aplicações práticas. Uma vez que estes resultados complementam as correspondentes soluções de ignição termicamente fina e espessa, as propriedades térmicas devem ser idênticas para ignição e propagação de chama em relação a um determinado material.

### 8.5.1 Fluxo oposto

Para escoamento oposto espalhado sob condições de convecção natural, Ito e Kashiwagi [14] ter medido o perfil para PMMA ( $d = 0,47$  cm) em vários ângulos. Seus resultados, mostrado na Figura 8.10, sugira valores para

$$q_{f,0} \approx 70 \text{ kW/m}^2$$

e

$$t_f \approx 2 \text{ milímetros}$$

como aproximações grosseiras para seus perfis experimentais, por exemplo,  $\theta = 90^\circ$ . Além disso,  $t_f$  aumenta à medida que o spread vai de baixo para baixo  $\theta = 0^\circ$  to horizontal  $\theta = 90^\circ$  para ligeiramente para cima  $\theta = 80^\circ$ . Todos esses ângulos constituem propagação de chama de fluxo oposto à convecção natural.

Uma maneira mais prática de obter resultados para o espalhamento de fluxo oposto é reconhecer que o parâmetro

$$V_p \approx \frac{4 q_{f,0} \sqrt{t_f}}{k'' c_p \sqrt{T_{ig} - T_1}} \quad (8.24)$$



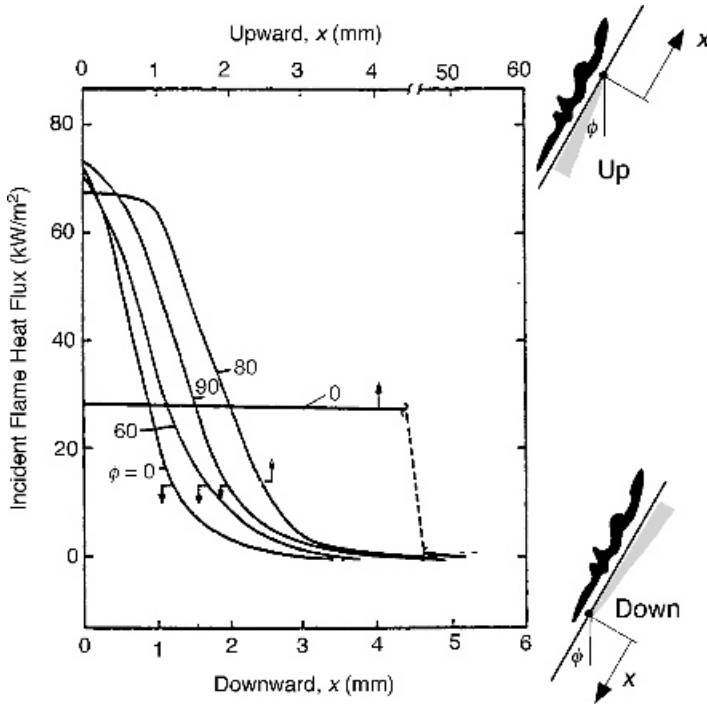


Figura 8.10 Distribuições de fluxo de calor normal na superfície ao longo da distância à frente da frente de pirólise para PMMA de 0,47 cm de espessura [14]

pode ser considerado como uma propriedade do material para uma dada condição de fluxo. Isso pode ser argumentado a partir de condições pré-misturadas laminares para a chama principal com o fluxo de calor relacionado à temperatura da chama e distâncias relacionadas ao comprimento de têmpera. Sob velocidades de fluxo induzidas por convecção natural, " pode ser constante. A Figura 8.11 mostra dados de velocidade constante plotados para PMMA espesso em função do fluxo de calor radiante incidente [12,15].

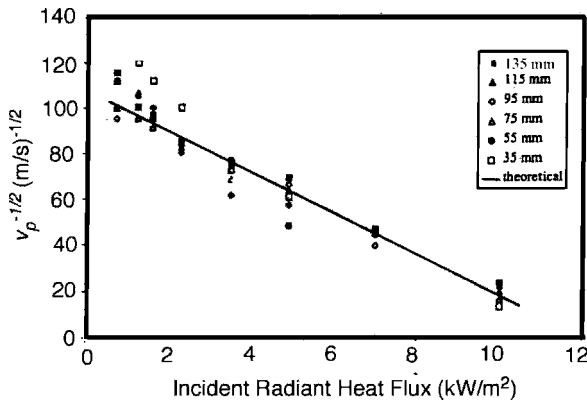


Figura 8.11 Avaliação de " do LIFT [12]

Em condições estáveis,

$$v_p = \frac{k_c (T_{ig} - T_s)}{c_p (T_{ig} - T_{min})}$$

"8:25\$

Se  $T_s$  é causado por aquecimento radiante de longa data, podemos escrever

$$q_{p,0} = h t (T_s - T_1)$$

"8:26\$

Por  $h$  aproximado como uma constante, podemos alternativamente escrever a Equação (8.25) como

$$v_p = \frac{k_c (T_{ig,crit} - T_s)}{c_p (T_{ig,crit} - T_{min})}$$

"8:27\$

Onde  $q_{ig,crit}$  é o fluxo de calor crítico para ignição dado pela Equação (7.28). Desde  $k_c$  e  $c_p$  pode ser avaliada a partir de dados de ignição para o material e para  $h$  avaliado em  $q_{ig,crit}$ , então  $v_p$  pode ser determinado a partir da inclinação dos dados na Figura 8.11. Também a interceptação na abscissa  $q_{ig,crit}$  é o limite inferior de fluxo  $q_{ig,crit}$  ou  $T_{s,min}$  na Figura 8.11. Os dados para vários materiais sob condições de propagação lateral de chama para uma amostra vertical no LIFT [15,16] são fornecidos na Tabela 8.1 (veja também a Tabela 7.4). O valor de  $v_p$  dado para PMMA é 14:0 kW<sub>2</sub>=m<sub>3</sub>, que pode ser comparado com uma estimativa dos dados de Ito e Kashiwagi [14]. Aproximamos usando a Equação (8.24):

$$v_p = \frac{4}{10} \text{ kW}_2 = \text{m}_3 \text{ } 0:002 \text{ m}_3$$

$$v_p = 12:5 \text{ kW}_2 = \text{m}_3$$

comparado a um valor medido de 14 kW<sub>2</sub>=m<sub>3</sub>. Este é provavelmente o nível de consistência esperado para uma 'propriedade' como  $v_p$ .

Para propagação de chama lateral instável, a Equação (8.25) pode ser aplicada de forma quase constante. Usamos a aproximação de curto prazo para a temperatura da superfície (Equação (7.40)),

$$T_s = T_1 + \frac{q_{e,F} t}{h t}$$

"8:28\$

Tabela 8.1 Propriedades de fluxo opostas para propagação de chama lateral em uma superfície vertical [16]

Material	T <sub>ig</sub> (C)	k <sup>c</sup> c (kW/m <sub>2</sub> K) <sub>2</sub> S)	"((kW) <sub>2</sub> /m <sub>3</sub> )	T <sub>s,crit</sub> (C)
PMMA	380	1,0	14,0	- 20
Painel de fibra	330	0,46	2,3	210
Madeira compensada	390	0,54	13,0	120
Tapete de lã	435	0,25	7,3	335
Espuma de poliuretano	435	0,03	4,1	215
papel na placa de gesso	565	0,45	14,0	425

Onde

$$F''_t \approx \frac{2h}{\rho} \frac{k''_{cp,1}}{t}$$

Então a Equação (8.25) pode ser expressa como

$$v_{p,1=2} \frac{k''_{cp,1}}{h^2} \approx q_{ig,crit} \approx q_{eF} \quad \text{e} \quad (8.29)$$

Examine os dados obtidos sob uma propagação de superfície vertical lateral de convecção natural para um painel de partículas como mostrado nas Figuras 8.12(a) e (b) [17]. A correlação desses dados com base na Equação (8.29) sugere que o fluxo crítico para ignição é

$$q_{ig,crit} \approx 16 \text{ kW/m}^2$$

e para a propagação da chama é

$$q_{s,crit} \approx 5 \text{ kW/m}^2$$

Para uma média de  $42 \text{ W/m}^2\text{K}$  e  $T_1 \approx 25^\circ\text{C}$ , obtemos

$$T_{ig} \approx 25 + \frac{16}{0.042} \approx 406^\circ\text{C}$$

e

$$T_{s,min} \approx 25 + \frac{5}{0.042} \approx 144^\circ\text{C}$$

A partir da inclinação dos dados na Figura 8.12(b), pode-se estimar

$$\frac{k''_{cp,1=2}}{h^2} \approx 240 \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-2}$$

Usando  $42 \text{ W/m}^2\text{K}$  e  $k''_{cp} \approx 0.93 \text{ (kW/m}^2\text{K)}$  (Tabela 7.4),  $\mu$  pode ser estimado:

$$\mu \approx \frac{k''_{cp}}{h^2} \approx \frac{0.93 \text{ kW/m}^2\text{K}}{240 \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-2}} \approx 0.0039 \text{ kW/m}^2\text{K}^2\text{s}^2$$

Isso se compara a um  $\mu$  de  $5 \text{ kW/m}^2\text{K}^2\text{s}^2$  para outro painel de partículas na Tabela 7.4.

A pseudopropriedade  $\mu$  é um parâmetro que representa fenômenos de escoamento além das propriedades térmicas e químicas do material. Aliás,  $\mu$  pode ser utilizada para

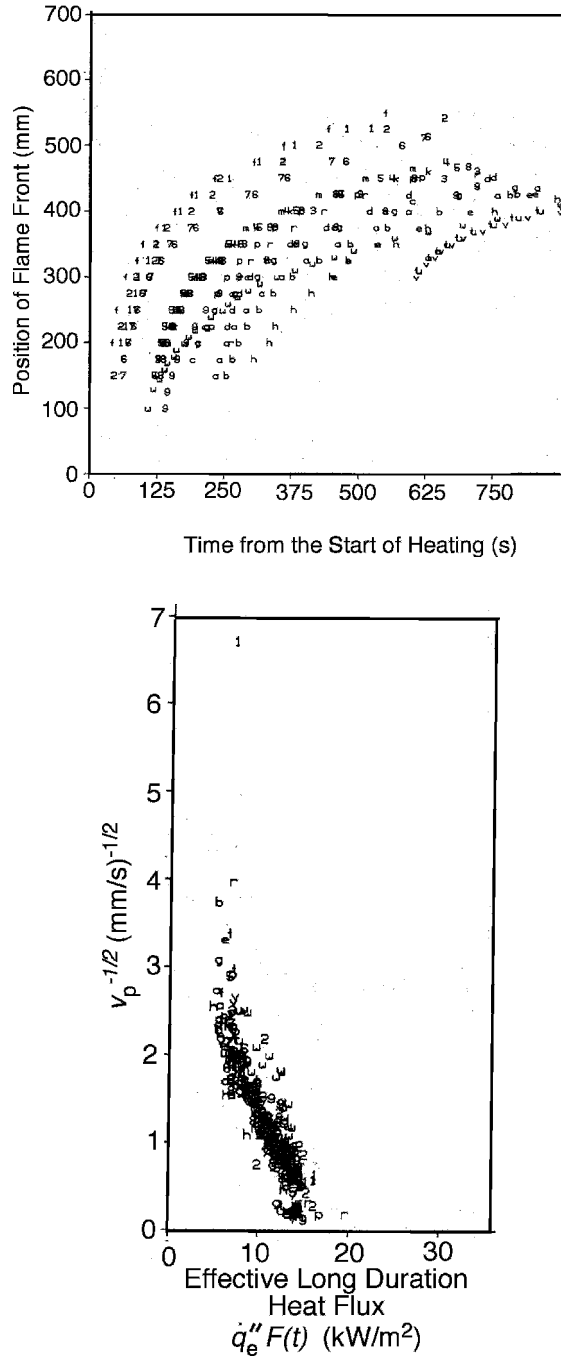


Figura 8.12 (a) Movimento frontal de chama para um painel de partículas de madeira sob fluxo oposto espalhado em ar parado sob várias distribuições de aquecimento externo. Os símbolos t, u, v, w são para spread descendente; todo o resto é para espalhamento lateral em uma amostra vertical [17]. (b) Correlação baseada na Equação (8.29)[17]

propagação de fluxo oposto termicamente fino, bem como auxiliado pelo vento. No entanto, sob a ação do vento condições, não é prático ligar  $q_{00}$  e  $l$  em uma função ". Para essas condições de fluxo  $Q_{00}$  são variáveis distintamente independentes.

8.5.2 Auxiliado pelo vento

Para incêndios turbulentos em paredes, a partir do trabalho de Ahmad e Faeth [18], pode-se mostrar que

$$Q_{00} = f(\text{função } x_p, S_{O_2,1}, Gr, Pr; \text{propriedades do combustível; radiação da chama } X_r; \&)$$

Onde

$x_p$  = comprimento da região de pirólise  $S_{O_2,1}$  = fração de massa de oxigênio ambiente

$Gr$  = número de Grashof  $x_p = 1/2$

$Pr$  = Prandtl número  $1 = 1$

$\alpha$  = ângulo de orientação da parede a partir da vertical

$X_r$  = chama de uma fração de radiação

A dependência da radiação foi simplificada usando apenas  $X_r$ , mas em geral é bastante complexo e significativo para chamas de parede alta (> 1 m).

O comprimento de chama correspondente pode ser mostrado como [19]

$$x_p = x_p + l = \frac{1.02 \cdot l_c}{S_{O_2,1} \cdot X_r} \tag{8.30a}$$

onde uma escala de comprimento de pluma convectiva é

$$l_c = \frac{\#}{\rho \cdot T} \cdot \frac{m \cdot \text{história}}{\rho \cdot c_p} \tag{8.30b}$$

O efeito de orientação incluído como  $\cos \alpha$  é inferido da teoria da camada limite e não é apropriado para uma superfície voltada para cima em geral e onde a camada limite provavelmente se separará. É mais provável que se aplique a comprimentos de chama em uma superfície inferior e não a chamas elevadas em uma superfície superior. Resultados semelhantes se aplicam a chamas de parede laminar, mas correspondem a  $Gr < 0.5 \cdot 10^8$  ou sobre  $x_p < 100$  milímetros. No entanto, bordas irregulares ou pontos ásperos podem levar o fluxo para turbulento para  $x_p$  tão baixo quanto 50 mm. Assim, incêndios acidentais de qualquer significado rapidamente se tornará turbulento. A taxa de queima por unidade de área,  $m_{00}$ ,  $f$ , depende nas mesmas variáveis  $q_{00}$  e  $l$ .

Os dados de Ahmad e Faeth [18] abrangem álcoois saturados em uma parede inerte de  $x_p$  até 150 mm e até 450 milímetros. Tipicamente,  $q_{00}$  é aproximadamente constante sobre o visível extensão de chama  $l$  com valores entre 20 e 30 kW/m<sup>2</sup>. O mesmo comportamento é visto para a queima radiativamente aprimorada de materiais sólidos - novamente mostrando  $q_{00}$  valores de 20-30 kW/m<sup>2</sup> sobre  $l$  para  $x_p$  até 1,5m. Esses dados são mostrados na Figura 8.13. Tais resultados empíricos para o fluxo de calor da chama são úteis para obter estimativas práticas da propagação ascendente da chama em uma parede.

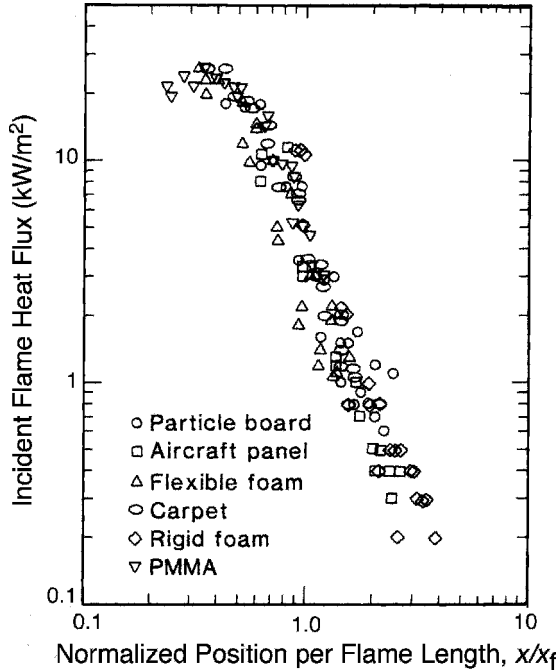


Figura 8.13 Distribuição do fluxo de calor da parede [20]

Exemplo 8.1 Descobriu-se que o comprimento da chama em uma parede vertical pode ser aproximado como

$$y_f = 0.01 m^2 = k W Q_{\infty} y_p$$

Onde  $Q_{\infty}$  é o fluxo de liberação de energia em kW/m² da parede em chamas. Para poliuretano grosso espuma listada na Tabela 8.1 computar

(a) a velocidade de propagação ascendente assumindo que a região inicialmente inflamada tem 0,1 por 0,1 m de altura e

(b) a taxa de propagação lateral na parede ocorre após 220°C.

Leva  $Q_{\infty} = 425 \text{ kW/m}^2$  para a espuma queimando no ar a 25°C. A superfície adjacente imediatamente fora da chama que se espalha é aquecido a 225°C.

Solução

(a) Adotamos  $y$  como a coordenada vertical, conforme mostrado na Figura 8.14. Portanto, a Equação (8.23) se torna

$$\frac{dy_p}{dt} = \frac{q_{f,2} y_p}{4k C_p (T_{ig} - T_s)} = \frac{y_f y_p}{t_f}$$

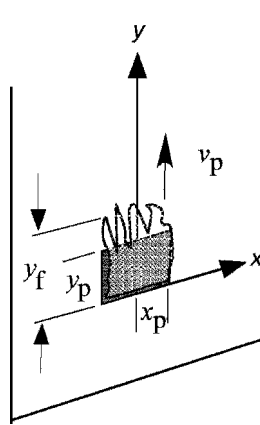


Figura 8.14 Exemplo 8.1

Nos é dado

$$y_f = 0.01 Q_{\infty} y_p$$

$$= 0.01 \cdot 425 y_p$$

$$= 4.25 y_p$$

Com base na Figura 8.13, estimamos

$$Q_{\infty} = 25 \text{ kW/m}^2$$

Então podemos calcular

$$t_f = \frac{4}{k C_p} \frac{T_{ig} - T_s}{Q_{\infty}}$$

$$= \frac{4}{4} \frac{0.03 \text{ kW/m}^2 \cdot \text{K} - 225 \text{ K}}{25 \text{ kW/m}^2}$$

$$= 1.66 \text{ s}$$

Substituindo na equação diferencial, obtemos

$$\frac{dy_p}{dt} = \frac{3.25 y_p}{1.66} = 1.95 y_p$$

ou resolvendo com  $y_p = 0.1 \text{ m}$ ,

$$y_p = 0.1 e^{1.95 t}$$

A velocidade é

$$v_p = \frac{dy_p}{dt} = 0.195 e^{1.95 t}$$

Em 2 segundos,  $y_p \approx 4.9$  m,  $v_p \approx 9.67$  m/s. A propagação ascendente é muito rápida. No entanto, para o resultado empírico,

$$y_f \approx 0.01 Q_{wyp}$$

só  $Q_{wyp} > 100$  kW/m<sup>2</sup> permitirá a propagação. O fluxo de liberação de energia de um material é variável muito crítica para propagação de chamas ascendente e auxiliada pelo vento em geral.

(b) O espalhamento lateral é constante e dado por

$$v_{ocê} \approx \frac{k_c \sqrt{T_{ig} - T_s}}{4.1 \text{ "kW=m}^2}$$

$$\approx \frac{0.03 \text{ "kW=m}^2 \sqrt{435 - 225}}{4.1} \approx 0.003 \text{ m/s} \approx 3 \text{ mm/s}$$

Isso é muito, muito mais lento do que a velocidade ascendente da chama e apresenta um risco relativo significativamente menor.

### 8.6 Alguns Resultados Fundamentais para Espalhamento de Superfície

deRis [4] foi o primeiro a obter uma solução teórica completa para propagação de chamas opostas em uma superfície. Sua solução é muito detalhada para ser apresentada aqui, mas podemos obter heurísticamente os mesmos resultados exatos de nossas formulações para os casos termicamente finos e grossos. Considere a Figura 8.15. Estimamos os comprimentos de transferência de calor como

$$l_g \approx l_f \approx \delta_{BL} \approx \frac{\delta_g}{v_{ocê}} \approx 8.31$$

Onde  $\delta_{BL}$  é a espessura da camada limite laminar. Estas são apenas estimativas de ordem de grandeza. Os efeitos da cinética química foram ignorados na solução de Ris e só se tornam um fator se o tempo para a reação química for maior que o tempo para uma partícula de gás atravessar  $l_g$ . Pelas nossas estimativas de ordem de grandeza, este tempo de fluxo pode ser representado como  $\delta_{BL} = u_1$ . A razão entre o fluxo e o tempo químico é chamada de número de Damkohler,  $Da$ , conforme definido nas Equações (4.23) e (4.24). Usando a Equação (8.31), podemos expressar isso como

$$\text{número de Damkohler; } Da \approx \frac{t_{FLUXO}}{t_{REAÇÃO}} \approx \frac{\delta_{BL} = u_1}{\frac{E}{R T_1}} \approx \frac{R T_1}{E} \frac{\delta_{BL}}{u_1}$$

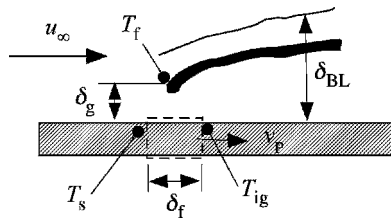


Figura 8.15O modelo de Ris



ou

$$Da = \frac{g_c h_c}{C_p T_1} \frac{E}{RT_1} \quad e = \frac{E}{RT_1} \quad \text{"8:32$}$$

onde  $g_c$ ,  $C_p$  são propriedades da fase gasosa. Para pequenos  $Da$  esperamos que a cinética da fase gasosa seja importante e controle o processo de propagação. Para grandes  $Da$  esperamos que a transferência de calor controle o processo. Este último corresponde à solução de Ris e ao nosso modelo térmico simples. Vamos examinar esse aspecto.

A partir da Equação (8.31), o fluxo de calor da chama é estimado por

$$q_{ch} = k_g \frac{T_f - T_{ig}}{l_g} \quad \text{"8:33$}$$

com  $T_f$ , a temperatura da chama. Combinando e substituindo na Equação (8.6) para o caso termicamente fino dá

$$v_p = \frac{k_g (T_f - T_{ig})}{C_p (T_{ig} - T_s)}$$

Se  $l_g \ll 2l_g$ , obtemos exatamente a solução de Ris para o caso termicamente fino,

$$v_p = \frac{2k_g (T_f - T_{ig})}{C_p (T_{ig} - T_s)} \quad \text{"8:34$}$$

No caso termicamente espesso (Equação (8.21)),

$$v_p = \frac{k_g (T_f - T_{ig})}{\rho C_p (T_{ig} - T_s)} \frac{k_{g,1} (T_f - T_{ig})^2}{k_c (T_{ig} - T_s)}$$

ou

$$v_p = \frac{k_c (T_f - T_{ig})}{\rho C_p (T_{ig} - T_s)} \quad \text{"8:35$}$$

que é exatamente o resultado teórico de deRis [4].

As soluções de Ris foram examinadas experimentalmente por Fernandez-Pello, Ray e Glassman [5,6]. Os resultados são mostrados para PMMA espesso na Figura 8.16 [6] em função de  $S_{O_2}$ . Deve-se reconhecer que, independente de  $S_{O_2}$ , a fração de massa de oxigênio de fluxo livre, e UMA, o fator pré-exponencial, depende de  $S_{O_2}$ . Esses resultados experimentais mostram que para a ascensão e queda dos dados para grandes  $Da$ , o modelo de Ris não é seguido. Isso ocorre porque os tempos de reação química estão se tornando relativamente grandes. De fato, os resultados podem ser correlacionados por

$$\frac{v_p k_c (T_{ig} - T_s)}{k_c (T_{ig} - T_s)} = f(Da) \quad \text{condição ampla} \quad \text{"8:36$}$$

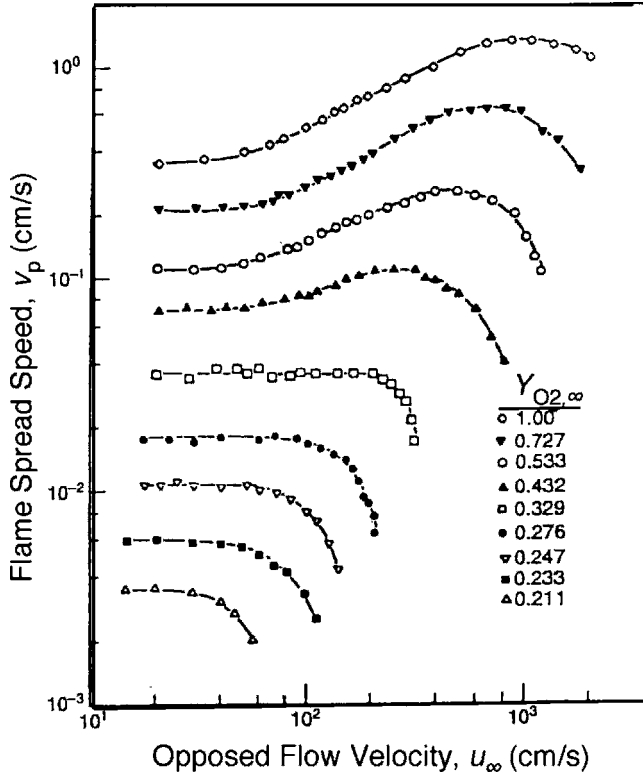


Figura 8.16 Taxa de propagação da chama sobre folhas grossas de PMMA em função da velocidade de fluxo forçada oposta para várias frações de massa de oxigênio de fluxo (Fernandez-Pello, Ray e Glassman [6])

onde \$v\_p\$ é monotônica e assintótica a 1 como \$u\_{\infty}\$ torna-se grande [6]. A temperatura da chama pode ser aproximada por

$$T_f \approx T_{ig} + \frac{S_{O_2,1} h_c}{C_p \rho}$$

Loh e Fernandez-Pello [8] mostraram que a forma da Equação (8.30) parece valer para o espalhamento laminar auxiliado pelo vento sobre uma placa plana. Os dados são mostrados na Figura 8.17 e são consistentes com

$$v_p = v_{p,0} S_{O_2,1}$$

segundo as Equações (8.36) e (8.37). Observe, a partir das Figuras 8.16 e 8.17, que em

$$v_{p,0} \approx 0.6 \text{ m/s}$$

e

\$v\_{p,0} \approx 0.6 \text{ m/s}\$ para propagação auxiliada pelo vento

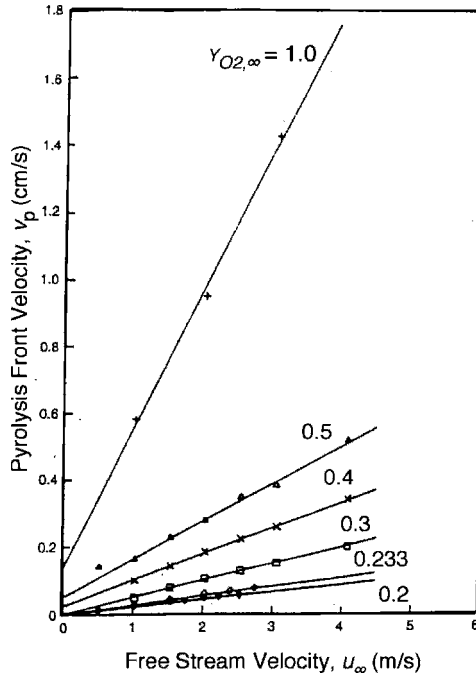


Figura 8.17 Taxa de propagação da chama sobre folhas grossas de PMMA em função da velocidade de fluxo forçado concorrente para várias frações de massa de oxigênio de fluxo (Loh e Fernandez-Pello [8])

## 8.7 Exemplos de outras condições de propagação de chama

Muitos problemas de propagação do fogo podem ser formulados pela expressão enganosamente simples

$$\text{Velocidade da chama } v_p \text{ \%} = \frac{\text{comprimento aquecido por chama } l_f}{\text{hora de acender } t_f}$$

A chave para uma derivação bem-sucedida de um fenômeno particular de propagação de chama é estabelecer o mecanismo que controla a propagação em termos de expressões para  $l_f$  e  $t_f$ . Não continuaremos a desenvolver tais expressões aproximadas, mas mostraremos alguns resultados fundamentados em dados e análises empíricas.

### 8.7.1 Efeitos de orientação

A Figura 8.18 mostra as taxas de espalhamento medidas para filmes finos (- 0,2 mm) de teraftalato de polietileno (PET) e papel colocado em fibra de vidro em várias orientações espalhando para cima e para baixo [19]. Os resultados podem ser parcialmente explicados relacionando o impulso à flutuabilidade como

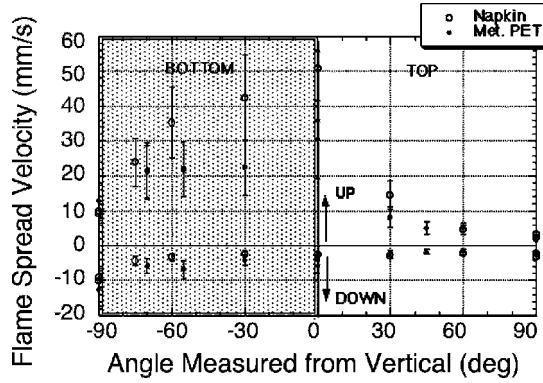


Figura 8.18 Espalhamento em função da orientação e do ângulo [19]

e da Equação (8.31)

você! "lg como "#1=3

"8:39#

Assim, podemos substituir você! na Equação (8.36) e aplicá-la aos casos opostos e auxiliados pelo vento. Para propagação ascendente ou auxiliada pelo vento, a velocidade aumenta à medida que  $\cos \theta$  aumenta para a orientação vertical. Para propagação de fluxo descendente ou oposto, a velocidade não é significativamente afetada por mudanças em  $\theta$  até que a inclinação horizontal seja aproximada para a orientação inferior  $\theta = 90^\circ$ . Nessa região, a propagação descendente torna-se auxiliada pelo vento, pois um fluxo de plano de estagnação resulta do fundo. A Figura 8.19 fornece esboços do

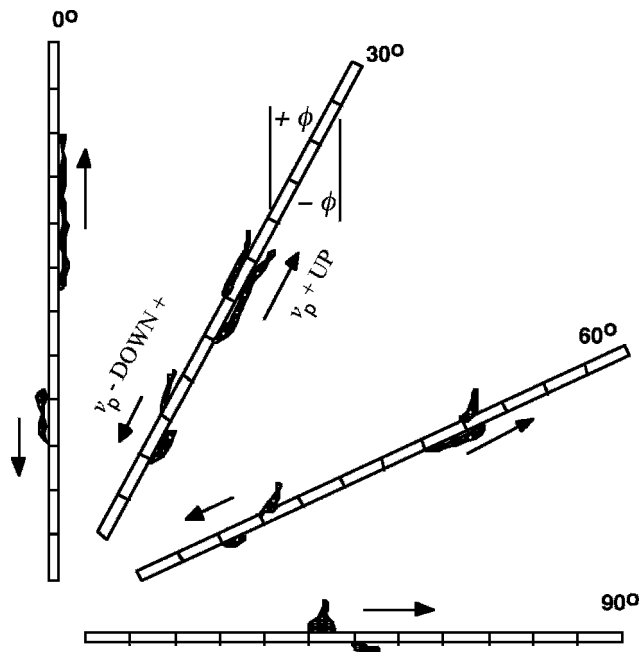


Figura 8.19 Formas de chama durante a propagação para a Figura 8.18 [19]

formas de chama para propagação sob algumas dessas orientações. Para espalhar na superfície inferior sempre temos um tamanho relativamente grande! Para espalhar no topo, obtemos 'lift-off' da chama entre  $\rho_b v_b$  para 60.

### 8.7.2 Meios porosos

Thomas [21,22] analisou e correlacionou dados para materiais porosos e lenhosos representativos de detritos florestais, campos de grama, berços e até mesmo blocos de casas de madeira. Ele acha que  $v_p$  - você é " $b$ " para o caso auxiliado pelo vento,  $v_p$  - " $b$ " para convecção natural, onde " $b$ " é o densidade aparente do combustível queimado na matriz. A Figura 8.20 mostra os dados auxiliados pelo vento e a Figura 8.21 é o caso sem vento. De Thomas [21,22], uma fórmula empírica pode ser mostrada para aproximar muitos dos dados:

$$v_p = b u_\infty^{0.5} \quad \text{em m; unidades kg e s}$$

"8:40\$

Onde  $b$  pode variar de cerca de 0,05 para berços de madeira  $b = 10 \text{--} 100 \text{ kg} = m^3$  até 0,10 para combustíveis florestais  $b = 1 \text{--} 5 \text{ kg} = m^3$ . Os dados da matriz de casas urbanas foram representados como  $10 \text{ kg} = m^3$  na Figura 8.20.

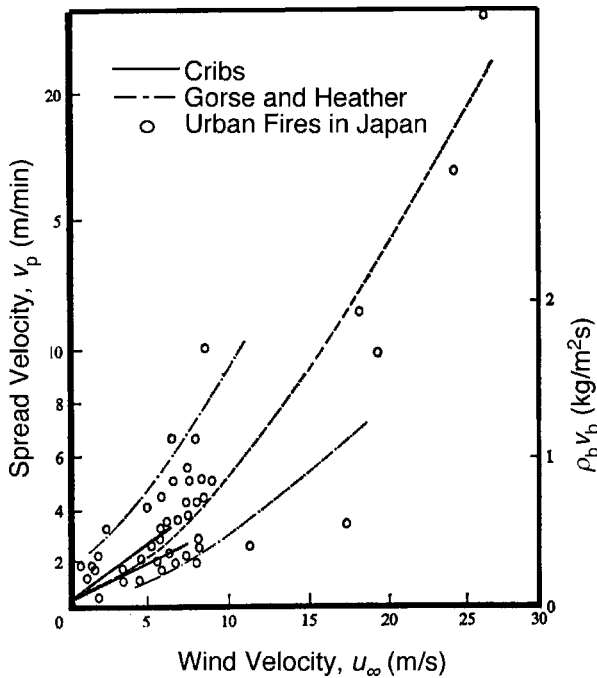


Figura 8.200 fogo auxiliado pelo vento se espalhou através de matrizes porosas em função da velocidade do vento [21]

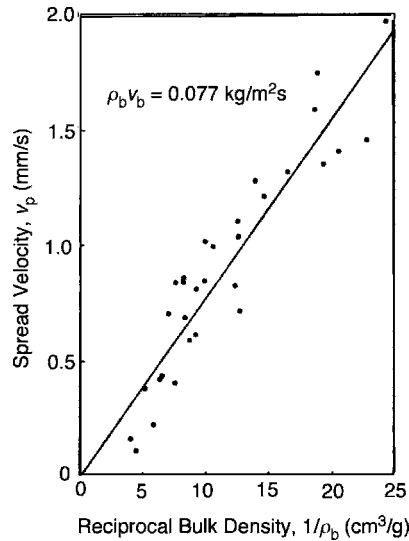


Figura 8.21 Fogo de convecção natural se espalhou através de um leito de combustível poroso de Thomas [22]

### 8.7.3 Propagação de chama líquida

A propagação da chama sobre uma poça profunda de combustível líquido depende dos efeitos do fluxo no líquido. Esses efeitos de fluxo constituem: (a) um fluxo induzido por tensão superficial, uma vez que a tensão superficial está diminuindo com a temperatura ( $T$ ) e (b) fluxo induzido por fluidez abaixo da superfície. Para piscinas rasas, efeitos viscosos e de transferência de calor com o piso serão fatores. A Figura 8.22 mostra esses mecanismos. Para inflamar o líquido, devemos elevá-lo ao seu ponto de inflamação. Então a chama espalhada com seus mecanismos de transporte de energia deve aquecer o líquido à temperatura  $T$  ao seu ponto de fulgor,  $T_{eu}$ . Os dados de Akita [23] na Figura 8.23 mostram o efeito do aumento da temperatura do líquido a granel ( $T$ ) sobre a taxa de propagação. No  $T_{eu}$  para o líquido metanol, a tensão superficial e os efeitos viscosos começam a fazer com que uma mistura combustível se forme à frente da chama que avança e sua ignição provoca um aumento súbito na velocidade da chama. Este processo é repetido como uma chama pulsante até  $T_{11}$ , onde a velocidade volta a ser constante. Depois de  $T_{11}$ , o ponto de inflamação, a propagação da chama não é mais uma superfície

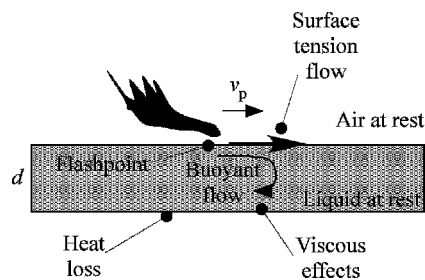


Figura 8.22 Mecanismo para propagação de chama em um líquido

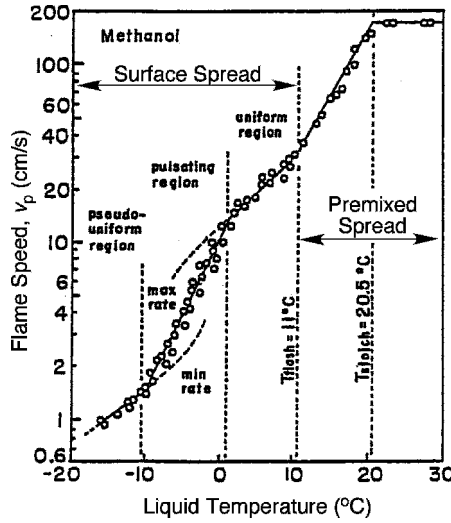


Figura 8.23 Relação entre a temperatura do líquido e a taxa de propagação da chama plana de metanol em um recipiente de 2,6 cm de largura e 1,0 cm de profundidade [23]

fenômeno. Agora é a propagação da chama através do combustível pré-misturado e do ar na fase gasosa. Os aumentos de velocidade continuam com a temperatura do líquido correspondente às condições estequiométricas (20,5°C), após o que a mistura torna-se rica em combustível a uma velocidade constante.

### 8.7.4 Incêndio espalhado por uma residência

Uma correlação interessante da taxa de crescimento do fogo medida pelo volume da chama foi dada por Labes [24] e Waterman [25]. Eles mostram que depois do flashover da sala em uma sala de volume  $V_0$ , o volume de fogo  $V_f$  cresce à medida que

$$\frac{dV_f}{dt} = k_f V_f \tag{8.41}$$

Onde  $k_f$  depende da estrutura, seu conteúdo e ventilação. Duas figuras (Figuras 8.24 e 8.25) apresentam dados de duas residências. Uma explicação simples da Equação (8.41) pode ser formulada considerando a propagação do fogo ilustrada para o volume de controle na Figura 8.26. Escrevemos uma conservação de energia para o CV como

$$c_p V_p \rho \frac{dT}{dt} = \dot{Q}_f \tag{8.42}$$

A taxa de variação volumétrica da chama está relacionada à propagação da chama como

$$\frac{dV_f}{dt} = v_p A \tag{8.43}$$

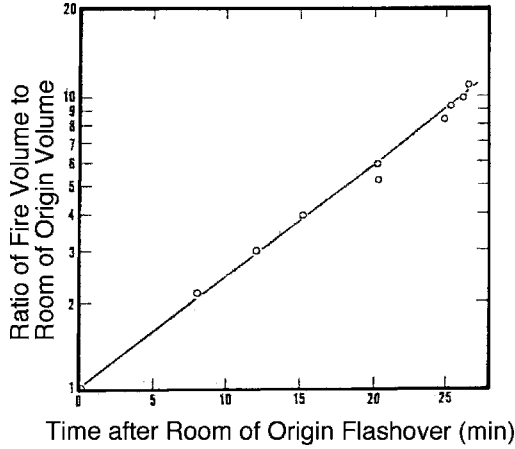


Figura 8.24 Correlação do crescimento volumétrico do fogo para uma habitação com características de compartimento semelhantes [24]

para constante UMA. O fluxo de calor para um modelo de chama 'fina' pode ser representado como

$$Q_{\text{out}} = (f \cdot T_f) \quad (8.44)$$

com

$$(f \cdot 1 \cdot e \cdot V_f) \cdot UMA \quad (8.45)$$

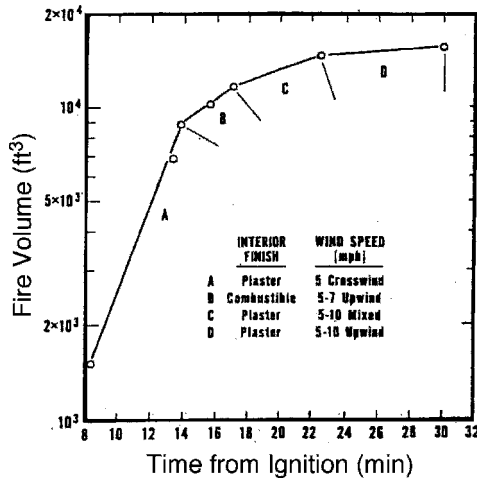


Figura 8.25 Correlação do crescimento volumétrico do fogo para uma habitação sob condições de mudança [25]



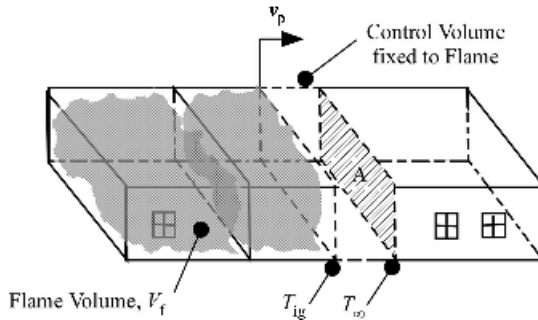


Figura 8.26 Incêndio se espalhou em uma residência após o flashover do quarto

Onde  $\beta$  é um coeficiente de absorção radiativa para a chama. Combinando rendimentos

$$\frac{dV_f}{dt} = \frac{\beta T_f}{\rho C_p (T_{ig} - T_\infty)} V_f \quad (8.46)$$

ou a forma da Equação (8.41), a correlação experimental. É interessante notar que o tempo de duplicação do incêndio é constante em cerca de 7,5 minutos para habitação, tendo compartimentos semelhantes na Figura 8.24. Os tempos de duplicação podem variar de aproximadamente 1 a 10 minutos em um espectro típico de habitações e condições de vento.

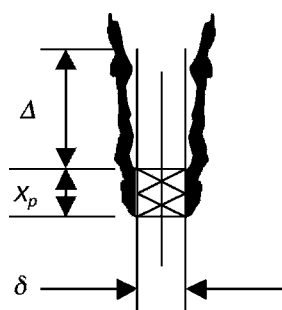
## Referências

1. Williams, FA, Mecanismos de propagação do fogo, Proc. Pentear. Inst., 1976, 16, pág. 1281.
2. Fernandez-Pello, AC, A fase sólida, em Fundamentos da Combustão do Fogo (ed. G. Cox), Academic Press, Londres, 1995.
3. Thomas, PH, O crescimento do fogo - ignição ao envolvimento total, em Fundamentos da Combustão do Fogo (ed. G. Cox), Academic Press, Londres, 1995.
4. deRis, JN, Propagação de uma chama de difusão laminar, Proc. Pentear. Inst., 1969, pp. 241-52.
5. Fernandez-Pello, AC, Ray, SR e Glassman, I., Um estudo dos mecanismos de transferência de calor na propagação horizontal da chama, J. Transferência de Calor, 1980, 102(2), 357-63.
6. Fernandez-Pello, AC, Ray, SR e Glassman, I., Chama espalhada em um fluxo forçado oposto: o efeito da concentração de oxigênio ambiente, Proc. Pentear. Inst., 1980, 18, págs. 579-89.
7. Altenkirch, RA, Eichhorn, R. e Shang, PC, Efeitos de flutuabilidade em chamas que se espalham por combustíveis termicamente finos, Combustão e Chama, 1980, 37, 71-83.
8. Loh, HT e Fernandez-Pello, AC, Um estudo dos mecanismos de controle da propagação de chama assistida por fluxo, Proc. Pentear. Inst., 1984, 20, págs. 1575-82.
9. Loh, HT e Fernandez-Pello, AC, Flow assistida chama espalhada sobre combustíveis termicamente finos, em Proceedings of 1st Symposium on Fire Safety Science, Hemisphere, New York, 1986, p. 65.
10. Sibulkin, M. e Kim, J., A dependência da propagação da chama na transferência de calor de superfície. II. Ardência ascendente, J. Combust. Sci. Tecnol., 1977, 17, 39.
11. Rothermel, RC, Modelagem do comportamento ao fogo, na 1ª Conferência Internacional sobre Pesquisa de incêndios florestais, Coimbra, Portugal, novembro de 1990.

12. Long Jr, RT, Uma avaliação do teste de ignição lateral e propagação de chamas para avaliação de inflamabilidade de materiais para ambientes de microgravidade, MS Thesis, Department of Fire Protection Engineering, University of Maryland, College Park, Maryland, 1998.
13. Saito, K., Williams, FA, Wichman, IS e Quintiere, JG, Chama turbulenta ascendente espalhada na madeira sob radiação externa, Trans. ASME, J. Transferência de Calor, maio de 1989, 111, 438-45.
14. Ito, A. e Kashiwagi, T., Caracterização da propagação da chama sobre PMMA usando efeitos de orientação de amostragem de interferometria holográfica, Combustão e Chama, 1988, 71, 189.
15. ASTM E-1321-90, Método Padrão para Determinar as Propriedades de Ignição do Material e Propagação da Chama, Sociedade Americana de Testes e Materiais, Filadélfia, Pensilvânia, 1990.
16. Quintiere, JG e Harkleroad, M., Novos Conceitos para Medir Propriedades de Propagação da Chama, NBSIR 84-2943, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, 1984.
17. Quintiere, JG, Harkleroad, M. e Walton, D., Medição das propriedades de propagação da chama do material, J. Combust. Sci. Tecnol., 1983, 32, 67-89.
18. Ahmad, T. e Faeth, GM, Incêndios turbulentos em paredes, em 17º Simpósio (Internacional) sobre Combustão, O Instituto de Combustão, Pittsburgh, Pensilvânia, Proc. Pentear. Inst., 1979, 17, pag. 1149-1162.
19. Quintiere, JG, Os efeitos da orientação angular na propagação da chama sobre materiais finos, Segurança contra Incêndios J., 2001, 36(3), 291-312.
20. Quintiere, JG, Harkleroad, M. e Hasemi, Y., Chamas de parede e implicações para propagação ascendente de chamas, Combustão. Sci. Tecnol., 1986, 48, 191-222.
21. Thomas, PH, Taxas de propagação de alguns incêndios provocados pelo vento, Silvicultura, 1971, 44(2), 155-7.
22. Thomas, PH, Alguns aspectos do crescimento e propagação de incêndios a céu aberto, Silvicultura, 1967, 40(2), 139-64.
23. Akita, K., Alguns problemas de propagação de chama ao longo de uma superfície líquida, no 14º Simpósio (Internacional) sobre Combustão, O Instituto de Combustão, Pittsburgh, Pensilvânia, Proc. Pentear. Inst., 1975, 14, pag. 1075.
24. Labes, WG, The Ellis Parkway e Gray Dwelling Burns, Tecnologia de Incêndio, maio de 1966, 2(4), 287.
25. Waterman, TE, Incêndios em Estruturas Experimentais, Relatório Técnico Final do IITRI J6269, Chicago, Illinois, julho de 1974.

## Problemas

- 8.1 Uma cortina vertical fina é inflamada. A chama se espalha para cima e para baixo em ambos os lados. Observe que o eixo de simetria é equivalente a um limite isolado. As propriedades da cortina são dadas abaixo:



$T_1 = 25^\circ\text{C}$   
 $S_{\text{boi}} = 0,233$   
 $k = 0,08 \text{ W/mK}$   
 $c = 1,5 \text{ J/g K}$   
 $\rho = 100 \text{ kg/m}^3$   
 $T_{\text{ig}} = 400^\circ\text{C}$   
 $T_0 = 25^\circ\text{C}$ , temperatura inicial  
 Espessura = 2 mm

Considere a análise em apenas duas dimensões, ou seja, por unidade de profundidade na página.

- (a) Calcule a temperatura da chama a partir da teoria da chama de difusão fina, usando  $c_p = 1 \text{ J/g K}$  e  $k = 0,03 \text{ W/mK}$ .
- (b) Calcule a velocidade de propagação da chama para baixo.
- (c) Calcule a velocidade inicial de propagação da chama para cima se a extensão da chama é  $1 \text{ cm}$ , onde  $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$  é o comprimento de pirólise e  $Q = 1 \text{ MJ/kg}$ . O fluxo de calor da chama é de  $4 \text{ W/cm}^2$  e a zona de pirólise inicial tem  $2 \text{ cm}$  de comprimento.

Observe que a teoria da chama de difusão mostrará que a temperatura da chama é aproximadamente dada por  $T_f = T_0 + S_{L,1} \rho c_p \Delta T$ , onde  $h_{boil}$  é o calor de combustão por unidade de massa de oxigênio consumido.

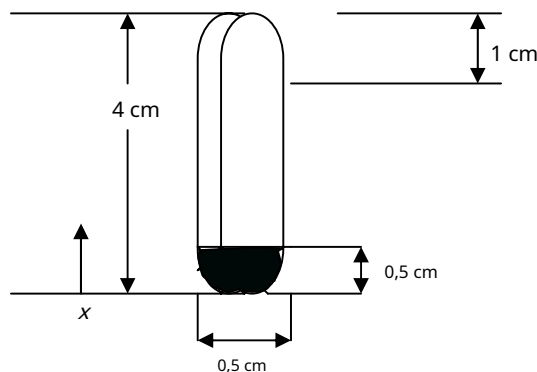
8.2 Uma laje de PMMA de  $1 \text{ m}$  de altura é inflamada na parte inferior e se espalha para cima. A ignição é aplicada em um comprimento de  $5 \text{ cm}$ . Se a placa tem  $1 \text{ mm}$  de espessura e inflamada em ambos os lados, quanto tempo levará para estar totalmente envolvida na pirólise? Suponha que a altura da chama seja governada por  $x_f = 0,01 t$ ,  $Q_{\text{Ondex}} = 14 \text{ kW/m}^2$  e  $Q_{\text{Ondex}} = 14 \text{ kW/m}^2$ . O fluxo de calor da chama é de  $25 \text{ kW/m}^2$ ; presumir  $m_{\infty} = 0,1$ , onde  $Q_{\text{Ondex}} = 14 \text{ kW/m}^2$ . Deixar  $T_1 = 20^\circ\text{C}$  e obter dados para PMMA das Tabelas 2.3, 7.5, 7.6 e 8.1.

8.3 Refaça o Problema 8.2 usando uma espessura de PMMA de  $50 \text{ mm}$ .

8.4 Se o PMMA no Problema 8.2 for aceso na parte superior para a caixa espessa, calcule o tempo para envolvimento total. Seja  $Q_{\text{Ondex}} = 14 \text{ kW/m}^2$ .

8.5 Uma placa de madeira grossa espalhou uma chama para baixo a  $0,1 \text{ mm/s}$ ; a laje estava inicialmente em  $20^\circ\text{C}$ . Se a laje foi pré-aquecida a  $100^\circ\text{C}$ , qual é a taxa de propagação? Presumir  $T_{ig} = 450^\circ\text{C}$ .

8.6 Um fósforo de papel, uma vez aceso, libera  $250 \text{ kW/m}^2$  de energia e queima por  $60$  segundos. O fósforo é uma configuração plana fina ( $0,5 \text{ mm}$  de espessura),  $0,5 \text{ cm}$  de largura e  $4 \text{ cm}$  de comprimento (veja a figura abaixo). A pessoa que acende o fósforo segura-o a  $1 \text{ cm}$  do topo e inadvertidamente o vira de cabeça para baixo. Ignore os efeitos de borda.



A região inicial inflamada é de  $0,5 \text{ cm}$  e a temperatura ambiente é de  $20^\circ\text{C}$ . A altura da chama durante a propagação da chama é dada por  $x_f = 0,01 t$ , onde  $Q_{\text{Ondex}} = 14 \text{ kW/m}^2$ , onde  $Q_{\text{Ondex}}$  é a taxa de liberação de energia por unidade de largura em  $\text{kW/m}$ .

Propriedades da partida:

Densidade  $\rho = 100 \text{ kg/m}^3$

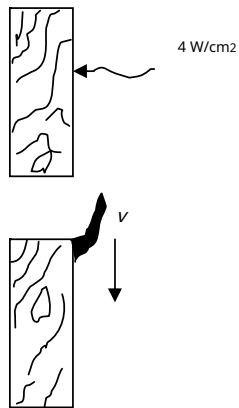
Calor específico  $c_p = 1,8 \text{ J/g K}$

Temperatura de ignição  $T_{ig} = 400^\circ\text{C}$

Fluxo de calor da chama  $q_c = 25 \text{ kW/m}^2$

- (a) Se este material de fósforo for exposto a um fluxo de calor de  $25 \text{ kW/m}^2$  e isolado na face oposta, quanto tempo levará para acender?
- (b) Para o cenário do dedo descrito, determine a posição de pirólise exatamente quando a ponta da chama atinge a ponta do dedo.
- (c) Quanto tempo levará para a chama atingir a ponta do dedo?

8,7 Um material espesso é testado para ignição e propagação de chamas.



- (a) Um teste de ignição é conduzido sob um fluxo de calor radiativo de  $4 \text{ W/cm}^2$ . A temperatura inicial é  $20^\circ\text{C}$ . Verifica-se que a temperatura da superfície sobe para  $100^\circ\text{C}$  em 3 segundos. A ignição (temperatura?) é  $420^\circ\text{C}$ .
- (i) Estimar a propriedade do material.
- (ii) Quando ele acenderá?
- (b) Dois experimentos de propagação de chama são conduzidos para examinar a velocidade de propagação descendente. O material é pré-aquecido em um forno a  $100^\circ\text{C}$  e para  $200^\circ\text{C}$  respectivamente para os dois experimentos. Calcule a razão das taxas de propagação para os dois experimentos  $v_{100^\circ\text{C}} = v_{200^\circ\text{C}}$ .

8,8 Um espesso lambril de poliestireno cobre a parede de uma sala até  $1 \text{ m}$  do chão. Ele é inflamado em uma região de  $0,2 \text{ m}$  e começa a se espalhar. Suponha que a camada de fumaça resultante na sala não desça abaixo de  $1 \text{ m}$  e não ocorra mistura entre a camada de fumaça e o limite inferior. A temperatura inicial é  $20^\circ\text{C}$ , a fração de massa de oxigênio ambiente é  $0,233$  e o calor específico do ar é  $1 \text{ J/g K}$ .

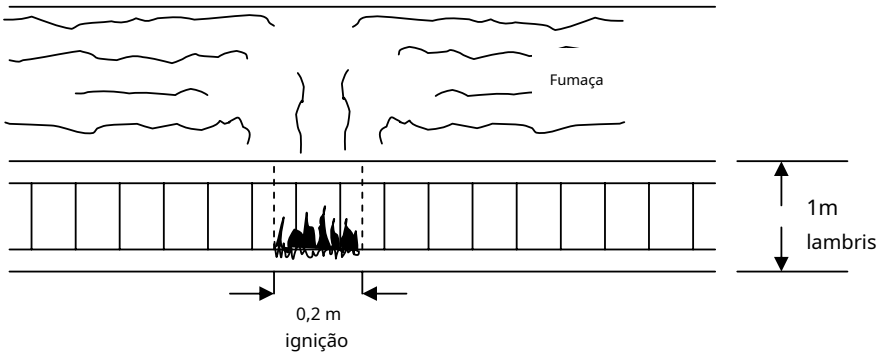
Propriedades do poliestireno:

Densidade  $\rho = 40 \text{ kg/m}^3$

Calor específico  $c_p = 1,5 \text{ J/gK}$

Conductividade  $k = 0,4 \text{ W/mK}$

Vaporização  $T_v$  e temperatura de ignição  $T_{ig}$  ambos são iguais a  $400^\circ\text{C}$   
 Calor de combustão  $h_c = 39 \text{ kJ/g}$  O estequiométrico relação combustível (r)  $= 3 \text{ g/g}$  Calor de gaseificação  $L = 1,8 \text{ kJ/g}$



Calcule a velocidade de propagação para cima a  $0,5 \text{ m}$  do piso. A altura da chama do chão é de  $1,8 \text{ m}$  e o fluxo de calor da chama é estimado em  $3 \text{ W/cm}^2$ .

8,9 Uma parede é inflamada por um derramamento de gasolina ao longo da interface parede-piso. A largura do derrame é de  $0,5 \text{ m}$ . A taxa de liberação de energia da gasolina é de  $300 \text{ kW/m}$  (largura). Em todos os cálculos, o fluxo de calor dominante é da chama para a parede. Considere apenas este fluxo de calor; é  $30 \text{ kW/m}^2$  para todas as chamas. A temperatura inicial é  $20^\circ\text{C}$ . A relação entre a altura da chama da parede e a taxa de liberação de energia por unidade de largura  $Q_w$  é

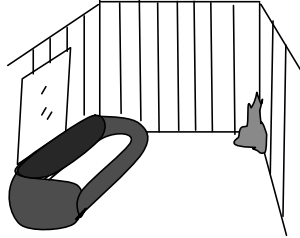
$$y_f^3 = 0,01 Q_w \quad \text{com } Q_w \text{ em } \text{kW/m}$$

As propriedades do material da parede são:

- $T_{ig} = 350^\circ\text{C}$
- $T_{s, \text{min}} = 20^\circ\text{C}$
- $h_c = 25 \text{ kJ/g}$
- $r = 15 \text{ kW}_2/\text{m}_3$
- $E_U = 1,8 \text{ kJ/g}$
- $k = 0,45 \text{ (kW/m}_2\text{K)}_2\text{s}$

- (a) Quando a parede se inflama após o incêndio da gasolina começar, e qual é a região inflamada?
- (b) Qual é a largura máxima do incêndio da parede  $60 \text{ s}$  após a ignição da parede?
- (c) Qual é a altura da chama  $60 \text{ s}$  após a ignição da parede?
- (d) Qual é a altura máxima da frente de pirólise após  $60 \text{ s}$  da ignição na parede?
- (e) Qual é a taxa de liberação de energia da parede  $60 \text{ s}$  após sua ignição?
- (f) Sessenta segundos após a ignição da parede, a chama da gasolina cessa. A parede continua a queimar e se espalhar. Qual é a altura máxima de pirólise  $30 \text{ s}$  a partir do momento em que a chama da gasolina cessa?

- 8.10A propagação da chama é iniciada em uma parede com painéis no canto de uma sala familiar. Mais tarde, uma grande janela panorâmica, em frente ao canto, quebra. Um tapete grosso e macio cobre o chão e um grande sofá está na frente da janela panorâmica. O teto é de gesso incombustível. Explique o cenário mais provável para fazer com que a janela se quebre e estilhaçe.



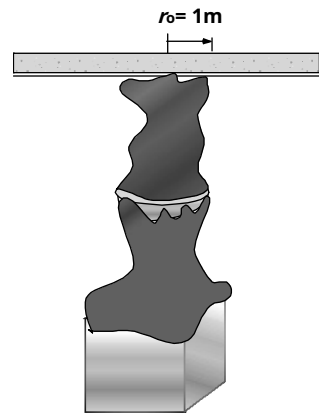
- 8.11 Uma cuba de líquido inflamável acende e produz uma chama que atinge um raio de 1 m do isolamento voltado para o papel no teto. A temperatura da chama é 500°C e aquece convectivamente o teto com um coeficiente de transferência de calor de 50 W/m<sup>2</sup>K. A temperatura inicial é 35°C. A face de papel no teto tem 1 mm de espessura com propriedades como mostrado:

Temperatura de ignição,  $T_{ig} = 350^\circ\text{C}$

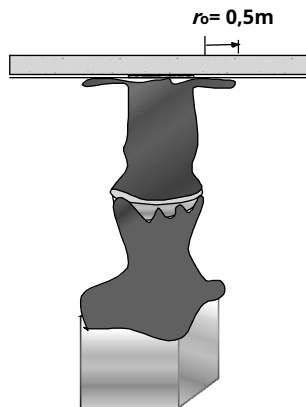
Densidade,  $\rho = 250 \text{ kg/m}^3$

Calor específico,  $c = 2100 \text{ J/kg K}$

- (a) Calcule o tempo para inflamar o papel.



- (b) Calcule a taxa inicial de propagação da chama sob o teto. A chama se estende da região inflamada em 0,5 m e aplica um fluxo de calor de 30 kW/m<sup>2</sup> à superfície.



8.12 Propagação da chama no vento pode depender (marque a melhor resposta):

	Sim	Não necessariamente	Não
(a) Velocidade do vento	—	—	—
(b) Temperatura da chama	—	—	—
(c) Comprimento da chama na direção do vento	—	—	—
(d) Fluxo de calor da região de pirólise	—	—	—

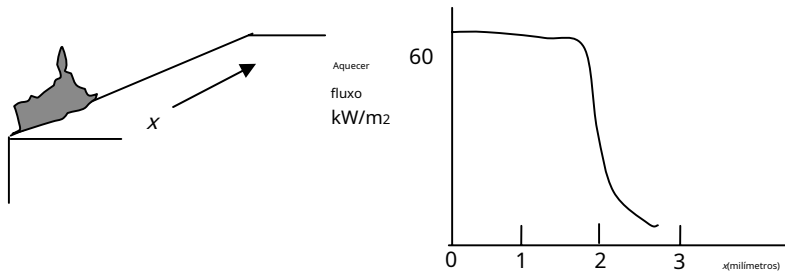
8.13 A temperatura na borda de um elemento de madeira espesso exposto a um fluxo de calor uniforme pode ser expressa, em termos de tempo, pela equação aproximada dada abaixo para pequenos tempos:

$$T_s - T_1 = \frac{q'' \sqrt{4\pi \rho c t}}{k}$$

A notação é consistente com a do texto. As propriedades da madeira são:

Condutividade térmica	0,12 W/mK
Densidade	510 kg/m <sup>3</sup>
Calor específico	1380 J/kg K
Temperatura de ignição pilotada	385(C)
Temperatura ambiente	25(C)

Após a ignição da borda, o fluxo de calor externo é removido e não é mais sentido pela madeira, de forma alguma. Um pesquisador mede o fluxo de calor da chama, à frente da madeira em chamas, à medida que ela se espalha de forma constante e horizontal ao longo da borda. Essa medição está representada no gráfico abaixo. Calcule a velocidade da chama na madeira, com base nesta medida.



8.14 O teste de túnel ASTM Steiner inflama um material a mais de 1,5 m em seu queimador com um comprimento de chama combinado de 3,2 m desde o início da região de ignição. À medida que a chama se afasta da influência do queimador, sua taxa de queima se torna constante em um comprimento de 0,3 m e a chama se estende apenas 0,2 m além desse comprimento de queima. O fluxo de calor da chama permanece constante em 25 kW/m<sup>2</sup>. Ignore qualquer feedback radiante e aumentos na temperatura do ar do túnel. Qual é a razão entre a velocidade constante e sua velocidade inicial induzida pelo queimador? O material é considerado grosso.

# 9

## Taxa de queima

### 9.1 Introdução

A taxa de queima é estritamente definida como a taxa de massa do combustível consumido pela reação química, geralmente, mas não exclusivamente, na fase gasosa. Para a combustão flamejante de sólidos e líquidos, a taxa de queima é vagamente usada para significar a taxa de perda de massa do combustível da fase condensada. No entanto, essas duas quantidades – taxa de perda de massa e taxa de queima – não são necessariamente iguais. Em geral,

!Taxa de perda de massa de combustível" # Itaxa de queima de combustível"

\$!taxa de gases inertes liberados com o combustível"

\$!taxa de gases combustíveis % e fuligem& não queimados na chama"

ou

$$m_{F,R} = m_{F,I} + m_{F,U} \quad \%9:1&$$

Neste capítulo consideraremos apenas

$$m_{F,R} = m_{F,I} \quad \%9:2&$$

assumindo que todo o combustível é queimado e não há inertes no combustível evoluído. A última suposição pode ser relaxada, uma vez que  $S_{F,O}$  (a concentração de massa de combustível na fase condensada) será um parâmetro, e em geral  $S_{F,O} \ll 1$ . Na realidade, todos os combustíveis terão, até certo ponto, produtos de combustão não queimados. Isso será implicitamente levado em consideração, uma vez que as propriedades químicas dos combustíveis sob condições naturais de incêndio são baseadas em medições da taxa de perda de massa do combustível. Portanto, neste capítulo, e a seguir para o fogo



condições, consideramos o calor de combustão como a taxa química de energia liberada (poder de fogo) por unidade de perda de massa de combustível,

$$\dot{h}_c = \frac{Q_{química}}{m_F} \tag{9.3}$$

Da mesma forma, a produção de espécies,  $y_{eu}$ , são dados como

$$y_{eu} = \frac{m_{química}}{m_F} \tag{9.4}$$

Onde  $m_{química}$  é a taxa de produção em massa de espécies em fogo.

Fatores que influenciam a taxa de queima de 'pacotes de combustível' incluem (1) o fluxo de calor líquido recebido na superfície,  $q_{00}$ , e (2) as relações evaporativas ou de decomposição para o combustível. Podemos representar cada um como

(1) Fluxo de calor líquido:

$$q_{00} = \text{fluxo de calor por convecção de chama;} \quad q_{fc,00}$$

$$+ \text{fluxo de calor radiativo da chama;} \quad q_{fr,00}$$

$$- \text{fluxo de calor radiativo do ambiente externo;} \quad q_{e,00}$$

$$- \text{perda de calor por radiação de superfície;} \quad \sigma T_s^4 \tag{9.5}$$

(2) Fluxo de massa de volatilização de combustível:

$m_{vol}$  = função cinética de decomposição química;  
 condução de calor; carbonização e possivelmente outro  
 físico; propriedades químicas e termodinâmicas

Alguns dos fatores térmicos e fluidos que afetam a taxa de queima são ilustrados na Figura 9.1. O fluxo de calor por convecção depende das condições de fluxo e vemos que ambos

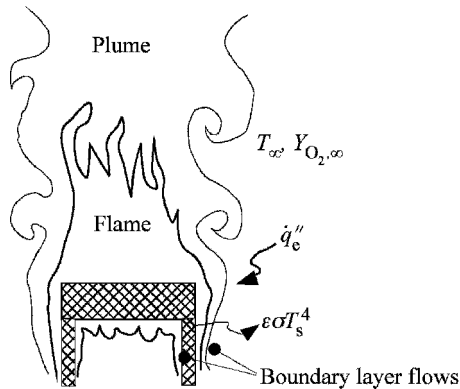


Figura 9.1 Fatores que influenciam a taxa de queima

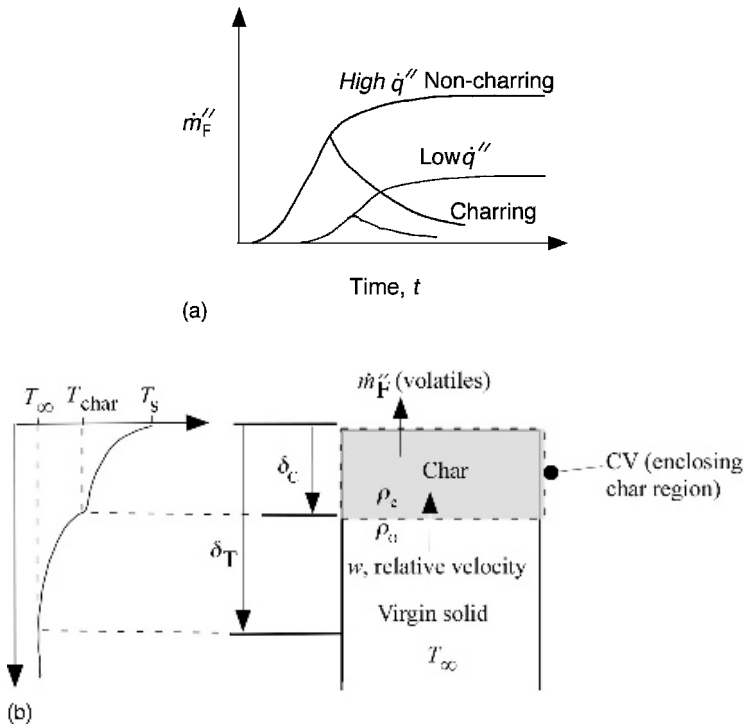


Figura 9.2 Comportamento idealizado da taxa de queima de materiais carbonizados e não carbonizados: (a) comportamento de perda de massa e (b) comportamento de temperatura

camada limite e fluxos de pluma são possíveis para um pacote de combustível em chamas. Para chamas de espessura significativa (por exemplo, \* 5 cm, então  $\tau^* \approx 0.05$ ), a radiação da chama será importante e pode dominar o aquecimento da chama. Uma vez que o campo de fluxo específico controla a forma da chama, a radiação da chama dependerá do fluxo, bem como do tamanho do fogo.  $\dot{m}''_F$ . O aquecimento radiativo externo pode vir de uma sala aquecida sujeita a um incêndio; então varia com o tempo, ou pode vir de uma fonte de calor fixa de um teste, onde pode variar com a distância. O termo de perda radiativa depende da temperatura da superfície, e isso pode ser aproximado por uma constante para líquidos ou sólidos não carbonizados. Para líquidos, esta temperatura da superfície é próxima do ponto de ebulição e será considerada como tal. Para materiais carbonizados, a temperatura da superfície aumentará à medida que a camada carbonizada cresce e isola o material. Pode variar de 500 a 800°C dependendo do fluxo de calor  $\dot{q}''_{00}$   $r^* = 1-40$  ou oxidação do carvão.

As propriedades da fase condensada que afetam a volatilização do combustível são complexas e as mais difíceis de caracterizar para materiais e produtos em geral. A taxa de perda de massa depende do tempo, bem como do fluxo de calor de superfície imposto. A Figura 9.2 ilustra dados experimentais idealizados para a taxa de perda de massa de materiais carbonizados e não carbonizados. As Figuras 9.3 e 9.4 fornecem dados reais para essas classes de materiais juntamente com informações de temperatura da superfície. Inicialmente, ambos os tipos de materiais agem da mesma forma, pois uma fina camada de carvão tem pouco efeito. No entanto, em alguma espessura de carbonização, a taxa de perda de massa começa a diminuir abruptamente para o material carbonizado à medida que o efeito da espessura da camada de carbonização se torna importante. O comportamento decrescente na taxa de queima segue aproximadamente  $t_{1-2}$ . Esse comportamento

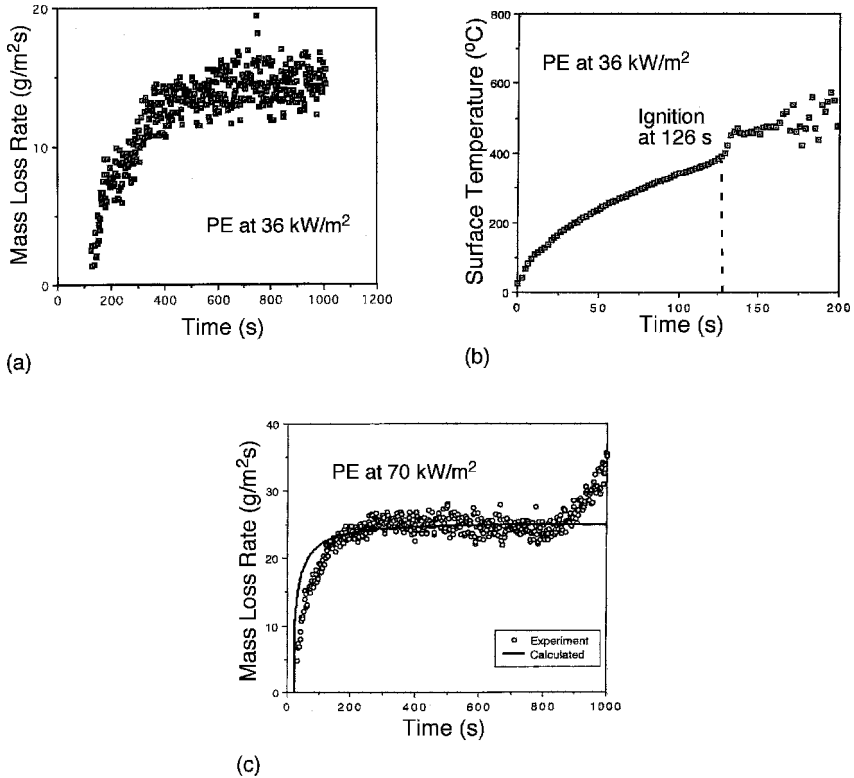


Figura 9.3 (a) Taxa de perda de massa transitória para polietileno exposto a 36 kW/m<sup>2</sup>. (b) resultados de temperatura de superfície para polietileno com 36 kw/m<sup>2</sup> irradiância. (c) Taxa de perda de massa transitória exposta a 70 kw/m<sup>2</sup> irradiância [1]

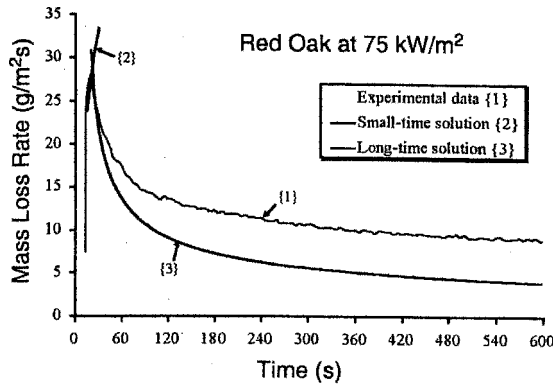
pode ser derivado da consideração de uma profundidade de penetração térmica que é definida por uma temperatura,  $T_{caracteres}$ , indicativo do início da carbonização. Para um modelo de condução pura, conhecer  $T_{caracteres}$  e  $\rho_c$  permite determinar  $t_c$ , onde  $\rho_c$  é a difusividade do char. Por um balanço de massa para o volume de controle (Figura 9.2b), aproximamos

$$\frac{d}{dt} (m_{p,0} - W) = 0$$

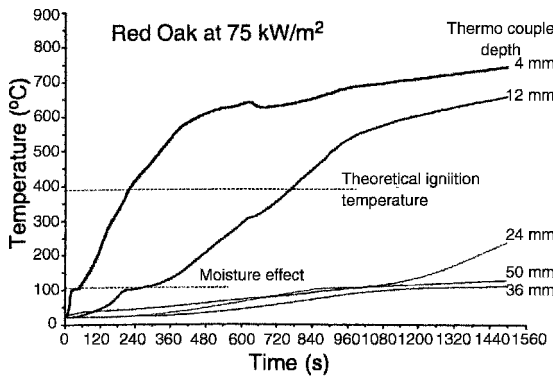
Onde  $W = \rho_c \int_0^{\delta} \frac{dm}{dt} dx$  são voláteis. Portanto,  $m_{p,0} - W = \rho_c \delta \frac{dm}{dt}$  ou  $m_{p,0} - \rho_c \delta \frac{dm}{dt} = 0$ . Onde  $t_c$  é o tempo após atingir o pico.

Em contraste, o material não carbonizado 'tipo evaporativo líquido' atinge uma taxa de queima de pico constante. Para ambos os tipos de materiais, os efeitos de espessura finita e suas condições de contorno da face posterior afetarão a forma dessas curvas tardiamente. Isso é visto pelo aumento da taxa de queima do polipropileno de 2,5 cm de espessura a 70 W/m<sup>2</sup> na Figura 9.3(c), mas não para o material de carvalho vermelho de 5 cm de espessura a 75 kW/m<sup>2</sup> na Figura 9.4(a).

Uma maneira grosseira, mas eficaz, de lidar com as complexidades da queima transitória e das propriedades do pacote de combustível é considerar a queima quase constante do tipo líquido. Pela Equação (6.34),



(a)



(b)

Figura 9.4 (a) Taxa de queima de carvalho vermelho a 75 kW/m<sup>2</sup>(b) Temperaturas medidas para carvalho vermelho a 75 kW/m<sup>2</sup>[2]

derivamos para a queima constante de um líquido que

$$\dot{m} = \frac{q_{00}}{e_u}$$

9:6&

onde aqui chamamos  $e_u$  de calor efetivo de gaseificação. Esta propriedade global pode ser determinado a partir da inclinação  $\frac{q_{00}}{e_u}$  de  $\dot{m}$  versus  $q_{00}$  dados. Tais dados são mostrados em Figura 9.5 para polipropileno queimando uma amostra horizontal quadrada de 10 cm sob fluxo de calor radiante crescente [1]. Por isso,  $\dot{m} = 0,07 \text{ kg/g}$  para esta amostra de polipropileno. Para dados de pico em abeto de Douglas na Figura 9.6, as linhas de melhor ajuste fornecem  $e_u = 6,8 \text{ kJ/g}$  para aquecimento ao longo do grão e  $12,5 \text{ kJ/g}$  ao longo do grão. É mais fácil volatilizar na orientação aquecida ao longo do grão, uma vez que as fibras da madeira e os caminhos de transporte de nutrientes estão nessa direção aquecida (veja a Figura 7.10). Enquanto a representação para materiais não carbonizados pode ser muito válida sob queima constante, depois um material carbonizado disfarça muitos fenômenos. É interessante salientar que um material não carbonizador pode ser considerado como tendo todo o combustível convertido em vapor, enquanto que para um material carbonizador apenas uma fração é

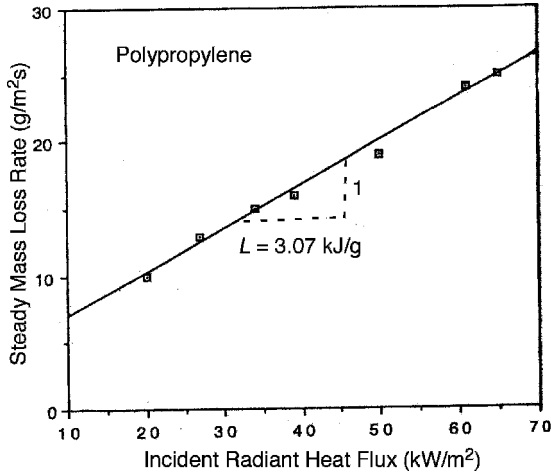


Figura 9.5 Taxa de perda de massa de pico de polipropileno [1]

convertido. Daí um EU-valor, com base na massa de combustível original.  $\epsilon$ , está relacionado ao valor comum baseado na perda de massa como

$$\epsilon = \frac{m_{char}}{m_{original}} \cdot L_{char} \quad (9.7)$$

Onde  $\epsilon$  é a fração char, a massa de char por unidade de massa do material original. A fração de carvão foi medida para o espécime de abeto de Douglas como 0:25, 0:07 junto e 0:45, 0:15 nas orientações de grão. Por isso,

$$\epsilon = \begin{cases} 0.25 \cdot 5.1 \text{ kJ/g} & \text{ou} \\ 0.45 \cdot 6.9 \text{ kJ/g} \end{cases}$$

Nesta forma, a energia necessária para quebrar as ligações do polímero original para causar 'descompactação' ou volatilização com carvão está mais próxima de valores representativos de polímeros sólidos não carbonizados. A Tabela 9.1 fornece alguns valores representativos encontrados para os calores de gaseificação.

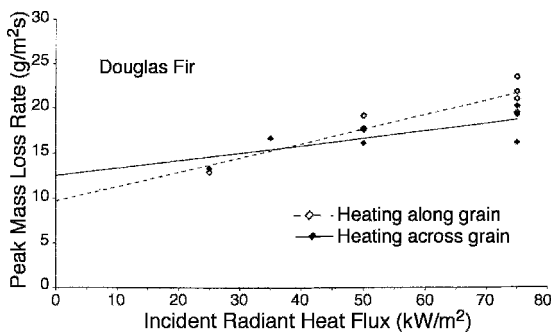


Figura 9.6 Taxa de queima de pico em função do fluxo de calor incidente para abeto de Douglas [2]

Tabela 9.1 Calor efetivo de gaseificação

Material	Fonte	kJ/g de massa perdida
Polietileno	[1]	3,6
Polietileno	[3]	1,8, 2,3
Polipropileno	[1]	3,1
Polipropileno	[3]	2,0
Nylon	[1]	3,8
Nylon	[3]	2,4
Polimetilmetacrilato	[1]	2,8
Polimetilmetacrilato	[3]	1,6
Poliestireno	[3]	1,3-1,9
Poliestireno	[4]	4,0, 7,3
Espuma de poliuretano, Espuma de poliuretano flexível, Espuma de poliuretano rígida, Abeto de Douglas rígido	[3]	1,2-2,7
	[3]	1,2
	[4]	5,6
Redwood	[2]	12,5, (6,8) <sub>uma</sub>
Carvalho vermelho	[2]	9,4, (4,6)
Bordo	[2]	9,4, (7,9)
	[2]	4,7, (6,3)

<sub>uma</sub>Transferência de calor paralela ao grão da madeira.

Deve-se perceber que o uso de dois valores da Tabela 9.1 devem ser considerados representativos para um determinado material. Os valores podem variar, não apenas devido a questões associadas à interpretação dos dados experimentais, mas também porque os materiais listados são produtos comerciais e estão sujeitos a fatores de fabricação e ambientais, como pureza, umidade, orientação do grão, envelhecimento, etc.

Vamos formalizar nosso uso de considerando análises para a queima constante de combustíveis líquidos onde o calor de gaseificação é uma propriedade real do combustível.

## 9.2 Queima Difusa de Combustíveis Líquidos

### 9.2.1 Camada estagnada

No estudo da evaporação constante de líquido, derivamos na Equação (6.34), e damos como Equação (9.6),

$$\dot{m} = \frac{q_{eu}}{h_{fg}}$$

Onde  $h_{fg} = R_{T_s} / (C_{p,eu} T_{com} - T_{eu})$

$h_{fg}$  = energia necessária para vaporizar uma unidade de massa de líquido à temperatura  $T_{T_s}$

$T_{eu}$  = energia necessária para elevar uma unidade de massa de líquido de sua temperatura original  $T_{eu}$  à temperatura de vaporização na superfície,  $T_s$ . Esta última energia às vezes é chamada de "energia sensível", uma vez que é realizada por uma mudança de temperatura

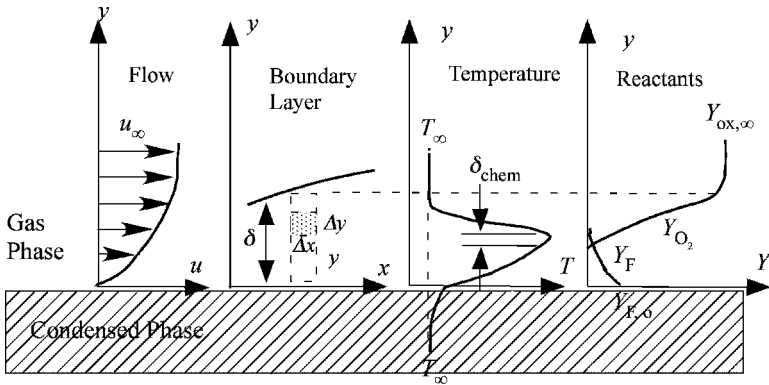


Figura 9.7 Modelo de camada estagnada - queima pura convectiva

Vamos considerar inicialmente apenas a queima constante. Além disso, restringiremos nosso aquecimento apenas à convecção recebida da fase gasosa. Isso é aquecimento por chama. Portanto, o aquecimento puramente convectivo é dado como

$$q_{conv} = k \frac{dT}{dy} \Big|_{y=0} \quad \# \quad \dot{m}''_F \quad \# \quad \text{\%9:8\&}$$

Onde  $k$  é a condutividade térmica da fase gasosa; o sistema de coordenadas é mostrado na Figura 9.7. Uma aproximação especial é feita para as equações da fase gasosa que é conhecida como modelo de camada estagnada. A região de interesse é o volume de controle representado. É uma região planar de largura  $\Delta x$  e espessura  $\Delta y$ . Aqui  $\Delta y$  pode ser imaginado para representar a camada limite fluidodinâmica onde todas as mudanças de difusão de calor, massa e momento estão ocorrendo. Na Figura 9.7, ilustramos essas mudanças retratando os perfis de temperatura, combustível e concentração de oxigênio. A combustão está ocorrendo dentro desta camada limite. A taxa de combustão pode ser governada por uma lei de Arrhenius

$$\dot{m}''_F = A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad \# \quad \text{\%9:9\&}$$

para cada ponto na camada limite com o parâmetro pré-exponencial,  $A$ , uma função das concentrações dos reagentes e da temperatura. No entanto, conforme descrito para esta chama de difusão, a concentração de combustível e oxigênio pode não penetrar muito entre si. De fato, se o tempo de reação química é muito rápido em relação ao tempo de difusão (Equação (8.32))

$$\frac{t_{química}}{t_{difusão}} \gg 1 \quad \frac{v \rho c_p T}{\lambda} \gg \frac{A \exp(-E/RT)}{k} \quad \# \quad \text{\%9:10\&}$$

OU

$$\frac{t_{química}}{t_{Diff}} \gg \frac{v \rho c_p T}{\lambda} \gg \frac{A \exp(-E/RT)}{k} \quad \# \quad \text{\%9:10\&}$$

Onde  $Re$  é o número de Reynolds,  $x$  é a distância, e  $Pr$  é o número Prandtl. Alternativamente, um comprimento químico pode ser deduzido por inspeção como

$$\delta_{química} = \sqrt{\frac{kT}{A \rho h_c}} \tag{9.11}$$

De acordo,

$$\delta_{química} = \sqrt{\frac{Re^2 Pr}{Le}} \tag{9.12}$$

Onde  $Re$  é o número de Reynolds químico.

A interpretação física de  $\delta_{química}$  é uma região muito mais fina que  $\delta$ , a espessura da camada limite, na qual ocorre a maior parte da reação química. Fora desta região,  $U$  é quase zero, enquanto na região  $U$  é relativamente grande. Da nossa experiência com as funções  $U$  e  $E$ , esperamos e exigiremos que  $\delta_{química} \ll \delta$ . Na região da chama  $\delta_{química}$  é pequena e podemos esperar que a difusão e os efeitos viscosos dominem as características desta região de reação. De fato, se o tempo químico for aproximado como zero, então  $\delta_{química}$  seria uma folha infinitesimal - uma aproximação de folha de chama. Os perfis de concentração de  $SO_2$  não poderia mais se sobrepor, mas seria zero na folha. Usaremos este resultado.

Como os efeitos de difusão são mais importantes, desejamos enfatizar esses processos na fase gasosa. Para o volume de controle selecionado na Figura 9.7, é feita a suposição ousada de que os processos de transporte através das faces laterais do elemento de controle não mudam - ou mudam muito lentamente. Assim, consideramos apenas as mudanças no elemento de controle. Essa aproximação é conhecida como modelo de camada estagnada, pois o efeito direto da velocidade do fluxo principal não é expresso. Um volume de controle diferencial de unidade é selecionado.

Por um processo de aplicação da conservação de massa, espécie e energia ao volume de controle de comprimento unitário, e expressando todas as variáveis em termos de  $y$  como

$$f(y), \rho(y), \frac{df}{dy}, \rho(y) \tag{9.13}$$

Usando o teorema de expansão de Taylor, chegamos ao seguinte:

Conservação de massa

$$\frac{d}{dy}(\rho v) = 0 \tag{9.13}$$

Conservação de espécies

$$\frac{d}{dy}(\rho v Y) + \frac{d}{dy}(\rho D \frac{dY}{dy}) = \rho m_{eu} \tag{9.14}$$

onde a lei de difusão de Fick foi usada;  $m_{eu}$  é a taxa de produção por unidade de volume de espécie  $eu$ .



Fluxo de massa de difusão

$$m_{\text{difusão}} = -D \frac{dS_{\text{eu}}}{dy} \quad (9:15)$$

Conservação de energia

$$C_p \frac{dT}{dy} + \frac{d}{dy} \left( k \frac{dT}{dy} \right) + \dot{m}_F h_c = 0 \quad (9:16)$$

com apenas transferência de calor por condução considerada a partir da lei de Fourier:

$$q_{\text{condução}} = -k \frac{dT}{dy} \quad (9:17)$$

Onde  $\dot{m}_F$  é a taxa de consumo de combustível da fase gasosa por unidade de volume e  $h_c$  é o calor de combustão.

Fizemos as suposições adicionais:

1. A transferência de calor radiante é ignorada.
2. O calor específico é constante e igual para todas as espécies.
3. Apenas os processos de transporte laminar são considerados na transversal direção.

Além disso, tomaremos todas as outras propriedades como constantes e independentes da temperatura. Devido às altas temperaturas esperadas, essas suposições não levarão a resultados quantitativos precisos, a menos que façamos alguns ajustes posteriormente. No entanto, a solução para esta camada estagnada com apenas difusão de condução pura exibirá as características corretas de uma chama de difusão. Aspectos da solução podem ser tomados como um guia e para fornecer informações sobre a dinâmica e interação do transporte de fluidos e combustão, mesmo em fluxos turbulentos instáveis complexos. Aliás, a conservação do momento é usada implicitamente no modelo de camada estagnada, pois:

Conservação do momento

$$\frac{dp}{dy} = 0 \quad (9:18)$$

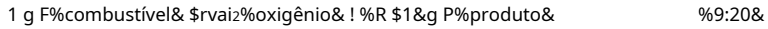
é uma expressão para a conservação do momento, desde que  $\mu$  seja pequeno. Lembre-se dos fluxos da camada limite que

$$\frac{\mu}{\rho x} \ll \frac{1}{\text{Re}_x} \quad (9:19)$$

Onde  $\mu$  é a viscosidade dinâmica para fluxos laminares e cerca de  $4\mu$  para escoamento turbulento. Sob convecção natural nós pode substituir  $\text{Re}_x$  de  $\text{Gr}_x$  ( $\text{Gr}_x = \rho g \beta x^3$ ). Assim, vemos para fluxos de camada limite que  $\mu$  é pequeno se  $\text{Re}_x$  é grande o suficiente, ou seja,  $\text{Re}_x > 10^3$ .

9.2.2 Solução de camada estagnada

A reação química simples, mas representativa, é considerada com um produto, P, como



A inclusão de mais produtos só traz mais detalhes para nós sem alterar o conteúdo básico dos resultados.

Vamos examinar a integração das equações diferenciais governantes. Da Equação (9.13),

$$\rho v \frac{dy}{dx} = -m_F \nu$$

dá

$$m_F \nu = \text{constante} \tag{9.21}$$

Desde em  $x=0$ , o fluxo de massa  $v$  é a taxa de perda de massa da taxa de queima evoluída a partir da fase condensada. Da Equação (9.18) também percebemos que temos um processo de pressão constante

$$p = p_1 \tag{9.22}$$

As demais equações de energia e espécie podem ser resumidas como

$$c_p m_{\text{eu}} \frac{dT}{dx} = k \frac{d^2 T}{dx^2} - m_F h_c \tag{9.23}$$

$$\frac{dS_{\text{eu}}}{dx} = -m_F \nu_{\text{eu}} \tag{9.24a}$$

$$m_F \frac{dS_{\text{O}_2}}{dx} = -m_F \nu_{\text{O}_2} \tag{9.24b}$$

$$m_F \frac{dS_{\text{P}}}{dx} = m_F \nu_{\text{P}} \tag{9.24c}$$

Temos quatro equações, mas cinco desconhecidos. Embora uma constante, neste estado estacionário caso,  $m_F$  não é conhecido. Precisamos especificar duas condições de contorno para cada variável. Isso é feito pelas condições na parede  $x=0$  e no fluxo livre do ambiente fora da camada limite  $x=\delta$ . Normalmente as condições do ambiente são conhecidas. Noe  $x=\delta$ ,

$$T = T_1$$

$S_{\text{O}_2} = 1$  para ar e  $S_{\text{P}} = 0$   
 1,0 para ar e  $S_{\text{F}} = 0$   
 %se não sobrar combustível%

(9.25)

Nos  $x=0$ ,

$T = T_v$ ; a temperatura de vaporização

$S_{\text{F}} = S_{\text{F},0}$  dentro da fase condensada; eu: e:  $s = 0$  (9.26a)

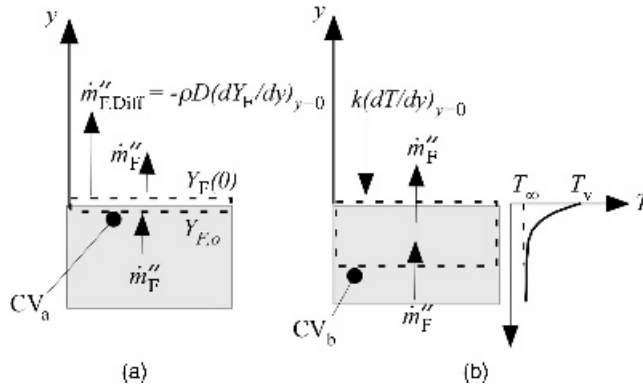


Figura 9.8 Condições de contorno de superfície (a) e (b)

No entanto, queremos expressar  $S_F$  para a fase gasosa. Isso requer uma análise mais cuidadosa para um volume de controle delimitando a superfície (Figura 9.8). Da Figura 9.8(a), a vazão mássica do combustível da fase líquida condensada deve equilibrar a massa da fase gasosa transporte na vazão  $m''_F$  e a taxa de fluxo de difusão devido a um gradiente de concentração em a fase gasosa. Observe que não há gradiente de concentração no líquido, pois é de concentração uniforme. Se tivermos um combustível puro de fase condensada,  $S_F = 1$ ; em geral, a concentração superficial do combustível dá

$$\text{Através } \#0: \quad m''_{F,o} = m''_F + S_F \rho D \frac{dY_F}{dy} \quad \# \quad \rho D \frac{dY_F}{dy} \quad \#9:26b\&$$

Da mesma forma, podemos escrever para nenhum P e O<sub>2</sub> absorvido na fase condensada,

$$S_{O_2} = 0; \quad 0 = m''_{O_2} + S_{O_2} \rho D \frac{dY_{O_2}}{dy} \quad \#9:26c\&$$

$$S_P = 0; \quad 0 = m''_P + S_P \rho D \frac{dY_P}{dy} \quad \#9:26d\&$$

A condição de contorno correspondente para energia é essencialmente a Equação (9.8a), que segue da Figura 9.8(b), ou seja

$$S_{T_s} = 0; \quad 0 = m''_{T_s} + S_{T_s} \rho L k \frac{dT}{dy} \quad \#9:26e\&$$

Uma certa semelhança marca essas equações e condições de contorno para o  $T_s$  e  $S_{T_s}$  valores. Esse reconhecimento nos obriga a buscar algumas transformações de variáveis que tragam simplicidade às equações e, em última instância, à sua solução. Procuramos normalizar e simplificar.

Primeiro, reconhecemos que para o ar e para a difusão no ar

$$D, \rho, \rho L, \rho L S_{T_s} = \text{constante}$$

ou

$$Pr \gg 1$$

e número de Schmidt,  $Sc \gg 1$  e, portanto,

$$\text{número de Lewis; } Le \gg 1 \tag{9.27}$$

Isso é chamado de  $Le \gg 1$ , e é uma aproximação razoável para combustão no ar. Conseqüentemente, definimos  $Le = Sc / Pr$ .

Nossa transformação terá várias etapas:

1. Deixe

$$(T - T_1) = \theta \tag{9.28}$$

2. Subtraia uma equação de outra entre as Equações (9.23) e (9.24). Por exemplo, para a Eq. (9.23),

$$m_F \frac{d\theta}{dy} = - \frac{d(m_F)}{dy} \tag{9.29a}$$

Operando por

$$\frac{h_c}{c_p} \theta = - \frac{d(m_F)}{dy} \tag{9.29b}$$

dá

$$m_F \frac{d\theta}{dy} = - \frac{d(m_F)}{dy} \tag{9.30}$$

Onde

$$\theta = \frac{h_c}{c_p} (T - T_1)$$

ou

$$(T - T_1) = \frac{h_c}{c_p} (T_1 - T_\infty) \tag{9.31}$$

(lembre-se que  $S_F \neq 0$ ).

A equação (9.31) agora é homogênea (RHS = 0) com condições de contorno,

$$\begin{aligned} \theta = 0 & \text{ em } y = 0 \quad \text{ou} \quad \theta = 0 \text{ em } y = \delta \\ \theta = 0 & \text{ em } y = 0 \quad \text{e} \quad \frac{d\theta}{dy} = 0 \text{ em } y = \delta \end{aligned} \tag{9.32}$$

e

$$m_{F,0} \left( \frac{dF}{dy} \right)$$

No formato ) ems #0,

$$\frac{e_{u,c}}{C_p} \left( \frac{dh_c}{dy} \right)_{F,0} \left( \frac{d}{dy} \right)_{FT} \tag{9.32}$$

Como o termo entre colchetes no RHS é constante, podemos normalizar convenientemente )F como

$$b_{FT} = \frac{e_{u,c}}{L = C_p h_c} \tag{9.33}$$

ou

$$b_{FT} = \frac{C_p(T_1 - T_c) + h_c(Y_{F,0} - Y_{F,c})}{L} \tag{9.33}$$

Lembrar  $Y_{F,0} = 1$  para uma fase condensada de combustível puro, e  $Y_{F,c}$  não é conhecido. Para um combustível líquido,  $Y_{F,0}$  é encontrado na equação Clausius-Clapeyron desde que saibamos  $T_1$ .

Nobformato, todas as equações - três de adições algébricas apropriadas - são da forma

$$m_{F,0} \left( \frac{db}{dy} \right) + \dots = 0 \tag{9.34}$$

com

$$e \neq 0; \quad b \neq 0$$

e

$$s \neq 0; \quad 0 \neq m_{F,0} \left( \frac{db}{dy} \right)$$

Pode-se mostrar que o outros valores são

$$b_{AT} = \frac{C_p(T_1 - T_c) + h_c(Y_{SO_2,1} - Y_{SO_2,c})}{L} \tag{9.35}$$

$$b_{DE} = \frac{S_F(Y_{SO_2,1} - Y_{SO_2,c})}{S_{F,0}} \tag{9.36}$$

que segue as mesmas condições da Equação (9.34). Observe que se as equações mais completas da camada limite ou as equações completas de Navier-Stokes fossem consideradas, a Equação (9.34) seria uma equação diferencial parcial contendo as variáveis independentes adicionais  $x$ ,  $z$  e  $t$ . No entanto, ainda poderia ser colocado nesta forma mais compacta. Esta transformação variável, que eliminou essencialmente a fonte química não linear termos envolvendo  $\omega$ , é conhecido como a transformação variável Shvab-Zeldovich (S-Z).

Vamos integrar a Equação (9.34) usando as condições de contorno. Integrando uma vez com  $SOU_0 = 1$ ,

$$ab) \frac{db}{dy} = ac_1$$

De locação  $* \#b) c_1$ , para que

$$Z \frac{d^*}{*} \# \frac{Z_y}{0} \text{umady}$$

dá

$$* \# * \% 0 \& e_{ai}$$

a partir de

$$e \# \#; \quad 0) c_1 \# * \% 0 \& e_{uma \#}$$

e

$$s \# 0; \quad 0 \# uma ) * \% 0 \& uma e_0$$

Portanto,  $* \% 0 \& \# 1 e c_1 \# ) e_{uma \# OU}$

$$\boxed{b \# e_{ai} ) e_{uma \#}} \tag{9.37}$$

é a nossa solução. No entanto, estamos longe de uma resposta significativa. Nosso objetivo é encontrar a "taxa de queima",  $m_{00F}$ , e suas dependências.

### 9.2.3 Taxa de queima - um autovalor

Existe apenas um valor  $dem_{00F}$  - um autovalor - que satisfará um dado conjunto de condições ambientais e de propriedade do combustível. Como isso pode ser encontrado? Devemos ser criativos. Já eliminamos os termos da cinética química do problema, mas certamente eles não devem ter desaparecido na realidade.

Lembremos da discussão sobre a evaporação do líquido que termodinamicamente temos uma relação de propriedade entre a concentração de vapor do combustível e a temperatura da superfície,

$$S_F \% 0 \& \# \% T \% 0 \& \& \quad OU \quad b_{AT} \% 0 \& \# b_{DE} \% 0 \&$$

A partir da Equação (9.37), avaliamos  $m_{\#0}$  e expresso

$$m_{\#0} = \frac{\# \$ k}{C_p \#} \ln(1) b_{\#0} \tag{9.38}$$

Se nós sabemos  $b_{\#0}$ , temos nossa resposta, mas temos várias alternativas para  $b_{\#0}$ . Qualquer um desses está bom. Nós escolhemos  $b_{AT}$  porque nos dá a resposta aproximada mais conveniente:

$$b_{AT} \# \frac{C_p(T_{\#0} - T_1) + S_{O_2} h_{c=r}}{e_u} \tag{9.39}$$

Nós esperamos  $S_{O_2}$  seja zero na superfície para combustão dentro da camada limite, uma vez que a reação da chama é rápida e não resta oxigênio. Isso deve ser claramente verdade, mesmo que a química não seja tão rápida. Além disso, como estamos aquecendo a superfície com uma chama próxima que se aproxima de uma temperatura de chama adiabática, esperaríamos uma temperatura de superfície alta. Para um combustível líquido, devemos ter

$$T_{\#0} = T_{\text{ferver}} \tag{9.40}$$

e usamos a igualdade ao ponto de ebulição como uma aproximação. Para um sólido, esperamos

$$T_{\#0} = T_{ig} \tag{9.41}$$

e novamente pode usar a igualdade ou alguma temperatura ligeiramente mais alta. Em geral,

$$T_{\#0} = T_v \tag{9.42}$$

uma temperatura de vaporização especificada. Essa escolha é empírica, a menos que tenhamos queima constante de líquido puro, onde o ponto de ebulição é válido, embora não tenhamos comprovado. Para provar isso, podemos equacionar  $b_{AT} = b_{DE}$  usando o equilíbrio termodinâmico para obter  $S_{\#0}$ , a condição de saturação.

Prosseguindo, obtemos da Equação (9.38),

$$m_{\#0} = \frac{\# \$ k}{C_p \#} \ln(1) B \tag{9.41}$$

O grupo adimensional no termo logarítmico é chamado de Spalding Número, em homenagem ao professor Brian D. Spalding, que demonstrou seu uso precoce [5]. Da Equação (9.39), as condições da superfície dão

$$B = \frac{S_{O_2} h_{c=r} + C_p(T_v) T_1}{e_u} \tag{9.42}$$

Este grupo expressa a razão entre a energia química liberada e a energia necessária para vaporizar o combustível (por unidade de massa de combustível). É claro que deve ser maior que 1 para alcançar

queimando. B contém fatores ambientais e de propriedade do combustível. Observe um ponto sutil que  $c_p$  no numerador é para a fase gasosa enquanto em  $EU$ , onde

$$L (h_{fg} + c_{p,o} T_{eu})$$

sendo o calor específico da fase condensada.

### 9.3 Variáveis de Chama de Difusão

#### 9.3.1 Concentrações e frações de mistura

A equação (9.41) constitui uma solução fundamental para o fluxo de queima de massa puramente convectivo em uma camada estagnada. A classificação através da transformação S-Z nos permitirá obter soluções específicas de camada estagnada para  $T_{eu}$ . No entanto, a introdução de uma nova variável – a fração de mistura – nos permitirá expressar esses perfis no espaço de fração de mistura onde eles são universais. Eles exigem apenas uma determinação espacial e temporal da fração da mistura. A fração de mistura é definida como a fração de massa dos átomos de combustível originais. É como se os átomos de combustível fossem todos pintados de vermelho em seu estado evoluído e, à medida que são transportados e recombinados quimicamente, rastreamos sua massa em relação à massa da mistura da fase gasosa. Como esses átomos de combustível não podem ser destruídos, a equação governante para sua conservação de massa deve ser

$$m_{f,0} \left( \frac{df}{dy} \right) + D \frac{d^2 f}{dy^2} = 0 \tag{9.43}$$

uma vez que esses átomos têm transporte em massa e difusão das espécies que contêm os átomos de combustível. Embora a fração de mistura tenha significado físico e possa ser medida quimicamente, ela também pode ser pensada como uma propriedade fictícia que satisfaz uma equação de conservação de massa como uma espécie inerte composta pelos átomos de combustível originais. As condições de contorno devem ser

No  $e = 0$ :  $f = 0$  sem combustível no fluxo gratuito (9.44a)

No  $s = 0$ :  $f = f_0$  (9.44b)

Também da Equação (9.26b), o transporte de combustível em  $s = 0$  é

$$m_{s,0} \left( \frac{df}{dy} \right)_{s=0} = -m_{F,0} \tag{9.44c}$$

Se nós definirmos

$$b_f = \frac{f}{f_0} S_{F,0} \tag{9,45}$$



então pode-se verificar que satisfaz perfeitamente a Equação (9.34) com as mesmas condições de contorno que todas as soluções. Por isso,

$$b_{AT} = b_{DE} = b_{PF} = 1 \quad \text{e}_{c,p} = m_{00} = k \quad \text{e}_{c,p} = k \quad \%9:46&$$

Antes de encerrar esta análise, devemos cuidar de alguns negócios inacabados. Os termos de cinética química, ou seja,  $m_{00} = F$ , foram transformados. Como podem ser tratados com?

Lembre-se que estamos supondo química / diferença (ou misturar, se fluxo turbulento). Qualquer pessoa que tenha observado cuidadosamente uma chama de difusão laminar – de preferência com pouca fuligem, por exemplo, queimando uma pequena quantidade de álcool, digamos, em um copo de uísque Sambucca – pode perceber uma chama fina (folha) de incandescência azul de radicais CH ou algum amarelo de fuligem aquecida na zona de reação. Tal como na chama pré-misturada (deflagração laminar), esta chama é da ordem de 1 mm de espessura. Uma chama de vela apagada produzida pela inserção de uma tela de metal também revelaria essa fina folha de chama em forma de taça luminosa amarela (fuligem). Embora o vento ou a turbulência distorcessem e convulsassem esta folha de chama, localmente sua estrutura seria preservada desde que química / misturar. Como consequência do rápido tempo de cinética química, podemos idealizar a folha de chama como uma folha infinitesimal. A reação ocorre então em  $\delta$  sem nosso modelo unidimensional.

A localização de  $\delta$  é determinado pelas condições naturais que exigem

$$\text{Nos } \delta: \quad S_F = S_{F,0} \quad \%9:47&$$

Esta condição define a aproximação de chama fina e implica que a chama se instala em um local para acomodar o suprimento de combustível e oxigênio. Essa condição também fornece um fechamento matemático para o problema, uma vez que todas as outras soluções agora seguem. Ilustraremos estes.

Consideremos as soluções para  $S_F$  e  $S_{F,0}$  no espaço da fração de mistura. Das Equações (9.45) e (9.46), para qualquer  $b$ ,

$$b = \frac{f}{f_{00} + S_{F,0}}$$

e

$$b_{00} = \frac{f_{00}}{f_{00} + S_{F,0}}$$

ou

$$f_{00} = \frac{b_{00} S_{F,0}}{b_{00} - 1}$$

e finalmente

$$b = \frac{f}{b_{00} S_{F,0} + (b_{00} - 1) S_{F,0}} = \frac{b_{00} S_{F,0} + f}{S_{F,0}}$$

ou

$$\boxed{f_{F,O} = \frac{Y_{F,O}}{b_{F,O} + 1}} \tag{9,48}$$

Agora selecionemos  $b_{F,O}$ . Portanto, da Equação (9.36),

$$f_{F,O} = \frac{S_{F,O} \left( \frac{h_{F,O}}{S_{F,O}} \frac{S_{O_2,1}}{S_{F,O}} \frac{S_{F,O}}{S_{F,O}} \right)}{\left( \frac{S_{F,O}}{S_{F,O}} \frac{S_{O_2,1}}{S_{F,O}} \frac{S_{F,O}}{S_{F,O}} \right) + \left( \frac{S_{F,O}}{S_{F,O}} \frac{S_{F,O}}{S_{F,O}} \right)}$$

e reorganizando, tomando  $S_{F,O} = 1$ ,

$$f_{F,O} = \frac{S_{O_2,1}}{S_{O_2,1} + r} \tag{9,49}$$

Já que na folha de chama  $S_{F,O} \neq 0$ , esta é a definição de um sistema estequiométrico então que

$$\boxed{f_{F,O} = \frac{S_{O_2,1}}{S_{O_2,1} + r}} \tag{9,50}$$

Substituindo a Equação (9.50) na Equação (9.49), pode-se mostrar que

$$f_{F,O} = \frac{S_{O_2,1}}{r} \frac{S_{F,O}}{S_{F,O}} \frac{f_{rua}}{f_{rua}} \tag{9,51}$$

Agora podemos escolher representar  $S_{O_2,1}$  e  $S_{F,O}$  em função da variável dada por Equação (9.46). No lado do combustível da chama, da Eq. (9.51),

$$S_{F,O} = \frac{f_{rua}}{1 + f_{rua}} \tag{9,52}$$

Da mesma forma, no lado do oxigênio,  $f_{O_2,1} = 1$ ,

$$S_{F,O} = 0$$

e

$$S_{O_2,1} = \frac{f_{rua}}{1 + f_{rua}} \tag{9,53}$$

Não comas  $f_{rua} = 0$  isso

$$S_{F,O} = \frac{f_{rua}}{1 + f_{rua}}$$

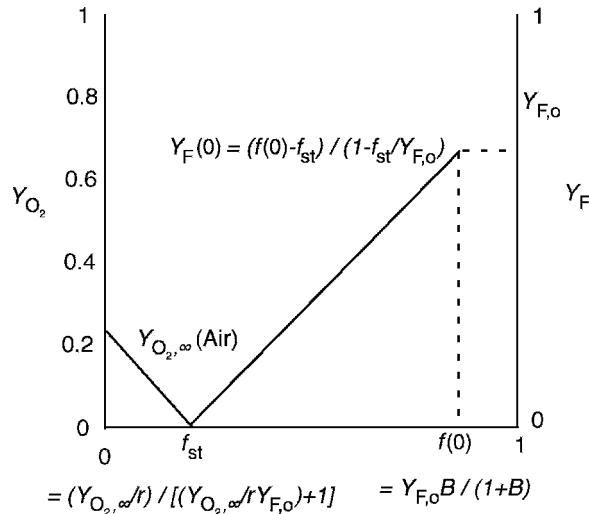


Figura 9.9 Concentrações de massa de oxigênio-combustível no espaço da fração da mistura

pela Equação (9.45b), e em

$$S_{O_2} = \frac{r f_{rua}}{1 + f_{rua} = S_{F,o}}$$

$$\# \frac{S_{O_2} = 1 - S_{O_2} = r S_{F,o} \cdot 1}{1 + S_{O_2} = \frac{r Y_{F,o} \cdot 1}{Y_{O_2, \infty} + r Y_{F,o}}}$$

$$\# \frac{S_{O_2,1}}{S_{O_2,1} = r Y_{F,o} + 1} \# S_{O_2,1}$$

Os resultados estão representados na Figura 9.9. Valores típicos de  $r$  são, para % de ar  $S_{O_2,1} = 0,233$  e  $r = 1$  a  $3$ , aproximadamente  $0,05$ - $0,2$ . Os resultados são lineares em  $f$  mas não linear em  $Y$ . Isso vale para todas as variáveis  $S_{F,T}$ . As relações para  $S_{F,T}$  dentro da chama são universais, independentes da geometria, condições de fluxo, etc., desde que a suposição de chama fina - laminar - seja válida. Mesmo para escoamentos turbulentos e instáveis, esta conclusão ainda se mantém sob uma aproximação de chama fina local.

Vamos recapitular. Conseguimos uma solução para a queima do tipo camada-limite de um combustível estável do tipo líquido. Uma chama fina ou química rápida em relação à mistura de combustível e oxigênio é assumida. Todos os efeitos da radiação foram ignorados - uma omissão séria para chamas de qualquer espessura considerável. Este problema de radiação não pode ser facilmente resolvido com exatidão, mas retornaremos a uma maneira de incluir seus efeitos aproximadamente.

### 9.3.2 Temperatura e localização da chama

A posição da folha de chama,  $y_f$ , pode ser determinado de maneira simples. Das Equações (9,45), (9,46) e (9,50),

$$e) \quad e + \frac{y_f}{\#} \# \frac{S_{O_2,1} = r}{1 + Y_{O_2,1} = r Y_{F,o} + 1} \# S_{F,o} f(0)$$

onde  $(c_{p,m}^0)^k = k$ . Das Equações (9,39), (9,42) e (9,46),  $b$  e  $B$ , o número de Spalding. Portanto, pode-se mostrar pela Equação (9.45) que

$$S_{F;O} = \frac{S_{F;O}}{1 - B}$$

Percebendo que  $e + y_f = 1 - B$  da Equação (9.41), segue que

$$e + y_f = \frac{1 - B}{S_{O_2;1} = r Y_{F;O} + 1}$$

ou

$$\frac{y_f}{1 - B} = \frac{\ln \left( \frac{1 - B + Y_{O_2;1} = r Y_{F;O} + 1}{1 - B} \right)}{\ln \left( \frac{1 - B}{1 - B} \right)} \tag{9,55}$$

A temperatura da chama é encontrada usando as Equações (9.35), (9.48) e (9.50), avaliadas em  $r_{f,ua}$ ,

$$\frac{S_{O_2;1} = r}{\frac{S_{O_2;1}}{r Y_{F;O}} + 1} = \frac{S_{F;O} (c_p T_f) T_1 + S_{O_2;1} h_c}{e u} = \frac{c_p (T_v) T_1 + S_{O_2;1} h_c}{e u} \tag{9.56}$$

Depois de reorganizar, encontramos o aumento da entalpia da chama como

$$c_p (T_f) T_1 + \frac{S_{F;O} h_c L}{1 - r Y_{F;O} = S_{O_2;1}} = \frac{c_p (T_v) T_1 + S_{O_2;1} h_c}{1 - r Y_{F;O} = S_{O_2;1}} \tag{9.56a}$$

Alternativamente, isso pode ser expresso como

$$\frac{c_p (T_f) T_1 + \frac{S_{F;O} h_c L}{1 - r Y_{F;O} = S_{O_2;1}}}{e u} = \frac{c_p (T_v) T_1 + S_{O_2;1} h_c}{e u} \tag{9.56b}$$

A quantidade  $Y_{F;O} = S_{O_2;1}$  é a razão estequiométrica de oxigênio para a razão de massa de combustível dividida pelo oxigênio disponível ou fornecido para as frações de massa de combustível. Em contraste, para a temperatura de chama adiabática pré-misturada,

$$c_p (T_{mania}) T_1 + S_{F;O} h_c = S_{F;O} h_c \tag{9.57}$$

o análogo da Equação (4.54). Como na estimativa da concentração limite inferior que permite a existência de uma chama pré-misturada, exigindo  $T_{mania} \approx 1300^\circ C$ , um requisito semelhante poderia ser imposto para definir as condições para a manutenção de uma chama de difusão. Usaremos isso para estimar as condições de extinção.

## 9.4 Queima Convectiva para Condições Específicas de Fluxo

A análise da camada estagnada oferece uma estrutura pedagógica para apresentar a essência da queima difusa. Na maior parte, a camada estagnada unidimensional se aproximava de uma camada limite bidimensional na qual  $\frac{dT}{dy} = 0$  na direção do fluxo. Para uma camada limite convectiva, o coeficiente de transferência de calor,  $h_c$ , é definido como

$$h_c = \frac{k}{\delta} \frac{T_s - T_\infty}{T_s - T_\infty} \quad (9.58)$$

Onde  $T_\infty$  é uma temperatura de referência e  $T_s$  é a temperatura da parede. Para uma chama, isso pode ser aproximado com  $T_\infty = T_f$ , como a temperatura da chama,

$$h_c = \frac{k}{\delta} \frac{T_s - T_f}{T_s - T_f}$$

para a camada estagnada, ou

$$h_c = \frac{k}{\delta} \quad (9.59)$$

Essa aproximação grosseira nos permite estender a solução da camada estagnada para uma série de problemas de queima de contrapartida de transferência de calor por convecção. Lembre-se que para as Equações (9.41) e (9.42), podemos escrever

$$\dot{m} \int_{T_\infty}^{T_s} \frac{h_c}{C_p} dT = \dot{m} \frac{h_c}{C_p} (T_s - T_\infty) \quad (9.60)$$

Desejamos escrever isso como

$$\dot{m} \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{T_s - T_\infty}{T_s - T_f} \right) = \dot{m} \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{T_s - T_\infty}{T_s - T_f} \right) \quad (9.61)$$

onde a significância do fator de bloqueio,  $\ln \left( \frac{T_s - T_\infty}{T_s - T_f} \right)$ , ficará aparente. Substituindo por  $\dot{m} \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{T_s - T_\infty}{T_s - T_f} \right)$  lembrando o fluxo de calor da Equação (9.6), a Equação (9.61) se torna

$$\dot{q} = \dot{m} \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{T_s - T_\infty}{T_s - T_f} \right) \left( \frac{S_{O_2}}{C_p} \right) (T_s - T_1) \quad (9.62)$$

Assim, vemos que a temperatura de referência deveria ter sido  $T_\infty = T_1$ , que é ligeiramente diferente da Equação (9.56a). Mesmo assim, vemos que

$$\dot{q} = \dot{m} \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{T_s - T_1}{T_s - T_f} \right) (T_s - T_1)$$

O fator de bloqueio pode alternativamente ser escrito da Equação (9.60) como

$$\frac{\ln \frac{B}{B_0}}{B} \approx \frac{c_p h_c}{\exp(c_p m_0) - h_c} \quad (9.63)$$

que se aproxima de 1 como  $m_0 \rightarrow 0$ . Daí o coeficiente de transferência de calor na presença de transferência de massa é menor do que  $h_c$ , o coeficiente de transferência de calor sem transferência de massa. O fator de bloqueio atua para ampliar o limite posteriormente devido ao sopro causado pelo combustível vaporizado. Este fluxo transversal torna mais difícil a transferência de calor através da camada limite. Além disso, na Equação (9.61), vê-se que para a transferência de massa na combustão, o coeficiente de transferência de massa é

$$h_m = \frac{h_c \ln \frac{B}{B_0}}{c_p} \quad (9.64)$$

e a força motriz para esta transferência é  $B - B_0$ . Bage como  $T$  para o calor,  $S$  para massa ou  $I$  tensão para o fluxo de corrente elétrica.

Para obter soluções aproximadas para problemas de aquecimento por convecção, precisamos apenas identificar um problema de transferência de calor que tenha uma dada correlação teórica ou empírica para  $h_c$ . Isso geralmente é dado na forma do número de Nusselt (Não),

$$\frac{h_c x}{k} = f(Re_x, Gr_x, Pr, \dots) \quad (9.65)$$

A taxa de queima adimensional correspondente (chamada de número de Sherwood  $Sh$  e m transferência de massa pura) deve então fornecer uma relação funcional da forma

$$\frac{m_0 x}{k} = f(Nu_x, B) \quad (9.66)$$

ou mais geralmente pode conter outros fatores que vimos, por exemplo,  $c_p T_1 - T_0 = L$ ,  $r_0 \rho_0 SO_2 = Y_{F,0}$ , etc. A Figura 9.10 fornece algumas fórmulas de transferência de calor por convecção pura e suas geometrias associadas. Como a fórmula de transferência de calor conterá  $T = T_1$  no número de Grashof, ou seja

$$Gr_x = \frac{g \beta x^3 \Delta T}{\nu^2}$$

sugere-se tomar  $T = T_1,3$ , pois pode-se argumentar que valores de 1 a 7 devem ser usados para esse tipo de aproximação. Lembre-se, este é apenas um procedimento aproximado. O efeito da turbulência não está apenas na  $h_c$ , mas também está em  $r$ . Em fluxo turbulento, devido à não mistura do combustível e do oxidante,  $r$  pode ser substituído por  $r_0$ , Ondené a fração oxidante em excesso.

Tem havido uma série de soluções diretas na forma da Equação (9.65) para combustão convectiva. Estas têm sido teóricas – aproximações exatas ou integrais das equações da camada limite, ou empíricas – baseadas em correlações com dados experimentais. Alguns exemplos estão listados abaixo:

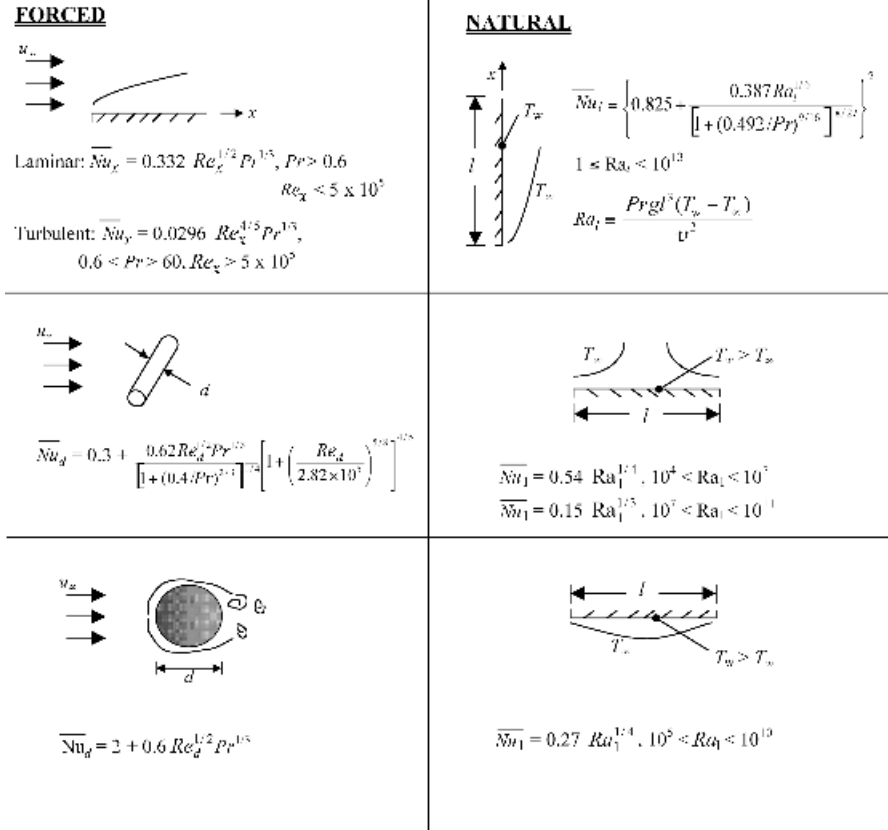


Figura 9.10 Transferência de calor por convecção pura [6]

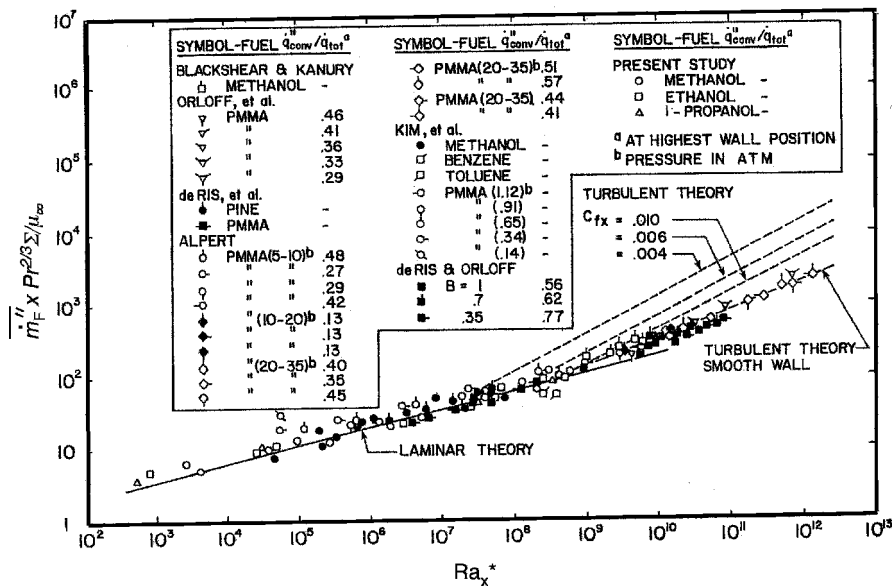
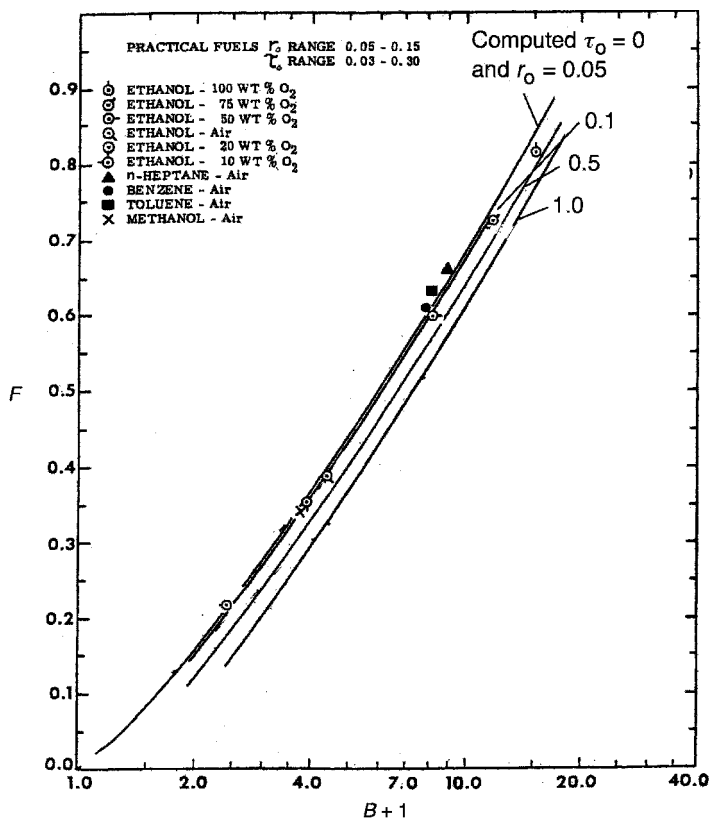
1. Convecção forçada, queima de uma placa plana. Esta análise exata clássica seguindo a conhecida solução de Blasius para escoamento incompressível foi feita por Emmons em 1956 [7]. Inclui densidade e viscosidade variáveis. Glassman [8] apresenta um ajuste funcional para a solução de Emmons como

$$\frac{m_{\text{max}}}{k} \# 0.385 \frac{x^{1/2}}{\nu} Pr \frac{\ln \left( \frac{B_0}{B} \right)}{B_0^{15}} \quad \%9:67\&$$

2. O correspondente convecção natural laminar taxa de queima em uma superfície vertical foi feito por Kosdon, Williams e Buman [9] e por Kim, deRis e Kroesser [10]. Este último dá

$$\frac{m_{\text{max}}}{k} \# 3 Pr_C G_2 C^{1/4} F \%B; ,o; r_o\& \quad \%9:68\&$$

onde as propriedades de transporte são avaliadas em TceFé dado na Figura 9.11(a).



(b)

Figura 9.11 (a) Taxa de queima laminar de uma placa vertical sob convecção natural por Kim, deRis e Kroesser [10]. (b) Taxa de queima turbulenta de uma placa vertical sob conexão natural por Ahmad e Faeth [11]



3. Queima convectiva turbulenta da placa vertical. Uma solução aproximada compatível com os dados foi dada por Ahmad e Faeth [11]. A taxa média de queima  $\dot{m}''_{0,0}$  para uma distância  $x$  medida a partir do início da placa é dada pela fórmula abaixo:

$$\dot{m}''_{0,0} = \frac{0.0285 Gr_{2,0}^{0.4} Pr^{0.73}}{k} \quad \%9.69\&$$

Onde

$$Gr_2 = \frac{\rho u^3 L^3}{\mu^2} \quad \text{\% - medido a partir da vertical}$$

$$\rho = \frac{P}{R(T_0 + \Delta T)}$$

$$\mu = \frac{c_p T_0}{Pr}$$

$$L = \frac{r_0}{r_{F,0}}$$

$$\dot{m}''_{0,0} = \frac{1}{X_0} \dot{m}''_{0,x}$$

Esta solução é um pouco tediosa, mas completa e consistente com os dados de combustíveis líquidos saturados em placas inertes, conforme mostrado na Figura 9.11(b).

A Tabela 9.2 fornece algumas propriedades típicas estimadas ou exatas para calcular os números. É visto em alguns casos, particularmente para materiais carbonizados, que os números para queima ao ar são menores que 1. Isso implica que a queima puramente convectiva não é possível. De fato, ignoramos a perda de radiação na superfície, que pode ser relativamente considerável (a 350°C, 8,5 kW/m<sup>2</sup>). A única esperança de alcançar uma queima 'estável' é fornecer fluxo de calor adicional se a queima não for possível por conta própria. Portanto, não há apenas um fluxo de calor mínimo para atingir a ignição, mas também há um fluxo de calor externo mínimo necessário para manter a queima.

Exemplo 9.10 metanol é saturado em uma placa grossa de fibras cerâmicas porosas. A placa é mantida molhada com uma temperatura ambiente de 20°C. Um fluxo de ar constante é direcionado através da placa horizontal a 3 m/s. A placa tem 10 cm nas direções do fluxo e é colocada nivelada com o piso. Use os seguintes dados de propriedade:

Para ar:

- $\rho = 1.208 \text{ kg/m}^3$
- $\mu = 250 \times 10^{-6} \text{ kg/m}\cdot\text{s}$
- $Pr = 0.7$
- $\rho = 1.1 \text{ kg/m}^3$
- $c_p = 1.05 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$

Tabela 9.2 Propriedades estimadas do combustível para B-estimativas de número (de várias fontes)

Material	$\Delta H_{\text{comb}} (\text{kJ/g})$	EU (kJ/g)	$T_{\text{ign}} (^\circ\text{C})$	B-estimativa <sup>c</sup>
Líquidos				
n-Hexano	42	0,45	69	6.7
n-Heptano	41	0,48	98	6.2
n-Octano	41	0,52	125	5.7
Benzeno	28	0,48	80	6.2
Toulene	28	0,50	110	5.9
Naftaleno	30	0,55	218	5.2
Metanol	19	1.2	64	2,5
Etanol	26	0,97	78	3.1
n-Butanol	35	0,82	117	3.6
Acetona	28	0,58	56	5.2
Sólidos				
Polietileno	38	3.6	360	0,75
Polipropileno	38	3.1	330	0,89
Nylon	27	3,8	500	0,68
Polimetilmetacrilato	24	2,0	300	1,4
Poliestireno	27	3,0	350	0,91
Sólidos, carbonização				
Espuma de poliuretano, abeto de	17	5,0	300	0,56
Douglas rígido	13	12,5	380	0,22
Redwood	12	9.4	380	0,29
Carvalho vermelho	12	9.4	300	0,30
Bordo	13	4.7	350	0,58

<sup>a</sup>Com base nas condições de chama e no calor real de combustão.

<sup>b</sup>Temperatura de ebulição de líquidos; temperatura de ignição estimada para sólidos.

<sup>c</sup> $S_{\text{F}_2\text{O}} \# 1; S_{\text{O}_2} \# 0.233; T_{\text{ign}} \# 25^\circ\text{C}; c_p \# 1 \text{ kJ/kgK}$ .

Ponto de ebulição do metanol # 337 K # 64°C

Calor de vaporização,  $h_{\text{fg}} \# 1.1 \text{ kJ/g}$  Calor específico do líquido # 2,5 kJ/kg K

Assuma uma queima constante e ignore os efeitos da radiação.

- (a) Avalie se o escoamento é laminar.
- (b) Calcule o número.
- (c) Qual é a taxa de queima constante g/s se a placa tiver 20 cm de largura? Use o resultado de Emmons dado pela Equação (9.67).
- (d) Calcule o fluxo de calor líquido médio para a superfície.
- (e) Qual é o fluxo de calor de radiação de superfície emitido assumindo um corpo negro?
- (f) Qual é o papel da placa cerâmica na ignição e queima constante?

Solução

(estãox#  $\frac{v_{\text{oc}} \times x}{\& \# \frac{\%3m=s\&\%0:1m\&}{15010)}6m2=s$  # 20104

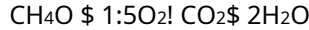
O fluxo é laminar desde  $Re < 5010$ s, transição.

$$(b) B \# \frac{S_{O_2} \cdot h_c \cdot r \cdot c_p \cdot T_1}{eu}$$

Da Tabela 2.3,

$$h_c \# 20:0 \text{ kJ=g}$$

Da equação estequiométrica para combustão completa,



$$r \# \frac{1:5 \cdot 32}{32} \ # \ 1:5 \ gO = g \ \varnothing_{\text{combustível}}$$

$$S_{O_2} \cdot h_c \cdot r \# 0:233 \cdot 20:0 \text{ kJ=g} = 1:5 \ # \ 3:11 \text{ kJ=g}$$

$$c_p \cdot T_1 \cdot T_1 \# 1:05 \text{ kJ} = \text{kg} \ K010) \ \beta \text{kg=g} \cdot 64--20 \ # \ 0:046 \text{ kJ=g}$$

$$L \# h_{fg} \cdot c_{eu} \cdot T_1$$

$$\# 1:10 \text{ kJ=g} \ \$ \ 2:5010) \ \beta \text{kJ=gK} \cdot 64--20 \ # \ 1:21 \text{ kJ=g}$$

$$B \# 3:11) \ 0:046 \cdot 1:21 \ # \ 2:3$$

(c) Da Equação (9.67), usando as propriedades do ar para o gás,

$$\dot{m} \cdot x \# \frac{25010) \ \beta W=mK}{1:05 \text{ J} = \text{g} \ K} \ \$ \ \# \ \frac{3m=s}{15010) \ \beta m_2=s} \ \ \$ \ 1=2 \ \ \$ \ 0:7 \ \&$$

$$0 \ \frac{\ln 1 \ \$ \ 2:53 \ \&}{\%2:53 \ \&0:15} \ x)_{1=2}; \ x \ \text{em} \ m$$

$$\# 1:097 = x \cdot m \ \& \ \text{em} \ g = m_2s$$

A taxa de queima ao longo  $x \# 0:10$  m de largura  $0,20$  m,

$$\dot{m}_x \# 0:20 \text{ m} \ \int_0^{Z:10m} \frac{1:097}{x^{1/2}} \ dx$$

$$\dot{m}_x \# 0:139 \text{ g=s}$$

(d) Da Equação (9.6),

$$\overline{q_{00}} \# \overline{m_{00}} \cdot eu \ \ \$ \ \# \ \frac{0:139 \text{ g=s}}{0:2000:10m_2} \ \ \$ \ 1:21 \text{ kJ=g} \ \&$$

$$\# 8:4 \text{ kW=m}_2$$

(e)  $q_{00} \# \sigma \cdot T_{4v} \cdot T_4 \ \& \ 1 \ \& \ ;$  assumindo o ambiente ambiente

$$\# 5:67010) \ \beta \text{kW} = m_2 K_4! \ \cdot 337 \ \& \ 4) \ \cdot 293 \ \& \ 4"$$

$$\# 0:313 \text{ kW} = m_2$$

Portanto, a re-radiação é desprezível.

(f) Em queima constante, a placa cerâmica funciona como um pavio e atinge a temperatura do líquido metanol em profundidade. Para o processo de ignição, a placa cerâmica funciona como dissipador de calor junto com o metanol absorvido. A temperatura da superfície deve atingir o ponto de fulgor (ou fogo) do metanol para inflamar com um piloto. O processo de ignição não pode ser ignorado no problema de queima instável, pois forma a condição inicial.

### 9.5 Efeitos da Radiação na Queima

A inclusão de efeitos de transferência de calor radiativa pode ser acomodada pelo modelo de camada estagnada. No entanto, isso só pode ser feito se priorizarmos prescrever ou calcular esses efeitos. As complicações da transferência de calor radiativo em chamas são ilustradas na Figura 9.12. Esta ilustração é apenas esquemática e não representa totalmente os efeitos espectrais e contínuos. Uma visão mais completa sobre a transferência de calor radiativa em chama pode ser encontrada em Tien, Lee e Stretton [12]. Na Figura 9.12, os fluxos de calor são apresentados como incidentes (para um sensor em  $T_1$ ) e absorvido ( $aoT_v$ ) na superfície. Qualquer tentativa de discriminar ainda mais o aquecimento radiante seria tediosa e pedante. Deve ficar claro a partir dos princípios de transferência de calor que temos efeitos de emitância radiativa de superfície e fase gasosa, refletância, absorptância e transmitância. Estes são complicados pelo caráter espectral da radiação, as distribuições de temperatura e concentração do produto de combustão e fuligem e a decomposição da superfície. Aproximações razoáveis que servem para simplificar são:

1. As superfícies são opacas e aproximam a emitância e a absorptância da unidade.
2. O fluxo radiante externo não é afetado pela chama, por exemplo, chama fina.
3. % de fluxo radiante incidente de chama  $q_{fr}$  e energia radiante total  $X_r \dot{Q}$  pode ser estimado a partir de medições.
4. % de fluxo de calor radiante externo  $q_e$  é expresso como aquele medido por um medidor de fluxo de calor mantido em  $T_1$ . Correspondentemente, a perda de superfície é dada em relação a  $T_1$  como  $\frac{q_e}{T_1^4}$ .

Com as especificações de fluxo de calor na Figura 9.12, a condição limite de energia em  $s=0$  se torna, para queima constante (ver Equações (9.6) e (9.8)),

$$-k \frac{dT}{dy} \Big|_{s=0} = q_{fr} - q_e + \sigma(T_v^4 - T_\infty^4) + X_r \dot{Q} \tag{9.70}$$

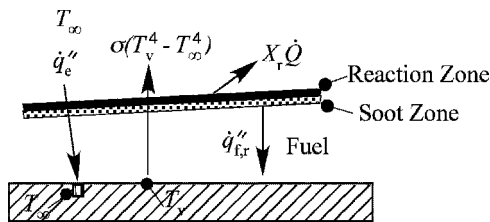


Figura 9.12 Transferência de calor radiativa na queima

Se pudermos definir os termos radiativos a priori, estamos simplesmente adicionando uma constante ao RHS. Uma transformação conveniente reduz a condição de contorno à sua forma convectiva original:

$$m_{\text{EU}} \# k \frac{dT}{dy} \quad \text{nos } \# 0 \quad \%9:71\&$$

Onde

$$m_{\text{EU}} = \frac{q_{\text{rad}} + q_{\text{conv}}}{m_{\text{EU}}} \quad (9,72)$$

é definido como um equivalente, modificado 'EU'. A adição líquida de calor radiante faz com que a taxa de queima aumente como seria de esperar. Também pode fazê-lo queimar onde um material normalmente não queima. Este é um ponto importante porque muitos materiais e produtos comuns não queimam sem fluxo de calor adicional. Embora essa adição possa parecer artificial, é a chave para o crescimento desastroso do fogo, pois configurações especiais favorecem o calor comentários %q\_oe& que podem promover o crescimento do fogo. Teste limitado de um material aplicando um pequena chama pode causar ignição, mas não necessariamente queima ou propagação sustentada; isso pode ser enganoso para a avaliação do desempenho geral de um material ao fogo.

A introdução da Equação (9.71) para a Equação (9.26e) torna este um novo problema idêntico ao que foi feito para a modelagem pura de difusão/convecção da taxa de queima. Conseqüentemente eu é simplesmente substituído por  $m_{\text{EU}}$  para obter a solução com efeitos radiativos. Alguns rearranjos do caso da camada estagnada podem ser muito ilustrativos. Das Equações (9.61) e (9.42) podemos escrever

$$m_{\text{EU}} \# \frac{h \ln \left( \frac{B}{L} \right) + \frac{S_{O_2}}{L} \left( \frac{h_c}{r} \right) = c_p (T_v - T_1) + \frac{q_{\text{rad}}}{m_{\text{EU}}}$$

ou

$$m_{\text{EU}} \# \frac{h_c}{c_p} \left( \frac{S_{O_2}}{r} \right) + \frac{h \ln \left( \frac{B}{L} \right) + \frac{S_{O_2}}{L} \left( \frac{h_c}{r} \right) = c_p (T_v - T_1) + \frac{q_{\text{rad}}}{m_{\text{EU}}} \quad \%9:73\&$$

com  $\# c_p m_{\text{EU}} = h_c$  onde adicionamos  $\% 1) X_r$  para contabilizar a energia irradiada  $\% X_r Q_{\text{rad}}$  e eliminado da chama. Embora isso exija uma solução iterativa  $\text{param}_{\text{EU}}$ , Está forma mostra claramente as contribuições do fluxo de calor para a vaporização. O LHS é a energia necessária para vaporizar sob queima constante e o RHS é o fluxo de calor líquido absorvido na superfície, sendo o primeiro termo o fluxo de calor convectivo. A convecção típica varia de 5 a 10 kW/m<sup>2</sup> para fluxos flutuantes turbulentos, mas tão alto quanto 50–70 kW/m<sup>2</sup> para convecção natural laminar. Para uma chama laminar de convecção forçada, como uma pequena chama de jato, o fluxo de calor por convecção pode ser de 100 a 300 kW/m<sup>2</sup>. Portanto, os efeitos convectivos geralmente não podem ser descartados, embora sejam um componente relativamente pequeno em incêndios naturais turbulentos.

A Figura 9.13 mostra a separação dos componentes médios convectivos e radiativos da chama para queima de peças de PMMA em diâmetros que variam de 0,15 a 1,2 m.

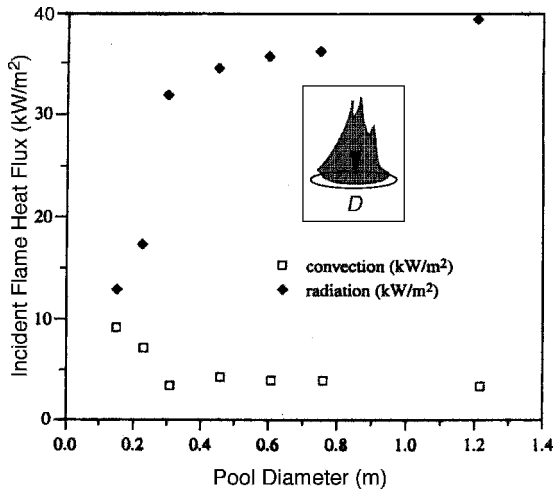


Figura 9.13 Fluxo médio de calor da chama em incêndios em piscinas de PMMA (de Modak e Croce [13] e Iqbal e Quintiere [14])

A radiação aumenta com a escala enquanto a convecção diminui à medida que o diâmetro aumenta. A resolução local destes fluxos de calor de chama foi estimada por Orloff, Modak e Alpert [15] para uma parede vertical de PMMA de 4 m em chamas. É claramente visto que os efeitos radiativos da chama são significativos em relação à convecção.

Na Figura 9.14 vemos uma demonstração mais clássica da faixa de comportamento da taxa de queima de um incêndio em piscina. Abaixo de um diâmetro de 25 cm a taxa de queima é laminar com  $h_c/D_1=4$ ; depois é turbulento com  $h_c/D_1=5$  no máximo. No entanto, com

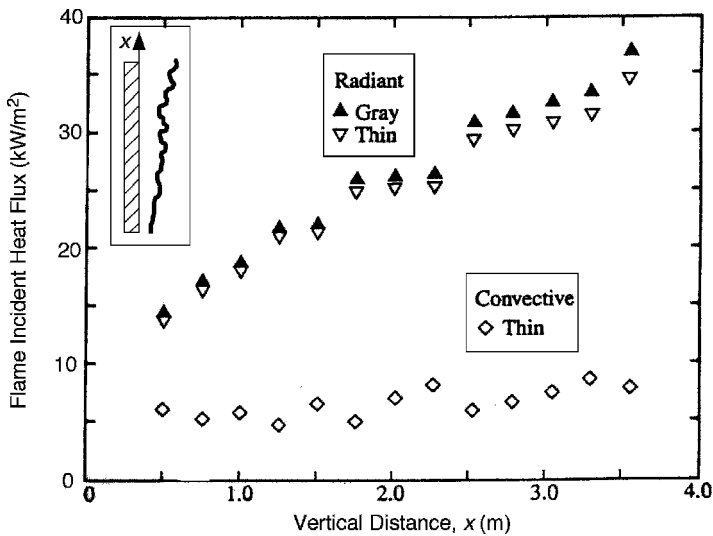


Figura 9.14 Fluxo de calor da chama local para uma superfície vertical de PMMA em chamas (de Orloff, Modak e Alpert [15])

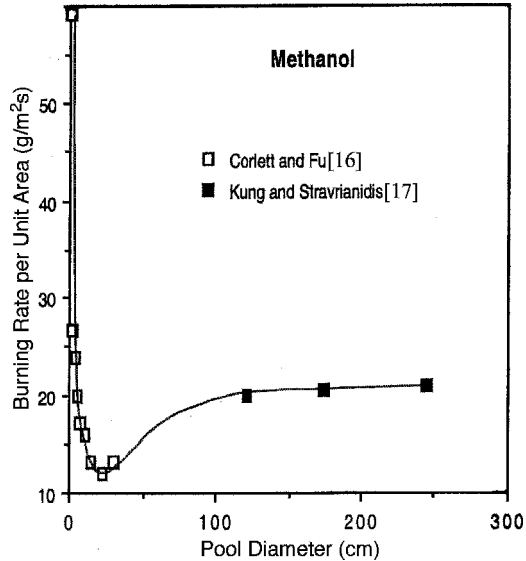


Figura 9.15 Regimes da taxa de queima constante para metanol:  $D < 25\text{cm}$  laminar,  $D > 25\text{cm}$  turbulento,  $D > 100\text{cm}$  de radiação saturada [16, 17]

aumentando o diâmetro, a principal causa do aumento da taxa de queima é devido à radiação da chama. Isso segue como a emitância da chama se comporta como

$$I_r \propto 1/D$$

que se aproxima de 1 por volta de  $D \approx 100$  centímetros. Desde a  $EU \approx 1:21 \text{ kJ} = \text{g}$  para metanol, vemos na Figura 9.15 que (1) o fluxo de calor líquido de superfície máximo em cerca de  $D \approx 5\text{cm}$  é

$$q_{\text{net}} \approx 27 \text{ g} = \text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kJ} = \text{g}$$

$$\# 32:7 \text{ kW} = \text{m}^2$$

(2) um mínimo no início do fluxo turbulento de

$$q_{\text{net}} \approx 12 \text{ g} = \text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kJ} = \text{g}$$

$$\# 14:5 \text{ kW} = \text{m}^2$$

e (3) um máximo sob condições de radiação de chama 'saturada' de

$$q_{\text{net}} \approx 21 \text{ g} = \text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kJ} = \text{g}$$

$$\# 25:4 \text{ kW} = \text{m}^2$$

Observe que a perda por re-radiação da superfície do metanol em  $T_b \approx 64^\circ\text{C}$  é apenas cerca de  $0:3 \text{ kW} = \text{m}^2$ .

Tabela 9.3 Taxas de queima assintótica (de várias fontes)

	g=m2s
Cloreto de polivinila (granular)	16
Metanol	21
Poliuretano flexível	21-27
(espumas) Polimetacrilato	28
Poliestireno (granulado)	38
Acetona	40
Gasolina	48-62
JP-4	52-70
Heptano	66
Hexano	70-80
Butano	80
Benzeno	98
Gás natural líquido	80-100
Propano líquido	100-130

O comportamento da taxa de queima assintótica sob condições de radiação de chama saturada é um fato útil. Ele fornece um limite superior, em configurações de combustível semelhantes a piscinas de tipicamente 1 a 2 m de diâmetro, para o fluxo de queima. Valores experimentais existem na literatura de queima para líquidos e sólidos. Eles devem ser usados cuidadosamente para fins de projeto e análise. Alguns valores máximos estão listados na Tabela 9.3.

A Equação (9.73) pode ser usada para explicar o comportamento da queima em relação aos papéis da radiação da chama e da convecção. Também pode explicar os efeitos do oxigênio e a adição do fluxo de calor radiante externo. Esses efeitos são mostrados vividamente pela correlação oferecida a partir de dados de Tewarson e Pion [18] de pequenas folhas quadradas horizontais irradiadas de PMMA em chamas em fluxos de várias frações molares de oxigênio. O conjunto de resultados para constante queima são descritos por uma correlação linear em  $q_{00}$  e  $eXO_2$  para  $EU \#1:62 \text{ kJ/g}$  em Figura 9.16. Isso segue da Equação (9.73):

$$m_{F,1}^{00} = \frac{h_{ce,T} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right) X_r + \rho_{SO_2} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right) SO_2 + \rho_{q,0g}}{e u}$$

Onde  $m_{F,1}^{00}$  é a taxa de queima sob condições de ar ambiente com  $SO_2 \#0:233$  e  $q_{00}$ . Este resultado assume que o coeficiente de transferência de massa mantém um valor razoavelmente constante valor nesta faixa de  $m_{F,1}^{00}$ , e essa  $q_{00}$  é constante para todas as condições de oxigênio e radiação. Um argumento válido pode ser feito para a constância de  $q_{00}$  enquanto a chama estiver alto ( $eu > 2D$  pelo menos) e não muda de cor (o caráter de fuligem é consistente). Uma chama cilíndrica cinza alta atingirá uma emitância constante para  $eu > 2D$  em relação à sua base.

## 9.6 Valores de propriedade para cálculos de taxa de queima

O polímero PMMA tem sido usado para descrever muitos aspectos da teoria da taxa de queima constante. Isso ocorre porque ele se comporta de maneira ideal. O PMMA se decompõe em seu monômero base; embora derreta, sua transição para o monômero vaporizado é suave; sua decomposição



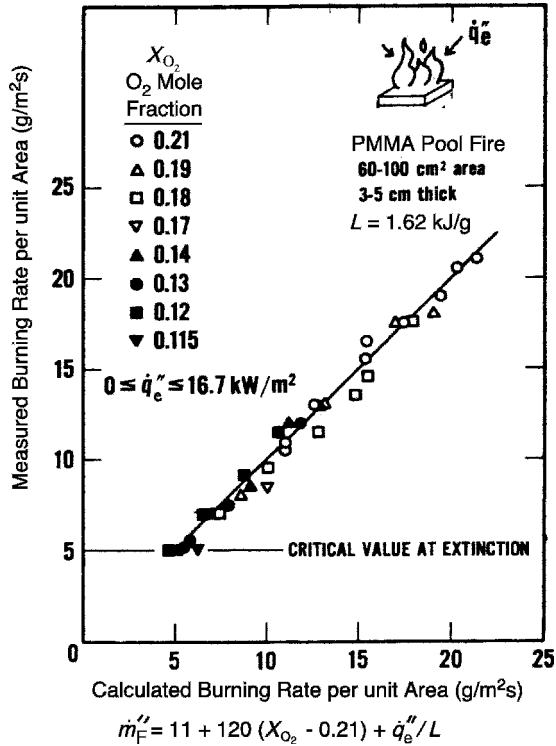


Figura 9.16 Taxas de queima de piscinas para PMMA em função do oxigênio e da radiação externa [18]

a cinética fornece uma temperatura de superfície razoavelmente constante durante a queima; e a queima constante é fácil de alcançar. No entanto, todas as marcas de PMMA não são idênticas e os valores de  $L$  pode variar de 1,6 a 2,8 kJ/g. À medida que os materiais se tornam mais complexos em sua decomposição, as idealizações feitas em nossa teoria não podem ser cumpridas. Especificamente, para materiais carbonizados, a queima constante não é fisicamente possível. No entanto, desde que definamos 'propriedades' consistentes para a teoria de queima constante, ela pode produzir taxas de queima válidas médias racionais até mesmo para materiais carbonizados. A natureza aproximada dessa abordagem de modelagem estável deve sempre ser mantida em mente e usada adequadamente.

Já mencionamos que os dados práticos em condições de incêndio são comumente apresentados em termos de perda de massa do pacote de combustível (ie Equações (9.3), (9.4) e (9.6)). Efetivamente, isso significa que para combustíveis em cenários de incêndio natural, como móveis, compósitos, commodities plásticas, etc., devemos interpretar a teoria da queima constante da seguinte maneira:

1.  $L$  e  $h_c$  são ambos baseados na perda de massa, ou seja, kJ/g de perda de massa.

2.  $S_F$  é tomado como unidade.

3.  $h_c$  é avaliada assumindo que  $h_c = r, 13$  kJ = g O usado.

4.  $X_r$ , a fração radiativa, depende do tamanho da chama e pode aumentar e diminuir com o diâmetro do fogo. Pode variar de 0,10 a 0,60.

5. As propriedades do fluido podem ser consideradas como as do ar com ou sem atenção aos efeitos da temperatura. Por causa da grande faixa de temperatura encontrada na combustão, os verdadeiros efeitos das propriedades com a temperatura raramente são levados em conta perfeitamente. No entanto, de acordo com as práticas padrão de transferência de calor de adoção de propriedades na temperatura do filme, o seguinte é recomendado:

Ar a 1000°C:

$$\begin{aligned} \rho &= 0,26 \text{ kg/m}^3 \\ c_p &= 1,2 \text{ kJ/kg K} \\ k &= 0,081 \text{ W/mK} \\ \nu &= 1,8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s} \\ \text{Pr} &= 0,70 \end{aligned}$$

## 9.7 Supressão e Extinção de Queimadas

A Equação (9.73) oferece uma base para abordar os efeitos das variáveis na redução da taxa de queima. Já vimos na Figura 9.16 que a redução do oxigênio pode reduzir a taxa de queima e levar a um valor de extinção, ou seja, cerca de 5 g/m<sup>2</sup>s para PMMA. Além disso, a correlação mostra que se o fluxo de massa crítica é realmente constante, então existe uma relação entre a concentração de oxigênio %X<sub>O<sub>2</sub></sub>

e o fluxo de calor externo q<sub>0</sub> e no extinção. Quanto mais alto q<sub>0</sub>, quanto mais baixo X<sub>O<sub>2</sub></sub> pode ser antes que a extinção ocorra. Por q<sub>0</sub> ≠ 0, o valor de extinção para X<sub>O<sub>2</sub></sub> pela correlação na Figura 9.16 é 0,16 ou 16%. Observe que a temperatura ambiente T<sub>1</sub> foi cerca de 25°C nestes experimentos.

### 9.7.1 Fatores químicos e físicos

Tentaremos generalizar esses efeitos para supressão e adotaremos um critério de temperatura para a extinção de uma chama de difusão. Claramente na extinção, os efeitos da cinética química tornam-se importantes e a reação 'apaga'. As perdas de calor para a dinâmica química específica da reação tornam-se muito grandes. Isso pode ser explicado qualitativamente em termos da Equação (9.12):

$$\frac{t_{química}}{\text{Diferença}}, \frac{\%R_{química}^2}{RT} \tag{9.74}$$

onde os parâmetros adimensionais são os seguintes:

1. Número de Reynolds Químicos,

$$Re_{química} = \frac{\rho_{química} v_{química}}{\mu_{química}} = \frac{\rho_{química} A v_{química}}{\mu_{química}}$$

Onde  $\#_{química}$  é uma escala de comprimento de reação, não muito diferente da largura de reação de uma chama pré-misturada.

## 2. Parâmetro de taxa de reação adimensional

$$R_T \# \frac{E}{RT} e^{E/RT}$$

## 3. Número Prandtl, $Pr \# \& = \$$ .

A extinção torna-se provável à medida que  $t_{química} = t_{Diferença}$  torna-se grande, ou  $R_t$  é pequeno ou  $R_{química}$  é grande.

Fornecer  $v_c$  não é tão alto e  $U_{MA}$  (o coeficiente pré-exponencial, dependente de  $S_{F_2O}$  e  $S_{O_2;1}$ ) está na faixa normal para combustíveis à base de hidrocarbonetos não retardados, o principal fator que controla os tempos relativos é  $R_t$ . A regra empírica para as condições limite para alcançar a propagação de chamas pré-misturadas é para  $T, 1300 + C$  pelo menos. Em temperaturas mais baixas,  $t_{química}$  torna-se muito grande em relação a  $t_{Diferença}$  (ou  $t_{misturar}$ ) e a velocidade da reação é muito lenta. Isso ocorre porque a perda de calor local domina para a reação lenta e a retarda ainda mais à medida que  $T$  gotas, causando uma espiral descendente em cascata em direção à extinção.

Por outro lado, um alto valor de  $v_c$  alcançará o mesmo resultado. Isso pode ser referido como um efeito de 'esticar a chama', geralmente expresso como um gradiente de velocidade, por exemplo,  $v_c = \#$  para uma camada limite. Soprar uma chama é representativo desse efeito – também serve para separar o combustível do oxigênio por esse gradiente de velocidade através da folha de chama. Para condições de fogo natural, o estiramento da chama é relativamente pequeno em comparação com os combustores comerciais. No entanto, o estiramento da chama ainda pode ser um fator em incêndios turbulentos, servindo para extinguir localmente a folha de chama convoluta em regiões de alto cisalhamento. No entanto, o caráter flutuante das espécies e os campos de temperatura em chamas turbulentas desempenham um papel mais complexo do que o descrito apenas pelo estiramento da chama.

Além disso, os efeitos dos retardadores de fase gasosa podem alterar tanto  $U_{MA}$  e  $E_{Se}$ . Se  $E$  é aumentado, nosso critério de temperatura crítica para extinção deve ser aumentado para manter efetivamente uma constância crítica para  $E = T$ . Esses efeitos químicos são complexos e específicos, e não poderemos quantificá-los adequadamente. Basta lembrar que tanto a velocidade (estiramento da chama) quanto a química (cinética retardadora) podem afetar a extinção. Examinaremos apenas o critério de extinção de temperatura.

## 9.7.2 Supressão por água e diluentes

Como a água é usada como agente extintor comum, ela será incluída explicitamente em nossa análise de supressão. Outros efeitos de agentes físicos (que não atuam quimicamente) também podem ser incluídos em qualquer grau que se deseje. Abordaremos apenas a água. Assumimos que a água atua de duas maneiras:

1. As gotas são evaporadas na chama.
2. As gotas são evaporadas na superfície.

A adição de vapor de água não é abordada. Teríamos que considerar especificamente as equações de conservação de espécies para pelo menos os produtos  $CO_2$  e  $H_2O$ . Somente água que é

evaporada é considerada, percebendo que muita água pode ser colocada no fogo, mas apenas uma fração encontra sua marca. Para considerar o efeito da evaporação da chama (1), a equação de energia (Equação (9.23)) deve conter a perda de energia da fase gasosa devido à evaporação das gotas de água. A taxa líquida de liberação de energia na fase gasosa é

$$Q_{\text{gas}} = \dot{m}_F h_c X_r + \dot{m}_F h_c m_c e_{uc} \quad (9.75)$$

onde consideramos a perda de radiação pela fração de radiação da chama  $X_r$  e a perda de energia da água  $m_c e_{uc}$ , a taxa de água evaporada por unidade de volume na chama, e  $e_{uc}$ , o calor de gaseificação da água. Nós levamos  $e_{uc} = h_{fg} + c_p (T_1 - T_2) = 2.6 \text{ kJ/g}$  para água. É claro que a determinação de  $m_c$  não é fácil, mas experimentos bem controlados ou modelos CFD (computer fluid dynamic) têm o potencial de desenvolver essas informações. Por enquanto, simplesmente representamos a perda de calor da água na chama como uma fração  $X_{w,f}$  da energia da chama,

$$Q_{\text{gas}} = \dot{m}_F X_r h_c + \dot{m}_F m_c e_{uc} \quad (9.76)$$

A partir do efeito de evaporação superficial (2), reformulamos o balanço de energia superficial (Equação (9.26e)) já que o calor transferido (líquido) deve ser usado para evaporar o combustível e a água na superfície,

$$s = 0; \quad k \frac{dT}{dy} = \dot{m}_F L + \dot{m}_F h_w \quad (9.77)$$

Na generalização que leva à Equação (9.73), podemos escrever diretamente

$$\dot{m}_F \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{B}{B_0} \right)$$

Onde

$$B = \frac{S_{O_2} (1 - X_r) X_{w,f} h_c + r c_p (T_1 - T_2)}{e_{uc}} \quad (9.78)$$

e

$$e_{uc} = \frac{q_{\text{rad}} (T_4 - T_1) + \dot{m}_c e_{uc}}{\dot{m}_F}$$

Em outras palavras, substituímos  $h_c$  por  $(1 - X_r) X_{w,f} h_c + e_{uc} \dot{m}_c / \dot{m}_F$  em todos os lugares em nossas soluções de camada estagnada. A solução para a temperatura da chama torna-se, da Equação (9.56),

$$c_p (T_f - T_1) + \frac{S_{F,O} (1 - X_r) X_{w,f} h_c + e_{uc} \dot{m}_c}{1 - Y_{F,O} = S_{O_2}} (T_1 - T_2) \quad (9.79)$$

Essas equações nos dão os meios para estimar os efeitos físicos pela redução de oxigênio ou adição de água na supressão. A equação para a temperatura da chama com um valor crítico selecionado como 1300°C fornece uma base para estabelecer condições de extinção.

Exemplo 9.2 Estime a fração de massa de oxigênio ambiente crítica necessária para a extinção do PMMA. Nenhuma radiação externa ou água é adicionada e  $T_1 = 25^\circ\text{C}$ . Calcule o fluxo de queima de massa apenas na extinção assumindo  $h_c = 8\text{ W/m}^2\text{K}$ . Para PMMA, use um valor de  $E_u = 1.6\text{ kJ/g}$ ,  $h_c = 25\text{ kJ/g}$  e  $T_v = 360^\circ\text{C}$ .

Solução Na extinção, esperamos que a chama seja pequena, então vamos supor que não há fluxo de calor radiativo da chama e  $X_r = 0$ . Esta não é uma aproximação ruim, pois a fuligem próxima à extinção é reduzida e uma chama azul é comum. Para PMMA,  $S_{F,O} = 1$ . Substituindo valores na Equação (9.79), obtemos (aproximando  $e_u = 1.6$ )

$$B_{O_2,1} = \frac{1.6 \times 1 + 25 \times 1}{1 \times 1300 + 1 \times 360} = \frac{26.6}{1660} = 0.016$$

ou

$$X_{O_2,1} = \frac{0.132 \times 1300 + 0.12 \times 360}{0.132 \times 1300 + 0.12 \times 360 + 0.016 \times 1660} = 0.16$$

Este valor molar se compara a 0,16 para correlação dos dados na Figura 9.16. Isso decorre da correlação no fluxo externo zero e para o fluxo de massa crítica na extinção, 5 g/m<sup>2</sup>s.

A taxa de queima é encontrada a partir de nossa equação geral básica (Equação (9.78)), onde

$$B_{O_2,1} = \frac{S_{F,O} \cdot h_c \cdot (T_c - T_1)}{e_u} = \frac{1 \cdot 25 \cdot (360 - 25)}{1.6} = 0.821$$

Então

$$m = \frac{h_c \cdot B_{O_2,1}}{C_p} = \frac{8 \cdot 0.821}{1.2} = 5.4\text{ g/m}^2\text{s}$$

em extinção

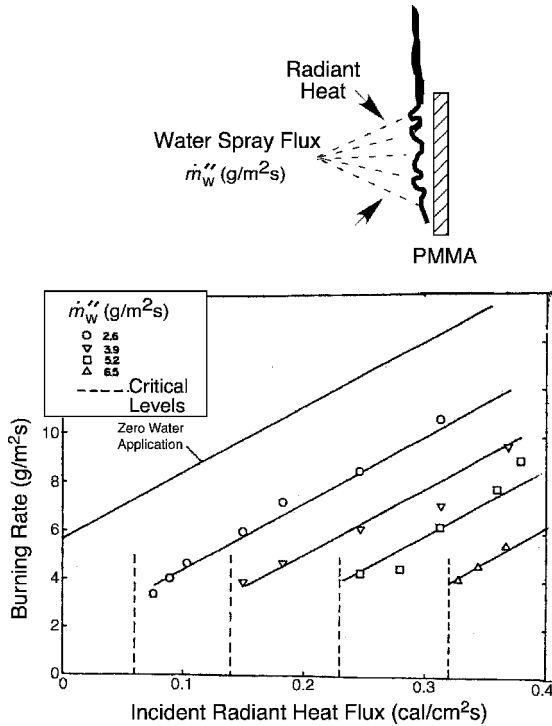


Figura 9.17 Taxa de queima de placas verticais de PMMA versus fluxo radiante externo para várias taxas de aplicação de água [19]

Isso se compara a 5 g/m<sup>2</sup>s da Figura 9.16.

O efeito de um spray de água na queima de uma laje vertical de PMMA foi investigado por Magee e Reitz [19]. Seus resultados mostram um comportamento linear da taxa de queima com aquecimento radiante externo e da taxa de água aplicada por unidade de área de superfície de PMMA conforme mostrado na Figura 9.17. Assumindo a queima constante, que foi buscada nos experimentos, podemos aplicar as Equações (9.78) e (9.79). Assumimos o seguinte:

$$X_r \neq 0$$

$$X_w; f \neq 0$$

por simplicidade, uma vez que não temos informações sobre essas quantidades. No entanto, para uma chama de parede, esperamos que sejam pequenas. Pela Equação (9.78) podemos escrever

$$\dot{m}''_{w,cr} = \frac{h_c}{C_p} \frac{\dot{m}''_{c,cr}}{1 - \epsilon_{c,p}} \frac{S_{O_2}}{r} \frac{1}{c_p(T_v - T_1)} \quad (9,80)$$

e da Equação (9.79) substituindo por  $m_{F,O} = \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}}$ ,

$$\frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1 = \frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1$$

ou

$$\frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1 = \frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1$$

Com  $T_1 = 1300 + C$ ,  $T_2 = 25 + C$  e  $S_{F,O} = 1$ , temos duas equações em duas incógnitas:

$m_{F,O}$  e  $C$  para as condições de extinção. No entanto, sob apenas a supressão da queima

taxa, a Equação (9.80) se aplica, dando um resultado quase linear em termos de  $m_{F,O}$  e  $C$  assim como

$S_{O_2,1}$ . A não linearidade do efeito de bloqueio pode ser ignorada como primeira aproximação, e os resultados experimentais podem ser compatíveis com esta teoria. Ao subtrair a Equação (9.81a) da Equação (9.80), expressamos o fluxo de perda de massa crítica como

$$\frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1 = \frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1 \quad (9.81b)$$

Ignorando o fator de bloqueio que isso dá, por  $h_c = 8W = m_2 K$ ,

$$\frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1 = \frac{m_{F,O} S_{F,O} h_c}{c_p T_1} + \frac{rY_{F,O}}{S_{O_2,1}} c_p T_1$$

$$m_{F,O} = 17.51$$

$$m_{F,O} = 1.56 \text{ g/m}^2\text{s}$$

Para que esse resultado corresponda aos dados de Magee e Reitz [19] de cerca de 4 g/m<sup>2</sup>s em extinção requer um valor para  $h_c$  de cerca de 16-20 W/m<sup>2</sup>K – uma seleção razoável sobre a estimativa original de 8.

A vazão crítica de água necessária para a extinção também pode ser encontrada. Para combinar os dados de forma mais adequada, selecione 5,7 g/m<sup>2</sup>s para  $m_{F,O}$  correspondente a  $m_{F,O} = 1.56$  g/m<sup>2</sup>s da Figura 9.17. Isso requer que o fluxo total de calor na superfície da rede de chama seja, por EU # 1:6 kJ=g,

$$q_{F,O} = 5.7 \text{ g/m}^2\text{s} \times 1.6 \text{ kJ/g} = 9.12 \text{ kW/m}^2$$

Portanto, se este fluxo de calor da chama não mudar sensivelmente, razoável para uma superfície vertical, da Equação (9.80)

$$m_{w,cr} = \frac{q_{f,net} \cdot m_{00}^{00}}{q_e} \cdot \text{Feu}$$

ou

$$m_{w,cr} = \frac{9,12 \cdot q_{0e} \cdot 1,56 \cdot g = m_{2s} \cdot 1,6 \cdot kJ = g}{2,6 \cdot kJ = g}$$

$$\# 0,38 \cdot q_{0e} \cdot 2,55$$

Assim, em uma aplicação de água de 5,2 g/m<sup>2</sup>s (0,0076 gpm/pé<sup>2</sup>), o fluxo externo crítico (mínimo) para permitir que a chama sobreviva é

$$q_{0e} = \frac{5,2 \cdot 2,55}{0,38} \cdot \# 7,0 \text{ kW} = m^2$$

Isso é aproximadamente 0,23 cal/cm<sup>2</sup>s ou 9,6 kW/m<sup>2</sup>, sugerido a partir dos dados de Magee e Reitz. Isso demonstra que a teoria faz bem em representar a extinção. Deve-se notar também que a faixa de fluxo de água para extinção é aproximadamente 10 a 100 vezes menor do que o exigido pelas especificações comuns de projeto de sprinklers. As taxas de aplicação Magee são de cerca de 0,005 gpm/ft<sup>2</sup> enquanto as densidades de aspersores prescritos comuns variam de 0,05 gpm/ft<sup>2</sup> (leve) a 0,5 gpm/pé<sup>2</sup> (extremamente perigoso).

## 9.8 A taxa de queima de materiais complexos

A taxa de queima de materiais e produtos comuns em incêndio só pode ser estabelecida de forma específica e precisa por meio de medição. As estimativas de várias fontes estão listadas na Tabela 9.4. Além disso, os calorímetros de consumo de oxigênio são usados para medir diretamente a taxa de liberação de energia de pacotes de combustível complexos. Na maioria dos casos, os resultados são uma combinação de efeitos: ignição, propagação e taxa de queima.

Tabela 9.4 Estimativas de taxas de queima para vários sistemas de combustível [20]

		g/s
Recipientes de lixo	(tamanho do escritório)	2-6
Recipientes de lixo	(alto industrial)	4-12
Cadeiras estofadas		10-50
(individuais) Sofás estofados		30-80
Camas/colchões		40-120
armário, residencial		- 40
quarto, residencial		- 130
cozinha, residencial		- 180
casa, residencial		- 40104



A queima de madeira e materiais carbonizados não são constantes, como retratamos em nossa teoria até agora. A Figura 9.4 mostra tal comportamento de queima em que

$$m_{\text{pico}} = \frac{1}{t} \quad \text{\%té hora\&}$$

à medida que os efeitos de carbonização se tornam importantes. No entanto, a queima média ou de pico sob condições de chama foi descrita para madeira simplesmente por

$$\overline{m_{\text{madeira}}} = CcD \quad \text{\%9:82\&}$$

Onde foi encontrado empiricamente para ser sobre 1,3 vezes o diâmetro ou equivalente dimensão da espessura de uma vara. Este resultado é empírico com  $Cc = 0,88 \text{ mg} = \text{cm}^{-1,55}$  para pinho de açúcar e  $1,03 \text{ mg}/\text{cm}^{1,55}$  para o pinheiro Ponderosa [21]. Mesmo um  $Cc$  de 1,3 foi encontrado para manter alta densidade ( $0,34 \text{ g} = \text{cm}^3$ ) espuma rígida de poliuretano [22].

Embora a Equação (9.82) pareça valer para uma única vara, não é necessariamente o caso. Estes materiais carbonizados com um efeito  $B$  de aproximadamente  $0,233 \times 12 = 6,046$  não pode sustentar facilmente a chama sem um fluxo de calor externo. Em sistemas de combustível de madeira, isso é feito pelo arranjo de toras em uma lareira, o feedback térmico em fogos de sala ou em arranjos de móveis/paletes, conhecidos como 'berços'. Um berço de madeira é um conjunto ordenado de varas de madeira de tamanho igual em camadas igualmente espaçadas. As varas na madeira queimam de acordo com a Equação (9.82) e a área de superfície exposta da vara  $U_{MA}$  pelo fluxo de calor criado dentro do berço pela combustão incompleta do combustível pirolisado em um berço de baixa porosidade. A temperatura média do gás no berço está relacionada à vazão mássica de ar para este último caso de ventilação limitada. Nesse caso, a taxa de perda de massa em chamas no pico médio do berço foi experimentalmente proporcional a

$$m_{\text{ar}} = \frac{p}{U_{MA} \cdot H}$$

Onde

$H$  = altura do berço

$U_{MA}$  = área da seção transversal dos eixos verticais do berço

Assim, verifica-se que a taxa de queima média no tempo pode ser representada por

$$\frac{\overline{m_{\text{berço}}}}{CcD} = f \frac{p}{C \cdot D} = f \frac{p}{C \cdot D} = f \frac{p}{C \cdot D} \quad \text{\%9:83\&}$$

Onde  $s$  é o espaçamento entre as varetas. Isso é mostrado na Figura 9.18 pela correlação estabelecida por Heskestad [23] e comparada com dados de laboratório obtidos por alunos em uma aula na Universidade de Maryland [24]. Observe que, para um berço alto, sua altura pode ser um fator de acordo com a teoria, mas não está incluída na correlação.

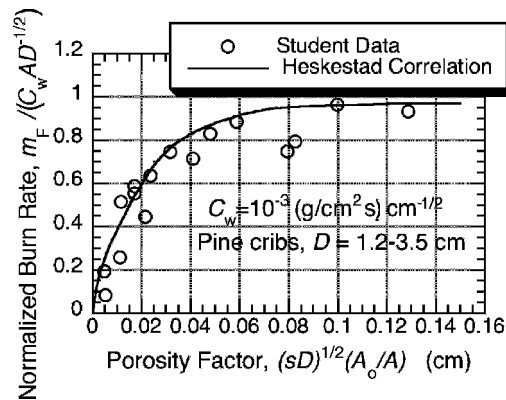


Figura 9.18 Correlação da taxa de queima para berços de madeira de acordo com Heskestad [23] com dados de alunos [24]

## 9.9 Alternativa de Volume de Controle para a Teoria da Queima Difusa

Este capítulo começou discutindo a queima constante de líquidos e depois estendeu essa teoria para condições mais complexas. Como uma abordagem alternativa ao modelo de camada estagnada, podemos considerar o caso mais complexo desde o início. Os fenômenos físicos e químicos são delineados em termos macroscópicos e representados em matemática detalhada, mas relativamente simples – matemática que pode fornecer soluções algébricas para o problema mais geral.

A abordagem é formular todo o problema de queima usando leis de conservação para um volume de controle. A fase condensada utilizará volumes de controle que se movem com a frente de vaporização. Esta frente é a superfície de um líquido ou sólido regredindo sem carbonização, ou é a frente carbonizada que se estende até o material virgem. A espessura original, eu, não muda. Enquanto a fase condensada é instável, a fase gasosa, por causa de sua densidade mais baixa, é estável ou quase permanente, pois sua solução estável se ajusta à entrada instantânea da fase condensada.

A fase condensada (sólida ou líquida) é considerada como uma fase geral que irá vaporizar para um combustível gasoso com uma fração de massa  $S_{F,O}$ , e possivelmente pode formar char com propriedades designadas por  $\%c$ . As propriedades do combustível virgem são designadas sem qualquer índice.

A água é considerada e é pulverizada no sistema, algumas atingindo a superfície ( $1-X_c$ ) e alguns sendo evaporados na chama ( $X_c$  = fração de água evaporada na chama). O spray de água considerado é aquele que é totalmente evaporado na chama ou na superfície. Claro que, na realidade, alguma água aplicada nunca chega ao combustível, e isso deve ser considerado um fator de eficiência. Portanto, a água considerada é aquela que contribui completamente para a supressão. A água é aplicada por unidade de área da superfície da fase condensada e assume-se que não afeta a vazão do combustível gasoso da superfície. Qualquer efeito de bloqueio da água, ou qualquer outro agente extintor que possa ser considerado, é um efeito ignorado aqui, mas pode ser incluído em geral. Este efeito

deve ser considerado para agentes que atuam bloqueando a superfície, bem como absorvendo energia.

As relações de volume de controle que são consideradas são baseadas em uma superfície de volume de controle móvel com velocidade,  $W$ , enquanto a velocidade média é  $v$ . A conservação da massa é dada como

$$\frac{d}{dt} \int_{cv} \rho dV + \int_{CS} \rho v_n dA = 0 \tag{9.84}$$

A conservação das espécies é

$$\frac{d}{dt} \int_{cv} \rho Y_{eu} dV + \int_{CS} \rho Y_{eu} v_n dA = \dot{m}_{eu} \tag{9.85}$$

Onde  $S_{eu}$  é a fração de massa das espécies  $e_u$  e  $\dot{m}_{eu}$  é a taxa de consumo de combustível por unidade volume e  $\nu_{eu}$  é o coeficiente estequiométrico para a espécie  $e_u$  por unidade de massa de combustível reagiu. A conservação de energia é baseada na entalpia sensível por unidade de massa do meio,  $h$ , com base na Equação (3.40):

$$\frac{d}{dt} \int_{cv} \rho h dV + \int_{CS} \rho h v_n dA - \dot{q} = \dot{m} \tag{9.86}$$

onde o termo de pressão é desprezado a seguir, uma vez que a pressão é constante, exceto por pequenas variações hidrostáticas, tanto na fase condensada quanto na fase gasosa. A unidade normal,  $n$ , é tomado como positivo na direção para fora da superfície do volume de controle,  $S$ . Portanto, o último termo da Equação (9.86) é o calor líquido adicionado ao volume de controle.

A geometria específica do problema é ilustrada na Figura 9.19. O freestream é designado por  $\infty_1$  e a face posterior por  $\infty_0$ . A frente de char, ou regressão de superfície se não houver char, a velocidade é dada por  $d\# = c \cdot dt$ . Primeiro vamos considerar a fase condensada e três volumes de controle: o carvão, a superfície interfacial vaporizante e o material virgem. Serão utilizadas duas variações do volume de controle do material virgem: uma onde o processo é constante dentro do material e não há influência da face posterior (térmica espessa) e outra onde a face posterior influencia (térmica fina). Um volume de controle separado será considerado para a água na qual a água líquida chega ao volume de controle e é convertida em vapor no ponto de ebulição da água,  $T_b$ . Supõe-se que a água evapore

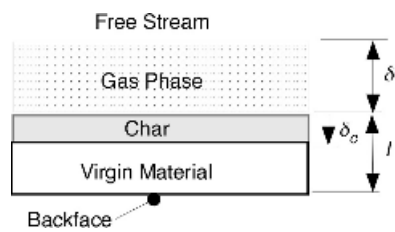


Figura 9.19 Configuração geral de fase gasosa e fase sólida

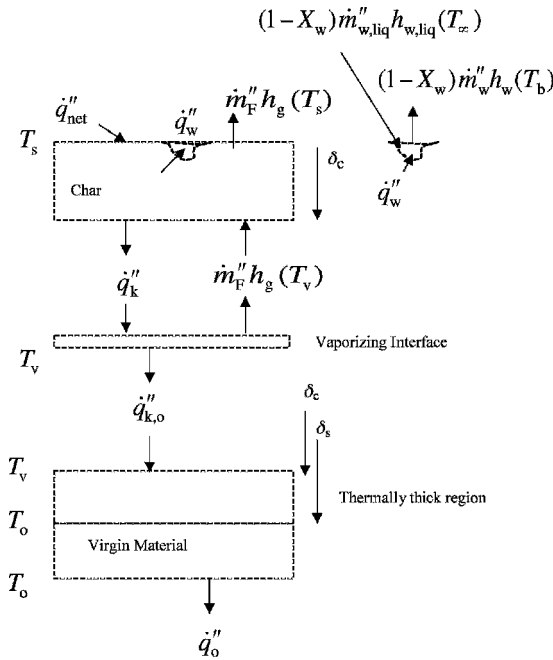


Figura 9.20 Volumes de controle selecionados na fase condensada

em um processo constante. Finalmente, será considerado um volume de controle para a fase gasosa cuja espessura é representativa de uma camada limite constante ou zona de chama.

### 9.9.1 Fase condensada

Os volumes de controle para a fase condensada são mostrados na Figura 9.20. Os volumes de controle são selecionados para incluir a água evaporada na superfície que é representada como uma região, mas é assumida uniformemente distribuída sobre a superfície. A área de superfície é realmente um diferencial, uma área pequena. O volume de controle de char contém apenas o char em uma densidade constante,  $\rho_c$ . Da mesma forma, o material virgem tem uma densidade constante,  $\rho_s$ . O volume de controle interfacial tem volume zero, e assume-se que a transição da fase condensada para o combustível gasoso (e carvão) ocorre rapidamente nesta pequena região. É geralmente encontrado que para condições de alto fluxo de calor em incêndio, esta é uma boa suposição, mas reconhece-se que este processo é distribuído por uma região. No sólido virgem, existem dois volumes de controle alternativos: (a) toda a região, que inclui o efeito da face posterior, podendo representar um sólido termicamente fino, ou (b) a região limitada por  $x = x_s$ , que se movem com a mesma velocidade  $dx_s/dt = v$ . O material dentro deste volume é fixo e inalterado com o tempo, desde que  $x_s$  não atinge a face posterior. Desde que esta condição seja atendida, o sólido pode ser considerado praticamente infinito. A hora em que esta condição é satisfeita é cumprida quando  $x_s = \sqrt{4\alpha t}$ , onde  $\alpha$  é a difusividade térmica. Deve-se notar que as superfícies coincidentes com  $x = x_s$  estão movendo superfícies de controle com  $dx_s/dt = v$ . Onde  $v$  é



Conservação de energia no sólido virgem para condições estáveis e termicamente espessas

$$\rho_s \frac{dT_s}{dt} = \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt}$$

Neste caso, não há transferência de calor em:

$$\frac{dZ_s}{dt} = \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt} = \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt} \quad (9.93)$$

Combinando com a Equação (9.92) e definindo a fração char,  $X_c = \rho_c = \rho_d$

$$\frac{m_{f,00}}{1-X_c} c_p (T_s - T_o) + q_{f,r} = 0$$

Onde  $c_p$  é o calor específico do sólido.

As equações acima são combinadas para formar a condição para a taxa de queima na superfície,  $s = 0$ . Isso se torna uma condição limite para a fase gasosa onde a combustão está ocorrendo. Isso é feito melhor adicionando as Equações (9,87), (9,88), (9,90) e (9,91). Ao fazê-lo, surge um agrupamento das entalpias na interface de vaporização que representa a entalpia de vaporização definida em termos de energia por unidade de massa do sólido virgem (por convenção):

$$h_{py} = (1 - X_c) h_g + X_c h_c + h_j \quad (9.94)$$

O resultado final para a taxa de queima pode ser expresso em termos do calor de gaseificação do sólido virgem,  $e_u$ :

$$e_u = (h_{py} - c_p T_o) T_o \quad (9.95)$$

O fluxo líquido de calor na superfície é dado explicitamente como

$$q_{f,r} = q_{f,c} - q_{f,r} = \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt} \quad (9.96)$$

Onde

$Q_{f,c}$  = fluxo de calor por convecção da chama

$Q_{f,r}$  = fluxo de calor radiativo da chama

$Q_{e,r}$  = fluxo de calor radiativo externo

$T_4$  = temperatura da chama

$$\frac{m_{f,00}}{1-X_c} \left( \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt} \right) = \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt} + \rho_s h_c \frac{dX_c}{dt} + \rho_s c_p \frac{dT_s}{dt} \quad (9.97)$$

onde a quantidade no [ ] é zero para o caso sólido estável e termicamente espesso. Se o sólido virgem for espesso o suficiente, ele pode se equilibrar para o estado estacionário, mas o aumento na temperatura da superfície à medida que a camada de carvão engrossa é um efeito instável contínuo. O termo instável envolvendo a entalpia do char não será muito grande, pois a densidade do char é pequena. A diminuição da taxa de queima para o caso de carbonização é aparente, especialmente considerando o aumento da temperatura da superfície ao longo do  $T_p$  para  $T_s$  a redução devido à fração char. Pode-se também ver por que o calor efetivo de gaseificação de materiais carbonizados, medido experimentalmente, em média no tempo (EU) de aparelhos de perda de massa ou calorimetria é maior do que a de sólidos não carbonizados, ou seja,  $L \cdot \rho = 1) X_c \&$ , Equação (9.7).

### 9.9.2 Fase gasosa

O volume de controle na fase gasosa (Figura 9.19) é considerado estacionário, estável e responde rapidamente a quaisquer mudanças transmitidas da fase condensada. Uma parte da água utilizada na supressão é evaporada na chama. A chama tem uma espessura de  $\delta$  dentro da camada limite. Os efeitos cinéticos são importantes nesta região onde ocorre essencialmente toda a combustão. As relações de conservação seguem:

Conservação de massa

$$m_{\text{F}} - m_{\text{O}} = X_{\text{C}} m_{\text{O}} \quad (9.98)$$

enfatizando as contribuições separadas do vapor de água devido à evaporação da chama e da superfície.

Conservação de espécies

A equação química é representada em termos da razão de massa estequiométrica de oxigênio para combustível reagido,  $r$ :

$$1 \text{ g F} + r \text{ g O}_2 \rightarrow \text{g P} \quad (9.99)$$

(Se esta reação estiver em um fluxo turbulento, o excesso de oxidante estará presente devido à 'não mistura' do combustível e do oxigênio no fluxo turbulento. Portanto,  $r$  será efetivamente maior para uma reação turbulenta do que a restrição química molecular.)

Assumindo uma taxa de reação uniforme na chama, obtemos:

$$\text{Combustível: } S_{\text{F}} = m_{\text{O}} \cdot r \quad (9.100)$$

$$\text{Oxigênio: } S_{\text{O}_2} = m_{\text{O}} \cdot r \quad (9.101)$$

Cinética

A cinética de Arrhenius se aplica e estes são representados como

$$m_{\text{F}} = A \exp(-E/RT) \quad (9.102)$$

A espessura da zona de chama pode ser estimada de maneira semelhante à utilizada para a chama pré-misturada. Um volume de controle é selecionado entre a superfície da fase condensada e o ponto imediatamente antes da zona de reação. Esta é a 'zona de pré-aquecimento', que é aquecida a  $T_{\text{eu}}$ .

A transferência de calor é recebida nesta zona da chama por condução. O resultado é

$$m_{f,0}(c_p T_s - k T_f) T_{euR} \tag{9.103}$$

A Equação (9.103) pode fornecer uma estimativa para a espessura da chama semelhante à da chama pré-misturada usando a Equação (9.100) e uma estimativa de 3 para a razão de temperatura:

$$\#_{R,} \frac{3kY_{F,o}}{c_{pm,op}} \tag{9.104}$$

Evitaremos a cinética posteriormente na resolução da taxa de queima e da temperatura da chama, mas é importante para entender a extinção. As soluções para a taxa de queima e temperatura da chama são soluções quase estacionárias para a fase gasosa. Onde não existem condições estáveis, ocorre a extinção. A extinção será abordada posteriormente na Seção 9.10.

Conservação de energia

Os produtos saem da chama na temperatura de chama,  $T_f$ , e o vapor de água flui da água evaporada na superfície e da água evaporada na chama. O controle volume exclui as gotas de água na chama que recebem calor,  $q_{f,w}$ , da chama volume de controle. Conforme calculado na Equação (9.88) para a fração de água evaporada agora na chama,

$$q_{f,w} X_{cm,chw,g} T_b + X_{cm,0} c_{hc} T_f \tag{9.105}$$

O balanço de energia para o volume de controle da chama é dado como

$$m_{f,0}(c_p T_1) X_{cm,cc} + (m_{f,p} c_p T_f) X_{cm,cc} T_b + q_{f,w} X_{r,m,00} \#_{R!} h_c \tag{9.106}$$

ou

$$m_{f,0}(c_p T_1) m_{f,0} c_p T_b + m_{f,0} c_p T_f \#_{R!} h_c + q_{f,w} X_{cm,cc} \tag{9.106}$$

Neste caso, toda a perda de radiação da chama é contabilizada por  $X_r$ , incluindo o recebido pela superfície da fase condensada. Portanto, o fluxo de calor da radiação da chama não aparece aqui.

A equação (9.106) pode ser modificada eliminando todos os termos de massa em favor do termo de taxa de queima (fluxo). Isto dá

$$m_{f,0}(c_p T_f) T_1 + c_p T_s T_1 + \frac{rY_{F,o} c_p}{S_{boi;1}} (T_f - T_1) + \frac{m_{f,0}}{m_{f,0}} (c_p T_f) T_1 + \#_{R!} h_c \tag{9.107}$$



Esta equação junto com a Equação (9.97) nos permite eliminar o fluxo de calor convectivo da chama para desenvolver uma equação para a temperatura da chama. Esta equação ainda conterá a taxa de queima em termos de calor efetivo de gaseificação,  $e_{um}$ . A partir da Equação (9.97), definimos  $e_{um}$  como o calor de gaseificação 'modificado' pelo seguinte:

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) &= \frac{1}{m_{F0}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right) \\
 &= \frac{1}{m_{F0}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right) \\
 &= \frac{1}{m_{F0}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right) \\
 &= \frac{1}{m_{F0}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{9.108}$$

Isso mostra que esse calor de gaseificação modificado inclui todos os efeitos que aumentam ou reduzem a taxa de perda de massa. Lembre-se de que o termo no [ ] se torna zero se o sólido for termicamente espesso e o sólido virgem se equilibrar no estado estacionário. Equacionar as equações (9.107) e (9.108) fornece uma equação para a temperatura da chama:

$$\begin{aligned}
 c_p (T_f - T_1) &= \frac{1}{1 - Y_{F,o} S_{boi}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right) \\
 &= \frac{1}{1 - Y_{F,o} S_{boi}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right) \\
 &= \frac{1}{1 - Y_{F,o} S_{boi}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right) \\
 &= \frac{1}{1 - Y_{F,o} S_{boi}} \left( \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{9.109}$$

Isso reduz exatamente ao problema de difusão pura unidimensional da camada estagnada (Equação (9.56)).

Na solução de camada estagnada, a contabilização da água evaporada na chama e da perda de radiação teria modificado a equação de energia conforme (Equação (9.23)).

$$\begin{aligned}
 c_p m_0 \left( \frac{dT}{dy} \right) &= k \frac{d^2T}{dy^2} - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \\
 &= k \frac{d^2T}{dy^2} - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \\
 &= k \frac{d^2T}{dy^2} - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right) \\
 &= k \frac{d^2T}{dy^2} - \dot{m}_0 \left( \frac{e_{uo}}{X_c} \right)
 \end{aligned} \tag{9.110}$$

O termo entre parênteses pode ser considerado como um calor de combustão equivalente para o problema mais completo. Se este efeito for seguido na solução da camada estagnada das equações diferenciais ordinárias com a condição de contorno mais completa dada por

Equação (9.108), então o número se tornaria

$$B \# \frac{S_{boil} \rho_c \ln \left( \frac{m_{c,0}}{m_{c,\infty}} \right) \frac{h_c}{C_p} (T_s - T_{\infty})}{e u_m} \quad (9.111)$$

A taxa de queima é então dada como

$$m_{c,0} = \frac{h_c}{C_p} \ln \left( \frac{m_{c,0}}{m_{c,\infty}} \right) B \quad (9.112a)$$

ou

$$\frac{m_{c,0}}{h_c} \left( \frac{h_c}{k} \frac{1}{e} - 1 \right) B \quad (9.112b)$$

e

$$\frac{m_{c,0}}{k} \left( \frac{h_c}{k} \frac{1}{e} - 1 \right) B \quad (9.112c)$$

Alternativamente, na Equação (9.108), o fluxo de calor convectivo pode ser aproximado como

$$q_c \# h_c (T_s - T_{\infty}) \quad (9.113)$$

e obtemos um resultado aproximado para a taxa de queima usando a Equação (9.109). Em resumo, as Equações (9.111) e (9.112) representam uma solução mais completa para a taxa de queima, e a Equação (9.109) fornece a temperatura de chama correspondente.

## 9.10 Considerações Gerais para Extinção Baseada em Cinética

Vamos reconsiderar o critério de temperatura crítica de chama para extinção. Williams [25], em uma revisão sobre extinção de chama, relata as temperaturas teóricas de chama adiabática para diferentes combustíveis em experimentos de chama de difusão em contrafluxo. Essas temperaturas diminuíram com a taxa de deformação ( $\dot{x}$ ), e variou de 1700 a 2300 K. No entanto, as temperaturas experimentais medidas na literatura tendiam a ser muito mais baixas (por exemplo, Williams [25] relata 1650 K para metano, 1880 K para iso-octano e 1500 K para metilmetacrilato e heptano). Ele conclui que 1500 . 50 K pode representar uma temperatura aproximada de extinção para 'muitos combustíveis carbono-hidrogênio-oxigênio queimando em misturas de oxigênio-nitrogênio sem inibidores químicos'.

Macek [27] examinou os limites de inflamabilidade para sistemas ar-combustível pré-misturados e pequenas chamas de difusão sob condições de convecção natural e calculou a temperatura de equilíbrio da chama para esses sistemas de chama. Os dados foram considerados para os alcanos e álcoois em seus limites de inflamabilidade inferiores pré-misturados medidos e em seus

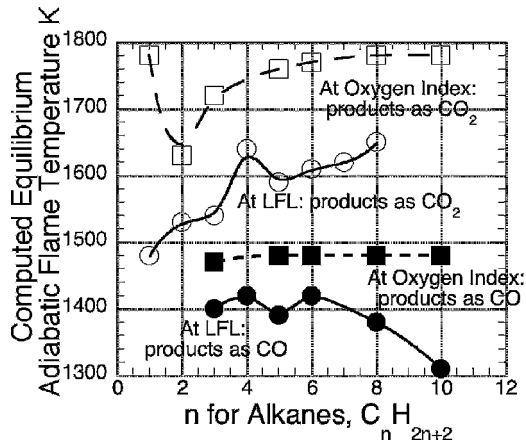


Figura 9.21 Temperaturas de chama adiabáticas na extinção para chamas pré-misturadas e de difusão (de Macek [26])

concentração de oxigênio para extinção no método padrão de índice de oxigênio limitante (LOI). O método LOI é um método de teste em pequena escala para chamas de difusão em um arranjo de queimador hemisférico invertido dentro de uma câmara de oxigênio controlado. A Figura 9.21 mostra as temperaturas de chama adiabáticas calculadas nestas condições limite para combustão completa e para a condição extrema alternativa de queima apenas para CO e água. Macek argumenta que a extinção das chamas de difusão deve ocorrer em algum lugar entre os dois limites da estequiometria e, portanto, a implicação é que a temperatura crítica da chama é de cerca de 1600 K, como geralmente sugerido para as chamas pré-misturadas na literatura. Este critério é frequentemente aplicado para chamas pré-misturadas nas quais a temperatura de chama adiabática para calor específico constante segue da Equação (4.55) como

$$C_p T_{\text{max}} = T_1 + \frac{S_F}{\phi} \frac{h_c}{\rho}$$

Eq. 9.114

onde a fração mássica de combustível fornecida é  $S_F$ . A expressão correspondente para uma chama de difusão é mais complicada, como mostra a Equação (9.109). As condições LOI correspondem a, pelo menos, concentrações de combustível quase estequiométricas como características de uma chama de difusão e, portanto, as temperaturas de extinção são mais altas do que as das chamas pré-misturadas LFL na Figura 9.21. O valor de 1600 K parece ser consistente com os resultados da Figura 9.21 e sugere que chamas pré-misturadas podem queimar mais completamente do que chamas de difusão na extinção. Como os processos de transferência de calor não são influenciados pelo sistema ser pré-misturado ou não, a mesma cinética deve ser aplicada a ambas as configurações de chama. As chamas em condições de fogo natural são afetadas por fluxos induzidos pela gravidade que são de velocidade relativamente baixa, com sua estrutura turbulenta inerente. Portanto, como sugerido por Williams [25]; vamos usar  $1300 < T < 1600$  K no seguinte para chamas de difusão. De fato, Roberts e Quince [27] concluíram que 1600 K é um limite aproximado de extinção, pois previram com sucesso a temperatura do líquido necessária para a queima sustentada (fogo-

apontar). Eles igualmente usou a equação de Clausius-Clapeyron junto com esta temperatura crítica da chama.

### 9.10.1 Uma demonstração da semelhança de extinção em chamas pré-misturadas e de difusão

A análise do volume de controle da chama pré-misturada da Seção 4.5.4 pode ser usada em conjunto com a análise aqui na Seção 9.9 para a chama de difusão para relacionar os dois processos. Assumimos que a cinética é a mesma para cada um e dada como na Equação (9.102). Uma vez que estamos interessados na extinção, é razoável supor que a perda de calor da chama seja por radiação de uma chama opticamente fina de coeficiente de absorção, /:

$$q_{\text{rad}} = 4\sigma T_f^4 \quad (9.115)$$

Então, para o caso pré-misturado, seguindo a Equação (4.42),

$$\frac{m_{\text{F},0}}{S_{\text{F},0}} \left( h_c - c_p(T_f - T_0) \right) = \frac{q_{\text{rad}}}{S_{\text{F},0}} \quad (9.116)$$

A equação análoga pode ser derivada para a chama de difusão. Aqui, vamos considerar, por simplicidade, sem aplicação de água e sem carbonização. A perda de calor por chama opticamente fina permite uma expressão explícita para

$$x_{\text{F},0} h_c = 4\sigma T_f^4 \quad (9.117)$$

e metade disso, devido à simetria, é a radiação incidente na superfície da chama,  $q_{\text{rad},0}$ . Daí, de Equações (9.100) e (9.107), segue que

$$\frac{m_{\text{F},0}}{S_{\text{F},0}} \left( h_c - c_p(T_f - T_0) \right) = 1 + \frac{r_{\text{F},0}}{S_{\text{boi},1}} \left( c_p(T_f - T_1) + c_p(T_s - T_1) + q_{\text{rad},0} \right) \quad (9.118)$$

Substituindo o fluxo de calor convectivo da chama da Equação (9.108) para condições estáveis e sem fluxo de calor externo (e sem carvão e água), o análogo da Equação (9.116) segue para a chama de difusão:

$$\frac{m_{\text{F},0}}{S_{\text{F},0}} \left( h_c - c_p(T_f - T_0) \right) = 1 + \frac{r_{\text{F},0}}{S_{\text{boi},1}} \left( c_p(T_f - T_1) + c_p(T_s - T_1) + \frac{2\sigma T_f^4}{\#} \right) \quad (9.119)$$

O lado direito (RHS) das Equações (9.116) e (9.119) representa a perda líquida de calor e o lado esquerdo (LHS) representa o ganho de energia. Os termos de ganho e perda podem ser plotados em função da temperatura da chama para ambas as chamas de difusão e pré-misturadas como diagramas de combustão 'Semenov'. A interseção das curvas de ganho e perda indica uma solução estável, enquanto uma tangência indica extinção.

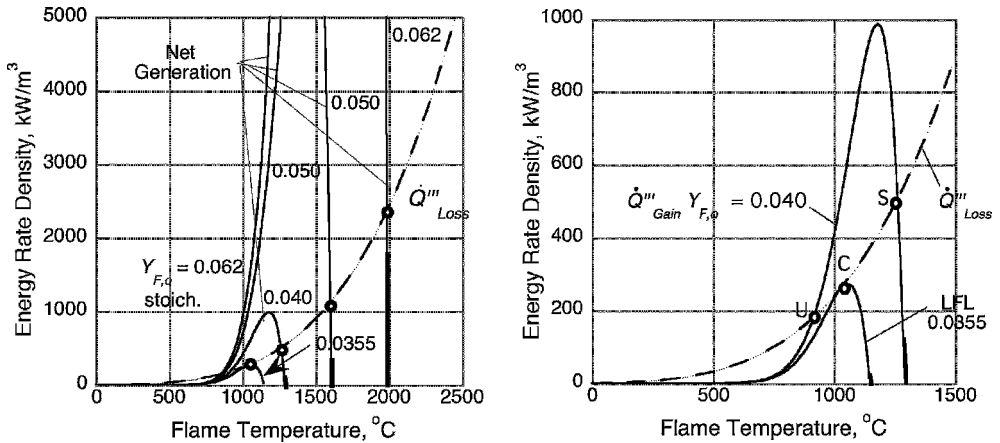


Figura 9.22 (a) Soluções de estado estacionário computadas para pré-misturados-n-propagação do heptano.  
(b) Condição crítica computada (LFL) para propagação de heptano

Para ilustrar esses diagramas de Semenov em termos quantitativos razoáveis, n-heptano foi selecionado com as seguintes propriedades:

$$\begin{aligned} \rho &= 684 \text{ kg/m}^3 \\ r &= 15 \\ T_v &= 98^\circ\text{C} \\ k &= 0.117 \text{ W/mK} \\ E_U &= 0.477 \text{ kJ/g} \\ c_p &= 1.3 \text{ J/gK} \\ \rho_o &= 1.18 \text{ kg/m}^3 \\ T_o &= T_1 = 25^\circ\text{C} \\ E &= R \cdot 19133 \text{ K} \text{ \% da referência } 25^\circ\text{C} \\ UMA &= 1.410108 \text{ g/m}^3 \end{aligned}$$

UMA valor foi selecionado para corresponder ao limite inferior de inflamabilidade de  $S_{FL} = 0.0355$  usando a Equação (4.40). Os resultados calculados são mostrados nas Figuras 9.22 e 9.23. As figuras mostram as soluções de estado estacionário para as temperaturas de chama resultantes. Para propagação pré-misturada, a temperatura calculada em condições estequiométricas de combustível é quase a temperatura de chama adiabática devido à natureza íngreme da curva de ganho. À medida que a concentração de combustível cai, o mesmo acontece com a temperatura da chama. Na Figura 9.22(b), é claramente mostrado que para uma concentração de combustível de 0,035, há uma tangência das curvas de perda e ganho, o que indica uma condição crítica abaixo da qual não há mais uma solução estável. Este é o LFL calculado e concorda bem com o valor experimental. A figura também mostra claramente que, em geral, duas soluções estáveis são possíveis (S e U), mas que a superior é estável (S) e a inferior é instável (U).

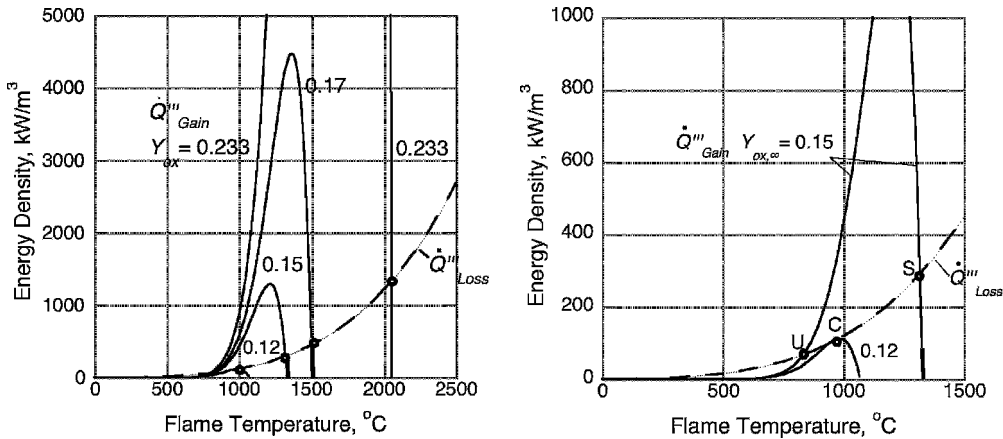


Figura 9.23 (a) Queima constante calculada para n-heptano em função da fração mássica de oxigênio ambiente. (b) Condições críticas na extinção

propagação é de cerca de 1050°C, enquanto a chama adiabática correspondente na abcissa é de cerca de 1150°C. Isso contrasta com o valor de 1300°C comumente assumido e indicado anteriormente. No entanto, deve-se enfatizar que o cálculo é aproximado e está especialmente sujeito ao valor constante para o calor específico usado no cálculo.

Resultados semelhantes são calculados para a chama de difusão sob queima constante de n-heptano líquido. As temperaturas de chama resultantes são dadas nas Figuras 9.23(a) e (b). As taxas de queima correspondentes podem ser determinadas a partir da Equação (9.112). Novamente, em condições de ar ambiente (0,233), a temperatura da chama é semelhante à temperatura adiabática da chama. À medida que a concentração de oxigênio ambiente cai, a temperatura da chama é reduzida até um valor crítico,  $c$ , ou cerca de 950°C. Sua temperatura de chama adiabática correspondente é de cerca de 1100°C. Novamente estes resultados são aproximados. No entanto, eles mostram que as temperaturas críticas para extinção de chamas pré-misturadas e de difusão são semelhantes aqui para o heptano. Assim, o valor crítico empírico de cerca de 1300°C é confiável.

## 9.11 Pedidos de Extinção por Queima Difusa

Examinemos os 1300°C como condição de extinção de chama na queima difusa para ver como essas condições críticas dependem do oxigênio e da radiação externa. Afinal, esses dois parâmetros – oxigênio e radiação – são as duas variáveis significativas que fazem a maioria dos sólidos queimar. Vamos olhar para alguns dados para ancorar esta aplicação.

Tewarson e Pion [18] realizaram testes na queima de materiais no aparelho de inflamabilidade FMRC. Amostras horizontais de 60-100 cm<sup>2</sup> foram testadas para medir sua taxa de queima constante sob aquecimento radiante e concentrações variadas de oxigênio como alimentado por O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> fluxos constantes de 50-70 L/min ou velocidades de cerca de 0,5 cm/s. Estas velocidades constituem basicamente condições naturais de queima por convecção e um coeficiente de transferência de calor de cerca de 9 W/m<sup>2</sup>K foi estimado na aplicação dos resultados teóricos da Seção 9.10. O coeficiente não é conhecido com precisão para o aparelho, embora contribua para alguma incerteza nos resultados. Eles determinaram a concentração de oxigênio para causar extinção,

Tabela 9.4 Propriedades do material

Material	h <sub>c</sub> (kJ/g)	EU (kJ/g)	T <sub>v</sub> (C)	r (vai/g combustível)
Heptano	41,2	0,477	98	3.17
estireno	27,8	0,64	146	2.14
PMMA	24.2	1,6	397	1,86
Álcool metílico	19.1	1.195	64,5	1,51
Polioximetileno (POX)	14,4	2,43	425	1.107
Madeira (abeto de Douglas)	12,4	~6,8	382	0,95

e fez isso para várias condições externas de aquecimento radiante em alguns casos. Este último foi feito para o PMMA com algum detalhe. Os cálculos baseados na Seção 9.10 foram realizados para alguns dos materiais considerados por Tewarson e Pion e serão descritos aqui [28]. As seguintes suposições são feitas na aplicação da teoria da extinção:

1. A taxa de queima é relativamente pequena, então oBo número é pequeno e ln%1 \$B&#B.
2. A radiação da chama é considerada zero, pois o tamanho da chama diminui.
3. O combustível é puro entãoS<sub>F</sub>o# 1.
4. A temperatura da chama na extinção é 1300+C.
5. O coeficiente de transferência de calor é de 9 W/m<sup>2</sup>K.
6. A temperatura ambiente é de 25+C, a menos que especificado de outra forma.
7. As propriedades necessárias são retiradas da Referência [28] para consistência e são dadas na Tabela 9.4. O calor de gaseificação da madeira é aproximado por ser instável e carbonizado.

Para aplicar este critério de extinção, será assumido ainda que a forma de estado estacionário da Equação (9.112) se aplica sem carvão, sem água e sem perda de face posterior. Como consequência, a taxa de queima pode ser descrita como

$$m_{0\#} \frac{1}{L} \frac{h_c}{C_p r} \frac{S_{boi;1} h_c}{C_p (T_v - T_1)} \left( \frac{q_{e;r}^{00}}{T_v - T_1} \right) \left( \frac{T_1}{T_v} \right)^4 \tag{9.120}$$

Aplique a Equação (9.109) para esses materiais puros sob condições estáveis, sem carvão e sem água:

$$C_p (T_f) T_1 \# \frac{h_c \left( \frac{q_{e;r}^{00}}{T_v - T_1} \right) \left( \frac{T_1}{T_v} \right)^4}{1 - S_{boi;1} r} \tag{9.121}$$

Elimine a taxa de queima das Equações (9.120) e (9.121) para obter a seguinte relação entre radiação externa, oxigênio e temperatura da chama:

$$\frac{h_c \left( \frac{q_{e;r}^{00}}{T_v - T_1} \right) \left( \frac{T_1}{T_v} \right)^4}{C_p (T_f) T_1} \# \frac{1}{e_u} \tag{9.122}$$

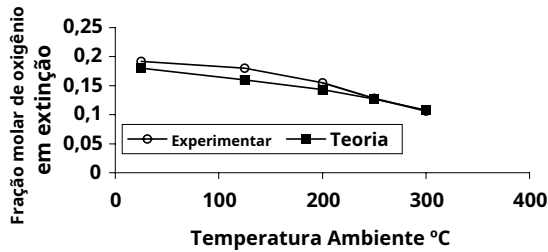


Figura 9.24 Índice de oxigênio para poliestireno em função da temperatura ambiente [18, 27]

No denominador, o primeiro termo entre chaves é a energia líquida acima do valor mínimo para sustentar a chama e o segundo termo entre chaves é o fluxo de calor líquido para o combustível. Ambos os termos devem ser positivos para uma solução física válida.

Para nenhum aquecimento radiante externo e para todos os termos a seguir como pequenos:  $\frac{c_p(T_f - T_1)}{h_c L} \ll 1$ , então a Equação (9.122) pode ser resolvida para dar um solução aproximada para a concentração crítica de oxigênio:

$$S_{boi,1} \approx \frac{1}{13} \frac{c_p(T_f - T_1)}{h_c L} \approx 0,077 \tag{9.123}$$

Isso dá a fração de massa aproximada de oxigênio na extinção. Para combustíveis líquidos, onde normalmente  $L < 1 \text{ g}$ , a menor fração de massa crítica de oxigênio pode ser 0,12, ou 0,11 como uma fração molar. Além disso, este resultado aproximado explica por que a concentração crítica de oxigênio aumenta e diminui com a temperatura ambiente. A Figura 9.24 apresenta resultados experimentais para poliestireno, comparados com o valor teórico baseado no critério usando a Equação (9.122) [28].

A equação (9.122) fornece uma relação geral entre a relação crítica de extinção e o fluxo de calor externo e a concentração de oxigênio a 25°C. Os resultados experimentais são comparados com a teoria da Equação (9.122) para o polimetilmetacrilato (PMMA) na Figura 9.25. O coeficiente de transferência de calor tem uma pequena influência nos resultados teóricos, mas um efeito mais interessante é uma singularidade em uma fração de massa de cerca de 0,12. Isso ocorre quando a energia necessária para sustentar a chama é exatamente igual à energia da combustão, ou seja, a primeira chave no denominador da Equação (9.122) é zero. Esta singularidade é aproximadamente dada como

$$S_{boi,1} \approx \frac{c_p(T_f - T_1)}{h_c L} \approx 0,12 \tag{9.124}$$

Esta singularidade é independente do combustível. A Figura 9.26 mostra os resultados em uma faixa completa de concentrações de oxigênio para os combustíveis listados na Tabela 9.4. Mostra que o abeto de Douglas requer cerca de 18 kW/m<sup>2</sup> queimar no ar, enquanto a maioria dos outros combustíveis queimam facilmente no ar sem aquecimento externo. O heptano continuará a queimar sem aquecimento externo para a fração assintótica de oxigênio de 0,12. Abaixo de uma fração de oxigênio de 0,18, o aquecimento externo é necessário para sustentar o PMMA.



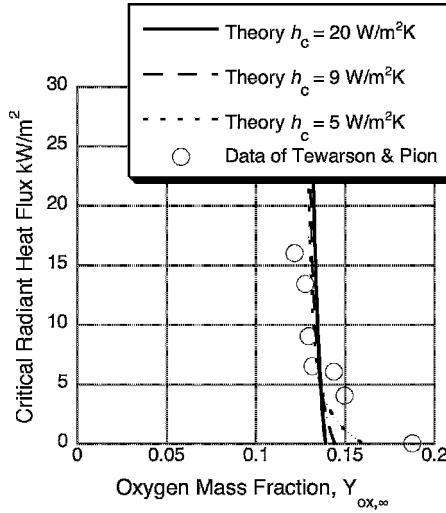


Figura 9.25 Fluxo de calor crítico e concentração de oxigênio na extinção para PMMA [18, 28]

O fluxo de massa de queima crítica na extinção está entre 2 e 4 g/m<sup>2</sup>s ao queimar no ar, como visto no gráfico teórico da Figura 9.27. Um curioso fluxo de massa mínimo na extinção parece ocorrer para o oxigênio associado ao ar para quase todos os combustíveis mostrados. O fluxo de massa crítica na extinção é difícil de medir com precisão, mas os valores da literatura experimental confirmam essa ordem teórica de magnitude para o ar. A assíntota em 0,12 não foi verificada. Essas interpretações teóricas devem ser tomadas como qualitativas por enquanto.

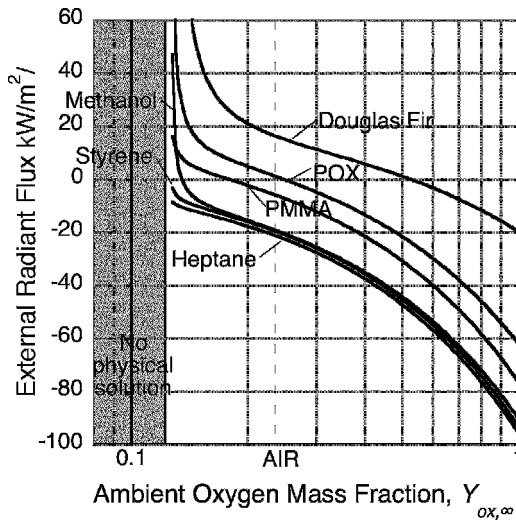


Figura 9.26 Condições críticas computadas para queima de combustíveis a 25°C [28]

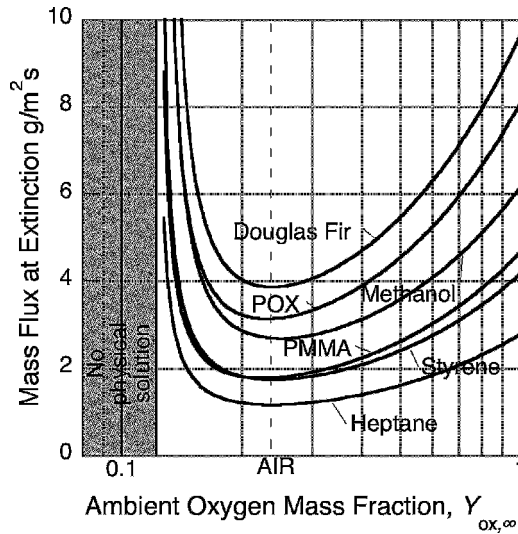


Figura 9.27 Fluxo de massa crítica na extinção [28]

## Referências

1. Hopkins, D. e Quintiere, JG, Propriedades de fogo de materiais e previsões para termoplásticos, Segurança contra Incêndios J., 1996, 26241-268.
2. Spearpoint, MJ e Quintiere, JG, Predizendo a ignição e taxa de queima de madeira no calorímetro de cone usando um modelo integral, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia de Proteção contra Incêndio, Universidade de Maryland, 1999.
3. Tewarson, A., Geração de calor e compostos químicos em incêndios, em O Manual de Engenharia de Proteção e Incêndio do SFPE, 2ª ed. (eds PJ DiNenno), Seção 3, National Fire Protection Association Quincy, Massachusetts, 1995, p.3-68.
4. Dillon, SE, Quintiere, JG e Kim, WH, Discussão de um modelo e correlação para o teste de canto de sala ISO 9705, em Ciência da Segurança contra Incêndio - Anais do 6º Simpósio Internacional, IAFSS, 2000, p. 1015-1026.
5. Spalding, DB, A combustão de combustíveis líquidos, Proc. Pentear. Inst., 1953, 4, págs. 847-864.
6. Incoperra, FP e deWitt, DP, Fundamentos de transferência de calor e massa, 4ª edição, John Wiley & Sons, Nova York, 1996.
7. Emmons, HW, A combustão de filme de combustível líquido, Z. Angew Math. Mec., 1956, 36(1), 60-71.
8. Glassman, I., Combustão, Academic Press, Nova York, 1977, p. 185.
9. Kosdon, FJ, Williams, FA e Buman, C., Combustão de cilindros celulósicos verticais no ar, Proc. Pentear. Inst., 1968, 12, pp. 253-64.
10. Kim, JS, deRis, J. e Kroesser, FW, Queima laminar de convecção livre para superfícies de combustível, Proc. Pentear. Inst., 1969, 13, pp. 949-61.
11. Ahmad, T. e Faeth, GM, Incêndios turbulentos na parede, Proc. Pentear. Inst., 1979, 17, pp. 1149-60.
12. Tien, CL, Lee, KY e Stretton, AJ, transferência de calor por radiação, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição (eds PJ DiNenno e outros), Seção 1, Associação Nacional de Proteção contra Incêndios, Quincy, Massachusetts, 1995, pp. 1-65 a 1-79.
13. Modak, A. e Croce, P., Incêndios em piscinas plásticas, Combustão e Chama, 1977, 30, 251-65.

14. Iqbal, N. e Quintiere, JG, Fluxos de calor de chama em incêndios em piscinas de PMMA. Eng. de Proteção Contra Incêndio, 1994,6(4), 153-62.
15. Orloff, L., Modak, A. e Alpert, RL, Queima de superfícies verticais em grande escala, Proc. Pentear. Inst., 1977, 16, págs. 1345-54.
16. Corlett, RC e Fu, TM, Algumas experiências recentes com incêndios em piscinas, Pirodinâmica, 1966, 4, 253-69.
17. Kung, HC e Stavrianidis, P., Plumas flutuantes de incêndios em piscinas de grande escala de combustão, Proc. Pentear. Inst., 1982, 19, págs. 905-12.
18. Tewarson, A. e Pion, RF, Inflamabilidade dos plásticos. I. Intensidade da queima, Combustão e Chama, 1978, 26, 85-103.
19. Magee, RS e Reitz, RD, Extinção de incêndios de plástico com radiação aumentada por sprays de água, Proc. Pentear. Inst., 1975, 15, págs. 337-47.
20. Quintiere, JG, O crescimento do fogo em compartimentos de edifícios, em Normas e segurança contra incêndio (ed. AF Robertson), ASTM STP614, Sociedade Americana para Testes e Materiais, Filadélfia, Pensilvânia, 1977, pp. 131-67.
21. Block, J., Um estudo teórico e experimental de fogos de queima livre não propagantes, Proc. Pentear. Inst., 1971, 13, págs. 971-78.
22. Quintiere, JG e McCaffrey, BJ, A queima de berços de madeira e plástico em um recinto, Vol. I., NBSIR 80-2054, National Bureau of Standards, US Department of Commerce, Gaithersburg, Maryland, novembro de 1980.
23. Heskestad, G., Modelagem de incêndios em recintos fechados, Proc. Pentear. Inst., 1973, 14, pág. 1021-1030.
24. Estudantes, ENFP 620, Fire Dynamics Laboratory, University of Maryland, College Park, Maryland, 1998.
25. Williams, FA, Uma revisão da extinção de chamas, Segurança contra Incêndios J., 1981, 3, 163-75.
26. Macek, A., Limites de inflamabilidade: Termodinâmica e Cinética, NBSIR 76-1076, National Bureau of Standards, Departamento de Comércio dos EUA, Gaithersburg, Maryland, maio de 1976.
27. Roberts, AF e Quince, BW, Uma condição limitante para a queima de líquidos inflamáveis, Combustão e Chama, 1973, 20, 245-251.
28. Quintiere, JG e Rangwala, AS, Uma teoria para extinção de chama com base na temperatura da chama, Fogo e Materiais, 2004, 28, 387-402.

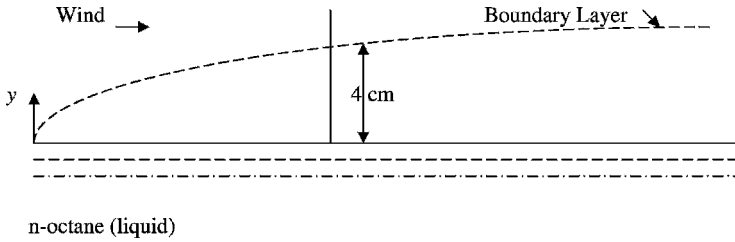
## Problemas

- 9.1 Para queima pura por convecção de PMMA no ar a 20°C e estado estacionário, determine a taxa de perda de massa por unidade de área para uma laje vertical de altura  $e = 20$  cm. Use as propriedades do gás para o ar. As propriedades do PMMA da Tabela 2.3 são:  $h_c = 25$  kJ/g,  $T_v = 380$ °C e  $h_{boi} = 13$  kJ/g  $O_2$ .
- 9.2 Polioximetileno queima em uma mistura de 12% de oxigênio em massa e nitrogênio está presente. Suponha que ele queime puramente por convecção com um coeficiente de transferência de calor de  $8$  W/m<sup>2</sup>K. Encontre  $m_{\infty}$ .  
Propriedades do polioximetileno:

$$T_1 = 20^\circ\text{C} \quad \text{EU} = 2:4 \text{ kJ/g}$$

$$T_v = 300^\circ\text{C} \quad h_{boi} = 14:5 \text{ kJ/g } O_2$$

9.3n-Octano derrama no pavimento quente durante um dia de verão. A calçada é 40°C e aquece o octano a esta temperatura. A temperatura do vento é 33°C e a pressão é 1 atm.



n-Octano (líquido)

Dados:

As condições ambientais estão a uma temperatura de 33°C e pressão de 760 mmHg. A densidade do ar é de 1,2 kg/m<sup>3</sup> e tem um calor específico de 1,04 J/g K.

Propriedades de octano:

A temperatura de ebulição é 125,6°C. O calor de vaporização é 0,305 kJ/g. O calor específico (líquido) é 2,20 J/g K. O calor específico (gás) é 1,67 J/g K. A densidade (líquido) é 705 kg/m<sup>3</sup>.

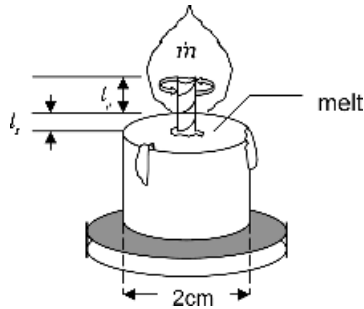
O limite inferior de inflamabilidade ao ar é de 0,95%. O limite superior de inflamabilidade ao ar é de 3,20%.

Use os dados da Tabela 6.1.

O derramamento de octanos está queimando no vento que causa um coeficiente de transferência de calor por convecção de 20 W/m<sup>2</sup>K. Os mesmos dados fornecidos acima ainda se aplicam.

- Calcule o calor de gaseificação do octano.
- Calcule o B-número para queima puramente convectiva, mas ignore os efeitos da radiação.
- Calcule a taxa de queima constante por unidade de área ignorando todos os efeitos da radiação.
- Calcule o fluxo de calor por convecção da chama.
- Extinção ocorre, a uma taxa de queima de 2 g/m<sup>2</sup>s, devido a uma perda de fluxo de calor da superfície do derramamento à medida que a espessura do derramamento diminui. Calcule a perda de fluxo de calor para fazer com que a taxa de queima atinja a condição de extinção. Os efeitos da radiação ainda não são importantes.

9.4 Uma vela queima a uma taxa constante (veja o desenho abaixo). A cera derretida ao longo do pavio tem um diâmetro  $D = 5 \text{ mm}$  e a pirólise ocorre em um comprimento de  $L_p = 1 \text{ mm}$ . Trate o pavio como uma placa plana de largura  $D$  de uma altura  $L_p$  que tem um coeficiente de transferência de calor por convecção  $h = 3 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Ignore todos os efeitos radiativos.



Propriedades da cera:

Calor de combustão da cera líquida # 48,5 kJ/g Razão estequiométrica ar/combustível # 15 Densidade das fases sólida e líquida # 900 kg/m<sup>3</sup>  
 Calor específico das fases sólida e líquida # 2,9 J/g K Calor de vaporização # 318 J/g  
 Calor de fusão (fusão) # 146 J/g  
 Temperatura na fusão # 52°C Temperatura na vaporização # 98°C Diâmetro da vela, como mostrado é de 2 cm

Também:

Temperatura inicial e ambiente no ar # 25°C

$c_p$ ; g para ar & # 1 J=gK k

$g$  # 0:03W=mK

- (a) Determine a taxa de queima de massa em g/s. Suponha que a temperatura inicial no pavio seja a temperatura de fusão.
- (b) Assumindo transferência de calor por condução pura da chama da vela para a poça de cera derretida e uma fina camada de fusão constante sobre a cera, estime a distância entre a chama e a camada de fusão (ou seja,  $l_s$ ). Além disso, assuma uma área de transferência de calor efetiva com base no diâmetro do pavio, ou seja, 0,5 mm.

9,5Um espesso lambril de poliestireno cobre a parede de uma sala até 1 m do chão. É inflamado ao longo de 0,2 m e começa a se espalhar. Suponha que a camada de fumaça resultante na sala não desça abaixo de 1 m e não ocorra mistura entre a camada de fumaça e o ar inferior.

Propriedades do poliestireno:

Densidade,  $\rho$  # 40 kg=m<sup>3</sup>

Calor específico,  $c_p$  # 1:5 J=gK

Condutividade,  $k$  # 0:4W=mK

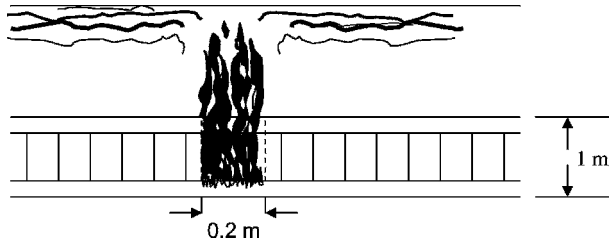
Temperatura de vaporização e ignição,  $T_v$  # 400°C Calor de combustão,  $h_c$  # 39 kJ = g razão estequiométrica de oxigênio para combustível,  $r$  # 3 g = g Calor de gaseificação,  $E_U$  # 1:8 kJ=g

Outra informação:

Temperatura inicial,  $T_1 = 20^\circ\text{C}$

Fração de massa de oxigênio ambiente,  $S_{\text{boi}} = 0,233$

Calor específico do ar,  $c_p = 1 \text{ J/g K}$



(a) O fogo se espalha até o topo do lambrim, mas não se espalha lateralmente. Qual é a taxa de queima (pirólise) do poliestireno sobre esta região assumindo um estado estacionário. O coeficiente de transferência de calor por convecção natural vertical,  $h = 15 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

(b) Mais tarde, o fogo se espalha lateralmente até 2 m e a superfície experimenta um fluxo de calor devido à radiação da sala aquecida de  $1,5 \text{ W/cm}^2$ . Usando o pequeno-B- aproximação numérica, contabilizar todos os efeitos de radiação e calcular a taxa de perda de massa por unidade de área de poliestireno.

9.60 PMMA queima no ar em média  $\dot{m} = 15 \text{ g/m}^2\text{s}$ . A temperatura do ar é  $20^\circ\text{C}$  e o coeficiente de transferência de calor é  $15 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Determine o fluxo de calor radiativo líquido para a superfície do combustível. Que quantidade vem da chama?

9.7 Calcule  $\dot{m}$  para piscinas de heptano queimando ao ar com diâmetros  $D = 1 \text{ cm}, 10 \text{ cm}$  e  $1 \text{ m}$ . Leva  $h_c = 13 \text{ kJ/g}$ ,  $T_v = 98^\circ\text{C}$ , as propriedades do ar estão em  $20^\circ\text{C}$  e use as Tabelas 9.2 e 10.4. Use o pequeno-B- aproximação numérica. Assuma isso  $q_{\text{rad}} = \sigma T_s^4 - \epsilon \sigma T_a^4$ , Onde

$T_s = 1600 \text{ K}$ , uma temperatura de radiação efetiva

$\epsilon = 0,12$ , um coeficiente de absorção de chama

9.8 Uma placa vertical de PMMA queima no ar a uma taxa média de perda de massa de  $15 \text{ g/m}^2\text{s}$ . A temperatura do ar é  $20^\circ\text{C}$ . Suponha que o coeficiente de transferência de calor da laje seja de  $15 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Determine o fluxo de calor radiativo líquido para a superfície. Que quantidade vem da chama?

As propriedades do PMMA são:

$$h_c = 25 \text{ kJ/g}$$

$$\epsilon = 0,12$$

$$T_{\text{ig}} = 380^\circ\text{C}$$

9.9 Propriedades necessárias:

Líquido n-decano:

Ponto de ebulição  $= 447 \text{ K}$

Calor de vaporização  $= 0,36 \text{ kJ/g}$  Ponto de

inflamação  $= 317 \text{ K}$

Limite inferior de inflamabilidade (por volume)  $= 0,6 \%$

Calor específico  $= 2,1 \text{ kJ/kg K}$

Densidade # 730 kg/m<sup>3</sup>

Calor de combustão # 44,7 kJ/g Razão estequiométrica de oxigênio para massa de fluido # 3,4 Condutividade térmica # 0,5 W/m K

Ar:

Viscosidade cinemática # 0,5 W/m K

Densidade # 1,2 kg/m<sup>3</sup>

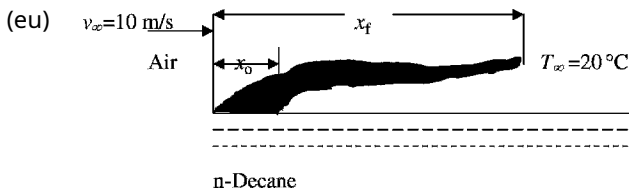
Calor específico # 1,0 kJ/kg K Aceleração gravitacional,  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$

Constante de Stefan-Boltzman,  $\sigma = 5,67010 \times 10^{-8} \text{ kW/m}^2\text{K}^4$

n-O decano é exposto a uma temperatura atmosférica de 20°C e uma pressão de 1 atm

Responda o seguinte usando os dados acima:

- O decano está em 20°C. Determine a concentração de vapor de combustível na superfície do líquido. O decano é inflamável nessas condições?
- Se o decano está no limite inferior de inflamabilidade para uma atmosfera de ar, calcule a temperatura de superfície necessária. O líquido se autoinflará a essa temperatura?
- Calcule o calor de gaseificação para o decano inicialmente a 20°C e no ponto de ebulição.
- Para transferência de calor por convecção do ar para 80°C e com um coeficiente de transferência de calor por convecção (h) de 15 W/m<sup>2</sup>K, calcule a taxa de massa de evaporação por unidade de área do decano na temperatura em que ele se torna inflamável; isto é antes da combustão ocorrer. Suponha que a temperatura da massa do líquido ainda esteja em 20°C.
- Se o decano fosse exposto a um fluxo de calor radiante externo de 30 kW/m<sup>2</sup>, quanto tempo levaria para acender por ignição pilotada? Presumir  $h = 15 \text{ W/m}^2\text{K}$ ,  $T_1 = 20^\circ\text{C}$ ; além disso, o líquido é muito profundo, permanece estagnado e age como um sólido.
- Para queima controlada puramente por convecção com  $h = 15 \text{ W/m}^2\text{K}$  calcule a taxa de queima por unidade de área sob condições constantes para uma poça profunda de decano no ar a 20°C e uma atmosfera de 50% de oxigênio em massa a 20°C.
- Uma poça profunda de 1,5 m de diâmetro de decano queima constantemente no ar ( $T_1 = 20^\circ\text{C}$ ). Sua fração radiativa é 0,25 da energia química total liberada e 5% desta perda radiativa incide uniformemente sobre a superfície da poça. Considerando todos os efeitos radiativos, qual é a liberação total de energia do incêndio da piscina? O coeficiente de transferência de calor é de 15 W/m<sup>2</sup>K. (Use o pequeno B aproximação.)
- Decano é inflamado sobre a região  $x = 0$  a 5 m em uma bandeja funda. Um vento sopra o ar a 20°C sobre a bandeja em  $v_1 = 10 \text{ m/s}$ . O coeficiente de transferência de calor por convecção é de 50 W/m<sup>2</sup>K.



Suponha que a chama do decano se espalhe assim sobre uma superfície sólida; ou seja, ignore os efeitos de circulação no líquido. Suponha queima pura convectiva. Calcule o fluxo de calor convectivo do

chama para a superfície e também calcular a velocidade de propagação da chama logo após a ignição  $x_0$ . Sabe-se que o comprimento da chama,  $x_f$ , pode ser encontrado por

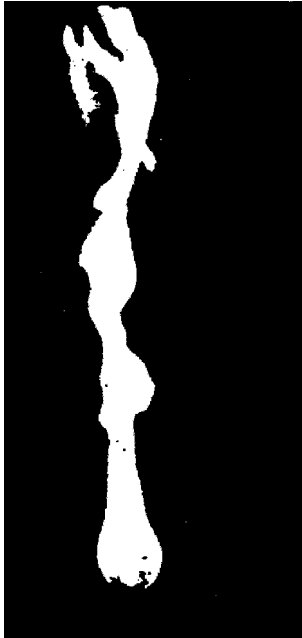
$$\frac{x_f}{x_0} = \frac{m_{00}}{\rho_0 g x_0} \left[ \frac{y}{g x_0} \right]^{0.25} \frac{X_o}{\nu}$$

Onde

$m_{00}$  # taxa de queima em massa por unidade de área  
 $\rho_0$  # densidade do ar  
 $g$  # aceleração gravitacional  
 $\nu$  # viscosidade cinemática

9.10DB Spalding publicou um artigo seminal, 'A combustão de combustíveis líquidos' no 4º Simpósio Internacional sobre Combustão (Referência [5]). Nele, ele abordou a queima de gotículas usando uma esfera porosa sob fluxos convectivos naturais e forçados. A figura abaixo mostra a queima de querosene em uma esfera de 1,5 polegada de diâmetro sob condições de convecção natural. Spalding descobriu empiricamente a partir de seus dados que a taxa de queima por unidade de área poderia ser expressa como

$$\frac{m_{00} \rho_p}{k} = 0.45 B_{3=4} \frac{g D_3}{g_2}^{1=4}$$





Os símbolos são consistentes com a Seção 9.2 do texto. Devemos usar a teoria da camada estagnada de queima com aproximações adequadas para analisar a queima de uma gota em convecção natural. Assuma-se que a gota, suspensa e queimando no ar, permanece esférica com diâmetro,  $D$ .

- (a) A partir da teoria da camada estagnada na queima convectiva pura, desenvolva uma alternativa, mas semelhante, fórmula para  $\dot{m}_0$  conhecido a partir dos resultados de transferência de calor que

$$\dot{m}_0 = \frac{0,589 \text{ Gr P}^{1/4}}{1 \text{ } \rho_0^{1/4} D^{3/4}}$$

- (b) Uma gota de decano,  $C_{10}H_{22}$ , começando com um diâmetro de 10 mm, queima no ar que está a  $25^\circ\text{C}$ . As propriedades de decano são dadas abaixo:

Ponto de ebulição	174°C
Densidade do líquido	730 kg/m <sup>3</sup>
Calor específico líquido	1,2 J/gK
Calor da vaporização	0,360 kJ/g
Calor de combustão	44,2 kJ/g
Relação estequiométrica de combustível	3,5 g/g

A partir de sua fórmula, calcule a taxa de queima inicial em g/s para queima convectiva pura.

- (c) As seguintes informações adicionais estão disponíveis. A altura da chama na região da esteira acima da gota em chamas pode ser estimada por

$$z_f = 0,23 Q_{2=5}^{1/2} D$$

Onde  $z_f$  é medido a partir do centro da gota em m,  $Q_{2=5}$  é o poder de fogo em kW e  $D$  é o diâmetro em m. O coeficiente de absorção da chama,  $\beta$ , pode ser estimado em 0,45 m<sup>-1</sup>. O comprimento médio do feixe da chama em relação à sua base pode ser expresso como

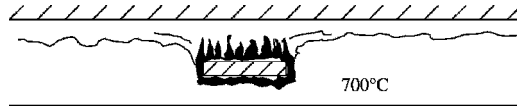
$$\beta z_f = 0,65 \beta D$$

A fração total de radiação,  $X_r$ , é 0,15. Calcule a taxa de queima inicial, agora incluindo os efeitos da radiação. Mostre todo o seu trabalho e indique claramente quaisquer suposições.

- (d) A gota queima até que nenhum combustível líquido permaneça. Quanto tempo isso leva? Use a descrição mais completa da taxa de queima. Mostre como você incluiu a variação de  $D$  hora extra. Um processo de integração é necessário aqui.

9.11 Uma poça de PMMA com um diâmetro de 1 m queima no ar. Os efeitos da radiação devem ser incluídos. Além de usar as propriedades do Problema 9.1, deixe  $X_r = 0,25$ ;  $T_\infty = 1500\text{K}$  e  $\beta = 0,5\text{m}^{-1}$ . Se for conhecido que a taxa de perda de massa crítica para PMMA é de 4 g/m<sup>2</sup>s, calcular o fluxo de água ( $\dot{m}_{0,c}$ ) necessária para extinguir este incêndio. Se, em vez disso, o oxigênio for reduzido, em que fração de massa ocorrerá a extinção?

9.12 O polioximetileno está queimando na camada superior de fumaça de um incêndio na sala. A taxa de perda de massa crítica por unidade de área na extinção é conhecida como 2 g/m<sup>2</sup>s para polioximetileno. A temperatura da camada de fumaça é de 700°C.



Propriedades:

Calor de gaseificação # 2,43 kJ/g

Calor de combustão # 15,5 kJ/g

Coefficiente de transferência de calor por convecção para a configuração # 15 W/m<sup>2</sup>K  
Calor específico da camada de gás # 1 kJ/kg K

Calor de combustão por unidade de massa de oxigênio consumido # 14,5 kJ/g O<sub>2</sub>

Temperatura de vaporização # 250°C

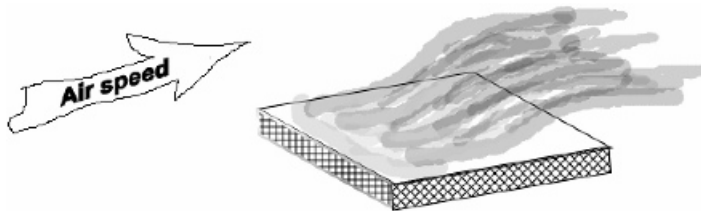
Suponha queima puramente convectiva e radiação desprezível.

(a) Calcule a fração de massa de oxigênio para causar a extinção.

(b) Para 1 m<sup>2</sup> de queima de superfície, calcule a taxa de liberação de energia se a fração de massa de oxigênio da fumaça da camada for 0,20.

9.13 Para um cartão de visita padrão, na dimensão do comprimento vertical, determine a taxa de queima constante (g/s) para um lado do cartão saturado com etanol. Só o etanol queima. Mostre sua análise e todas as suposições. Este é um cálculo, não uma determinação experimental, embora experimentos possam ser conduzidos. Indique todos os dados e fontes utilizados. Você terá que fazer aproximações e estimativas para quantidades em sua análise.

9.14 Uma placa quadrada de polipropileno, com 0,3 m de lado, queima de forma constante. O polipropileno não carboniza, podendo-se considerar que suas características de radiação não variam, com a fração radiativa da chama em 0,38 e o fluxo de calor incidente da chama na superfície do combustível em 25 kW/m<sup>2</sup>. Ele queima em um vento como mostrado em várias condições conforme especificado. Seu coeficiente de transferência de calor por convecção pode ser considerado como 50 W/m<sup>2</sup>K. As propriedades do polipropileno estão listadas a seguir.



Propriedades:

Calor de combustão,  $h_c$  # 38 kJ/g

Calor de gaseificação,  $E_U$  # 3:1 kJ/g

Temperatura de vaporização,  $T_v$  # 330°C

Quaisquer outros dados ou propriedades devem ser citados do texto. Suponha que o B-número ou  $M_c$  é pequeno para seus cálculos em todos os itens a seguir.

(a) Se queimar ao ar a uma temperatura ambiente de 10°C, calcule o fluxo de queima em g/m<sup>2</sup> s.

- (b) Ele é colocado em um forno de fluxo contínuo com as mesmas condições de vento. A temperatura do ar é 60°C. O forno irradia para a laje em chamas com 45 kW/m<sup>2</sup>. Calcule o poder de fogo em kW.
- (c) Quanta água pulverizada por unidade de área é necessária para reduzir o poder de fogo em 50% no problema (b)?
- (d) Agora, oxigênio puro é usado no forno do problema (b) com o mesmo ambiente, fluxo e condições de aquecimento. Calcule a taxa de queima em g/s.
- (e) Qual é o fluxo de calor convectivo no problema (d)?

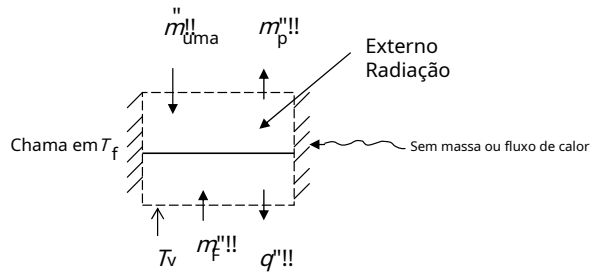
9.15 PMMA é queimado, em ar normal a 25°C, em configuração horizontal (30" x 30 cm) sob irradiação externa de 20 kW/m<sup>2</sup>. Você deve avaliar quantitativamente a capacidade do gelo seco (CO<sub>2</sub>) e gelo (H<sub>2</sub>O) ambos em flocos sólidos em seus respectivos pontos de congelamento (a 1 atm) para extinguir o fogo.

Assuma queima constante com a amostra originalmente a 25°C com um fundo perfeitamente isolado. Na extinção, você pode ignorar a radiação da chama. Suponha que todos os flocos atinjam a superfície e ignore os efeitos da fase gasosa dos agentes extintores. Use as propriedades termodinâmicas do CO<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>O, e os dados de propriedade do PMMA da Tabela 9.2.

Calcular:

- (a) A razão entre as taxas de fluxo de gelo seco e gelo de água para a taxa de queima necessária para a extinção.
- (b) A taxa de queima crítica por unidade de área na extinção para gelo e gelo seco.
- (c) A taxa de fluxo de gelo seco e gelo necessária para extinguir o fogo.

9.16 Use o volume de controle da chama de difusão mostrado para derivar a temperatura da chama dos produtos de saída.



Onde

$m''_{ar}$  fluxo de massa de ar se difunde em direção à chama

$m''_{prod}$  fluxo de massa de produtos difundindo para longe da chama

$q''_{comb}$  perda de calor para o combustível

$m''_{comb}$  combustível evaporado se difunde em direção à chama

$$c_p T_f - T_v + \frac{S_{boi,1} h_c L}{1) S_{boi,1} r} = r (c_p T_1 - T_v)$$

17/09 Considere os seguintes materiais plásticos e suas propriedades. Esses materiais não carbonizam; eles derretem e vaporizam.

Material	$e_{u,a}$ (kJ/g)	$e_{u,b}$ (kJ/g)	$e_{u,c}$ (kJ/g)	$h_{b,c}$ (kJ/g)	$T_p$ (+C)	$T_{\dot{q}}(+C)$	$\chi_p$	Taxa sem externo radiação $m_{F;0}^{00}$ (g/m <sup>2</sup> s)
Polimetilmetacrilato (PMA)	1,61	1,63	2,0	24.2	391	300	0,31	5,8v, 7,5h <sub>uma</sub>
Polioximetileno (POM)	2,93	2,43	—	14,4	419	- 0,22		6,2 v, 6,0 h
Poliestireno (PS)	2,09	1,70	3,0	27	419	350	0,59	10,8 horas
Polietileno (PE)	2,31	3,0	3,6	38,4	444	360	0,43	3,4 horas

<sub>uma</sub>RS Magee e RD Reitz [19].

<sub>b</sub>A. Tewarson [3].

<sub>c</sub>JG Quintiere [1].

<sub>d</sub>Orientação: v, amostra vertical; h, amostra horizontal.

Você deve usar esses dados nos cálculos a seguir. Use os dados do Magee para  $e_{u,a}$  e os dados de Tewarson para  $T_p$ , uma vez que esses valores possuem alguma incerteza, conforme indicado por sua variação nas diferentes fontes. Essas diferenças podem ser devido a variações nas medidas ou nos materiais. Os plásticos podem ter aditivos em quantidades variadas, mas ainda assim serem listados como um polímero.

Para cada material e orientação de queima, calcule o seguinte. Suponha queima constante em todos os seus cálculos.

- (a) Com base nas taxas de queima medidas para as amostras horizontais e verticais, sem qualquer aquecimento radiante adicional, encontre as componentes do fluxo de calor radiativo e convectivo da chama. A amostra vertical tinha 7 polegadas de largura e 14 polegadas de altura; a horizontal era de 7 polegadas quadradas.
- (b) Supondo que o aquecimento da chama seja constante, escreva expressões para as taxas de queima em termos do fluxo de calor radiativo externo,  $q_{00e;r}$ , e o fluxo de aplicação de água,  $m_{00}$ . Nesses experimentos, toda a água atingiu a superfície e nenhuma foi absorvida pela chama.
- (c) Determine, e plote se desejar, a relação entre o fluxo de calor radiativo externo e o fluxo de aplicação de água no ponto de extinção. Na extinção, você pode considerar que o fluxo de massa do combustível queimado é pequeno.
- (d) Calcule o fluxo de queima logo na extinção e mostre como ele depende do fluxo de calor radiativo e do fluxo de água.

18/09 Os seguintes dados são fornecidos para as torres do WTC:

Prédio:

110 andares, 11 pés por andar

208 pés<sup>2</sup> 208 pés de espaço

7 lb = pés<sup>2</sup> da área do piso de móveis à base de madeira

Combustível para aviação, JP4:

Densidade do líquido # 760 kg/m<sup>3</sup>  
Calor de combustão # 43,5 kJ/g Calor de  
gaseificação # 0,80 kJ/g Temperatura efetiva de  
vaporização # 230°C Fração de perda radiativa #  
0,20

Madeira:

Calor de combustão # 12,0 kJ/g  
Calor de gaseificação # 6,0 kJ/g  
Temperatura de vaporização efetiva # 380°C  
Fração de perda radiativa # 0,35

Constantes de conversão:

1 pé # 0,308 m  
1 galão # 0,003 75 m<sup>3</sup>  
1 lb/pé<sup>2</sup> # 4,88 kg/m<sup>2</sup>

Atmosfera:

Sem vento  
25°C

Ar seco, densidade # 1,1 kg/m<sup>3</sup>

(a) 20.000 galões de combustível JP 4 derramam-se inteiramente sobre o 87º andar do edifício. O combustível experimenta um coeficiente de transferência de calor por convecção de 15 W/m<sup>2</sup>K, e um fluxo de calor radiativo incidente total de 150 kW/m<sup>2</sup> devido aos efeitos da chama e do compartimento. Suponha um fator de bloqueio de 1.

(i) Estime a taxa de queima.

(ii) Calcule a taxa de liberação de energia.

(iii) Calcule a duração do incêndio do JP4.

(b) Após a queima do combustível de aviação, os móveis à base de madeira queimam. A carga de lenha é distribuída de forma que sua área exposta às chamas seja 0,65 da área do piso.

(i) Calcule a taxa de queima do combustível de madeira em um piso sob condições de aquecimento de chama idênticas às do JP4 em 1.

(ii) Por quanto tempo esse combustível vai queimar?

# 10

## Plumas de Fogo

### 10.1 Introdução

Uma pluma de incêndio é vagamente descrita como uma coluna vertical de gases resultante de uma chama. O termo pluma é geralmente usado para descrever a região de não combustão, que pode dominar o fluxo longe da fonte de combustão, especialmente se a fonte for pequena. Uma pluma é principalmente impulsionada por flutuabilidade. Isso significa que o fluxo foi induzido na pluma devido a um aumento na temperatura ou conseqüente redução na densidade. É provável que uma pluma também seja turbulenta em vez de laminar. Qualquer um que tenha observado uma faixa crescente de fumaça branca de um cigarro deixado em um cinzeiro deve se lembrar de ver a faixa ondulada emitida laminar de fumaça se separar em uma pluma turbulenta mais ampla em menos de 1 pé de altura. Assim, qualquer incêndio acidental significativo terá uma pluma turbulenta associada – até mesmo um incêndio latente. Perto do fogo teremos que lidar com uma nuvem de combustão, mas 'longe' do fogo pode ser suficiente ignorar completamente os detalhes da combustão. A pluma de fogo farfield age como se tivesse sido aquecida por uma fonte de força  $Q_c$  (kW). Como a energia irradiada da chama será perdida para a pluma, os efeitos da pluma responderão apenas a  $1 - X_r \# Q_c$ , Onde  $X_r$  é a fração de energia radiante perdida em relação à liberação de energia química real da primeira. Veremos que  $X_r$  é uma função empírica da geometria do combustível e do fogo. De fato, muito sobre plumas de fogo é empírico, o que significa que seus resultados são baseados em correlações experimentais. Muitas vezes as correlações são incompletas com algumas variáveis secundárias não incluídas por não terem sido abordadas no estudo experimental. Em outros casos, as correlações podem ser um tanto ambíguas, uma vez que representam propriedades médias de tempo, ou escalas de comprimento (por exemplo, largura da pluma, altura da chama), que não foram definidas com precisão ou consistência. No entanto, como os resultados da pluma de incêndio são fundamentados na medição – não puramente na teoria – eles são práticos e inestimáveis para o projeto e a avaliação de riscos.

\* Gr  $\frac{1}{2} \# Q_c$  e  $10^9$ . Espere plumas turbulentas para  $Gr > 10^9$ , especialmente com distúrbios atmosféricos.

Alguns dos estudos fundamentais para plumas de fogo turbulentas incluem o trabalho dos seguintes investigadores:

1. As medidas de Rouse, Yih e Humphries (1952) [1] ajudaram a generalizar as relações de temperatura e velocidade para plumas turbulentas de pequenas fontes e estabeleceram a aproximação do perfil gaussiano como descrições adequadas para velocidade vertical normalizada ( $W$ ) e temperatura ( $T$ ), por exemplo

$$\frac{C}{C_m} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right] \quad (10.1a)$$

e

$$\frac{T - T_1}{T_m - T_1} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right] \quad (10.1b)$$

Onde  $\sigma$  implica valores máximos ou de linha central e  $r$  é o raio. Aqui, para uma pluma axissimétrica,  $\sigma$  é um raio efetivo da pluma que depende da coordenada vertical  $z$ . Tal perfil em uma variável dimensionada,  $\eta = r/\sigma$ , é conhecido como solução de similaridade; ou seja, os perfis têm a mesma forma em qualquer posição  $z$ . Perto da fonte onde as linhas de corrente não necessariamente seguirão a direção vertical, uma solução de similaridade não será possível. A constante  $\sigma$  na Equação (10.1b) é quase a unidade.

2. A análise teórica de Morton, Taylor e Turner (1956) [2] estabeleceu soluções aproximadas de similaridade para uma fonte pontual idealizada em uma atmosfera estratificada uniforme e estável.
3. Yokoi (1960) [3], produziu individualmente um 'pequeno livro' como um relatório, que investigou cuidadosamente fontes de calor pontuais, lineares e finitas com eventuais aplicações para o perigo de incêndio em casa e plumas de chama de janela.
4. Steward (1964) [4] e (1970) [5] apresentaram uma análise rigorosa, mas implícita, aproximada para ambas as plumas axissimétricas e bidimensionais, respectivamente, incluindo combustão e efeitos de densidade variável.

Todas as soluções são aproximadas, pois apenas uma solução completa para as equações instáveis de Navier-Stokes com efeitos de combustão produziria resultados fundamentais. Isso não é possível no momento, mas será no futuro. Essas plumas de incêndio têm todas as escalas de frequências turbulentas e características específicas devido à flutuabilidade: escalas finas – a turbulência de alta frequência é responsável pela mistura e combustão combustível-oxigênio que ocorre localmente; grandes escalas turbulentas – frequências relativamente baixas – são responsáveis pelo 'engolfamento' global do ar varrido para a pluma pelas grandes estruturas de vórtices ou vórtices que se 'enrolam' ao longo do lado de fora de uma pluma flutuante. Isso é mostrado esquematicamente na Figura 10.1, e também é mostrado em uma seqüência de alta velocidade de fotografias de McCaffrey [6] para a estrutura luminosa da chama (Figura 10.2). Dada a taxa de liberação de energia  $\dot{Q}$ , a frequência de redemoinho,  $f$ , foi mostrado para

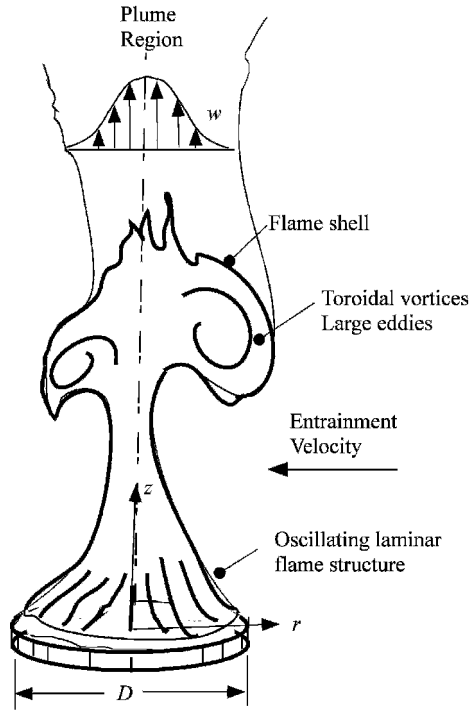


Figura 10.1 Esquema de uma pluma de fogo turbulenta

correlacionar com o inverso de um tempo característico,

$$f \approx 0.48 \frac{g}{D} \text{ Hz}$$

10:2#

por Pagni [7] na Figura 10.3.

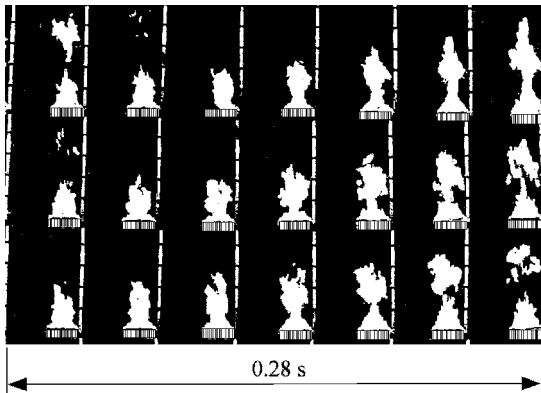


Figura 10.2 Intermittência de uma chama de difusão flutuante queimando em um queimador poroso de 0,3 m. A sequência representa 1,3 s de filme cine, mostrando oscilação de 3 Hz (de McCaffrey [6])



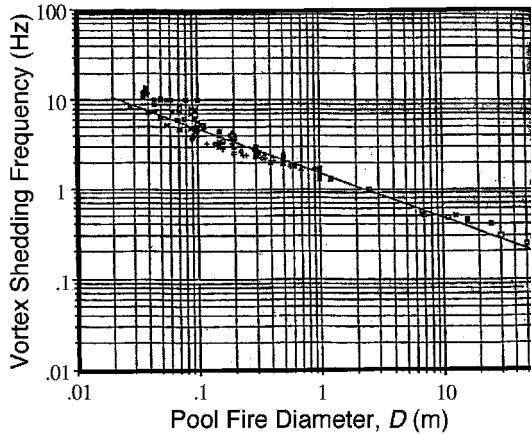


Figura 10.3 Frequência de desprendimento de turbilhões de plumas axissimétricas flutuantes de Pagni [7]

O mecanismo de mistura turbulenta que traz ar para a pluma flutuante é chamado de arrastamento. Foi descrito empiricamente relacionando o momento do ar induzido proporcionalmente ao momento vertical (média ou linha central),

$$r_1 \frac{d}{dz} C_{2b} \#$$

ou dimensionalmente, a velocidade de arrastamento é tradicionalmente dada como

$$r_1 \frac{v}{\rho} \# \quad \text{onde } v = \frac{\rho_{amb} C_{mb}}{\rho} \# \quad \text{!10:3 \#}$$

Onde  $\rho$  é uma constante, a constante de arrastamento para uma pluma Boussinesq ou 'densidade constante' (ou seja, uma pluma cuja constante de densidade está em todos os lugares, exceto no termo de flutuabilidade  $\rho g$ ). Muitas análises e correlações ignoraram o termo da razão de densidade na Equação (10.3), tratando-o como unidade. A constante de arrastamento não é universal, mas depende do modelo matemático utilizado. Nominalmente seu valor é  $0.1$ . Deve ser determinado por uma estratégia de modelagem juntamente com dados consistentes.

Como todos os resultados teóricos para plumas dependem de dados experimentais, devemos perceber que a precisão da correlação depende da precisão dos dados. As medições de temperatura com termopares estão sujeitas a incrustações por fuligem e erro de radiação. Em temperaturas de chama, o erro pode ser considerável!  $100^\circ\text{C}$ . Além disso, a natureza flutuante das propriedades pode levar a flutuações em um ponto de  $500^\circ\text{C}$  ou mais. Veremos que a temperatura média máxima no tempo em chamas turbulentas pode ser de  $800$  a  $1200^\circ\text{C}$ , ou possivelmente mais alto, dependendo do tamanho, mas as chamas laminares só podem sobreviver por aproximadamente uma temperatura de chama  $> 1300^\circ\text{C}$ . Portanto, uma chama turbulenta deve ser vista como uma coleção de folhas de chama laminar desarticuladas e altamente convolutas que se agitam rapidamente dentro de um campo de fluxo turbulento de grandes e pequenos turbilhões. A extinção ocorre intermitentemente devido à extinção térmica, estiramento da chama (cisalhamento) e esgotamento de combustível e oxigênio localmente. De fato, o termo 'chama de difusão turbulenta' perdeu seu favor tendo sido substituído pelo termo 'chamas turbulentas não pré-misturadas'.

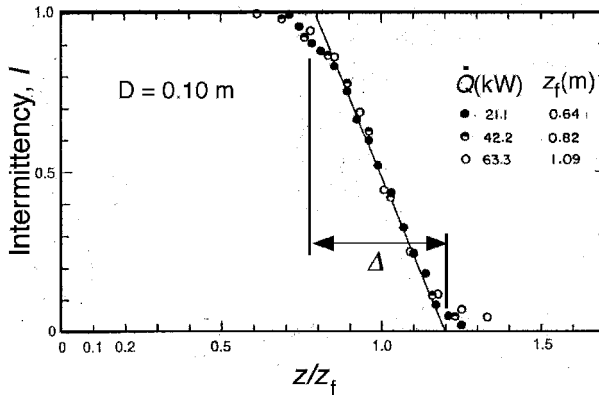


Figura 10.4 Intermittência do comprimento da chama de Zukoski [8]

Uma chama turbulenta dominada por fluatibilidade tem uma estrutura muito complexa, elevando-se de uma base laminar oscilante para um núcleo de luminosidade e terminando em uma região de chama intermitente de remanescentes de chama quebrada (Figura 10.2). Observe que a frequência de oscilação da estrutura da chama medida por McCaffrey para um  $D = 0.3$  m a 3 Hz é consistente com as frequências de desprendimento de vórtices da correlação de Pagni (Equação (10.2)). A intermitência (eu duração da chama visível/tempo do ciclo da chama) apresentado por Zukoski [8] na Figura 10.4 mostra as flutuações da chama em torno da média em  $z/z_f = 0.5$ . Vemos sobre isso significar que o comprimento da chama,  $z_f$ , varia em cerca de 20% para  $D = 0.1$  m. No entanto, a região intermitente se expande com  $D$ :  $z_f = 2.1, 0.40z_f, 0.60z_f$  e  $0.80z_f$  para  $D = 0.10, 0.19$  e  $0.50$  m, respectivamente. Além disso, a "média ocular"  $z_f$  tende a ser cerca de 20% maior do que  $z_f$  em  $z/z_f = 0.50$ , de acordo com Zukoski [8].

As medições de velocidade em uma pluma têm mais dificuldades. As medições do tubo Pitot dependem da temperatura e podem ter efeitos direcionais ambíguos. A anemometria de fio quente pode ser suja e exigir correções de fluatibilidade. Medições não intrínsecas também oferecem desafios, mas não têm sido suficientemente usadas em medições de incêndio. Os fluxos de baixa velocidade, especialmente nas bordas da pluma, oferecem um grande desafio de medição. Onde uma medição de pressão é necessária para a velocidade, a média de tempo apropriada dos sinais de pressão e temperatura precisa ser processada. As pressões dinâmicas podem variar de 10 a 103 pascals (Pa) em plumas. Percebendo que 1 atm é aproximadamente 105 Pa, é facilmente aproximado que as plumas são processos de pressão constante. Apenas as diferenças de pressão estática vertical são importantes, pois são a fonte de fluatibilidade. Para plumas de grande diâmetro, especialmente perto de sua base, é provável que diferenças de pressão devido à curvatura das linhas de corrente também possam ser responsáveis pelo fluxo induzido do arrastamento do ambiente, mas tais estudos do efeito de arrastamento da base são desconhecidos para este autor. É claro que, longe da base, onde as linhas de corrente são mais paralelas à vertical, os efeitos da pressão são nulos e o arrastamento da pluma turbulenta é um processo de engolfamento baseado em fluatibilidade e turbulência.

Outras medições, como espécies de gás e fuligem, têm importância nas plumas de incêndio, mas não serão discutidas aqui. Como vimos para chamas de difusão simples, a fração de mistura desempenha um papel na generalização dessas distribuições espaciais. Assim, se a fração da mistura for determinada para o campo de fluxo, a perspectiva de estabelecer os perfis de concentração das espécies primárias é possível.

Como dito anteriormente, muito tem sido escrito sobre plumas de fogo. Existem excelentes críticas de Zukoski [8], Heskestad [9], Delichatsios [10] e McCaffrey [11]. O aluno é incentivado a ler a literatura, pois existem muitos estilos de apresentação, e um estilo pode ser mais útil do que outro. Não podemos abordar tudo aqui, mas tentaremos fornecer alguma estrutura teórica para entender a base para as muitas correlações alternativas que existem.

## 10.2 Plumam Flutuantes

Vamos derivar as equações governantes para uma pluma flutuante com calor adicionado apenas em sua fonte, aproximada aqui como um ponto. Para uma pluma planar bidimensional, esta é uma linha. Qualquer um poderia representar idealmente uma ponta de cigarro, resistor elétrico, um pequeno incêndio ou a pluma longe de um grande incêndio onde os detalhes da fonte não são mais importantes. Listamos as seguintes hipóteses:

1. Existe uma fonte de ponto (ou linha) idealizada com poder de fogo,  $Q_s$ , perdendo fração radiante,  $X_r$ .
2. A pluma é Boussinesq, ou de densidade constante  $\rho_1$ , exceto no termo força de corpo.
3. A pressão em qualquer nível na pluma é devido a um ambiente em repouso, ou 'hidrostático'.
4. O ambiente está a uma temperatura uniforme,  $T_1$ .
5. As propriedades são assumidas uniformes em toda a pluma em qualquer elevação,  $z$ . Isso é chamado de perfil top-hat em comparação com o perfil gaussiano mais empiricamente correto dado na Equação (10.1).
6. Todas as propriedades são constantes  $c_p, \rho_1$ .

### 10.2.1 Equações governantes

Mais tarde, incluiremos os efeitos de combustão e radiação de chama, mas ainda manteremos todas as suposições de 2 a 5 acima. O perfil de cartola e as suposições de Boussinesq servem apenas para simplificar nossa matemática, mantendo a física básica do problema. No entanto, uma vez que a teoria só pode ser levada até certo ponto antes que os dados experimentais devam ser confiáveis para suas peças que faltam, o grau dessas simplificações não deve reduzir a generalidade dos resultados. Devemos usar as seguintes equações de conservação na forma de volume de controle para um CV fixo e para condições de estado estacionário:

Conservação de massa (Equação (3.15))

$$\sum_{j=1}^N \dot{m}_j = 0 \tag{10.4}$$

rede fora

Conservação do impulso vertical  $\sum F_z$  (Equação (3.23))

$$\sum_{j=1}^N \dot{m}_j C_j = \sum_{j=1}^N \dot{m}_j C_j \tag{10.5}$$

rede fora

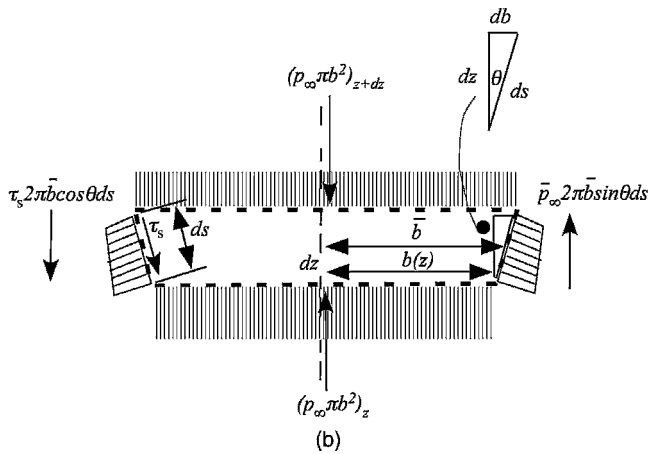
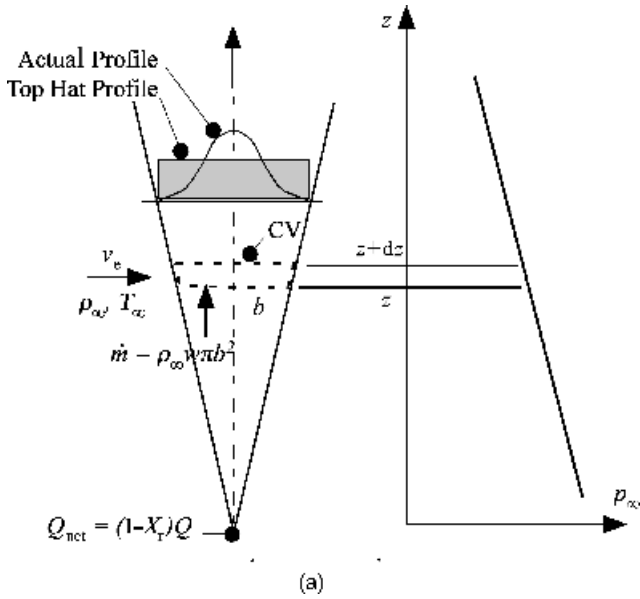


Figura 10.5 (a) Esquema de uma pluma de fonte pontual e (b) foco de superfície

Conservação de energia (Equação (3.48))

$$C_p \dot{m} T_j - Q_{\text{perda}} = \dot{Q}_{\text{rede fora}} \tag{10:6\#}$$

Vamos aplicá-los a um pequeno volume de controle de raio  $b$  e altura  $dz$ , como mostrado na Figura 10.5, e empregaremos o teorema da expansão de Taylor para representar propriedades em  $z+dz$  para aqueles em  $z$ :

$$\rho_{\infty} v_e \pi b^2 \Big|_{z+dz} = \rho_{\infty} v_e \pi b^2 \Big|_z + \frac{d(\rho_{\infty} v_e \pi b^2)}{dz} dz \tag{10:7\#}$$

Usando a relação de arrastamento (Equação (10.3)), em termos do perfil cartola,

$$v_e = \frac{C}{z} \tag{10:8}$$

A conservação da massa pode então ser escrita como

$$m = \int_{z_1}^{z_2} \rho v_e dz \tag{10:9}$$

A taxa de fluxo de massa em termos da suposição de cartola de Boussinesq é dada por

$$m = \int_{z_1}^{z_2} \rho w dz \tag{10:10}$$

Portanto, a conservação da massa usando as Equações (10.7) a (10.10) com a operação

$$\lim_{dz \rightarrow 0} \frac{1}{dz}$$

dá

$$\frac{d}{dz} \int_{z_1}^{z_2} \rho w dz = \rho w|_{z_2} - \rho w|_{z_1}$$

ou

$$\frac{d}{dz} \int_{z_1}^{z_2} \rho w dz = \rho w|_{z_2} - \rho w|_{z_1} \tag{10:11}$$

A conservação da quantidade de movimento noz direção com forças positivas no \*z direções podem ser escritas como

$$\frac{d}{dz} \int_{z_1}^{z_2} \rho v_e^2 dz = \rho v_e^2|_{z_2} - \rho v_e^2|_{z_1} + \int_{z_1}^{z_2} \rho g dz \tag{10:12}$$

As forças de pressão são derivadas na Figura 10.5(b), levando em consideração a pressão na região do perímetro  $z_1$  e  $z_2$ . Onde  $\bar{p}$  é uma média entre  $z_1$  e  $z_2$ . Da mesma forma, também é  $\bar{p}_1$ . A componente vertical da força de cisalhamento também decorre de argumentos semelhantes. No entanto, na borda da pluma temos um fluido estático (aproximadamente) ou  $dw = dr = 0$  para o perfil real. Desde a

$$\tau = \mu \frac{dw}{dr}$$

percebendo que estamos considerando quantidades médias turbulentas no tempo, então  $\tau = 0$  em  $z_1$  e  $z_2$ . Portanto, no limite como  $dz \rightarrow 0$ ,

$$\rho \frac{d}{dz} \int_{z_1}^{z_2} v_e^2 dz = \rho v_e^2|_{z_2} - \rho v_e^2|_{z_1} + \int_{z_1}^{z_2} \rho g dz \tag{10:13}$$

No entanto, no ambiente estático,

$$\frac{dp_1}{dz} = -\rho_1 g \tag{10.14}$$

Combinando dá

$$\frac{d}{dz} (\rho_1 C_2 + \rho_1 g z) = 0 \tag{10.15}$$

Empregando a equação de estado do gás perfeito,

$$p_1 = \rho_1 R T_1 \tag{10.16}$$

Para reduzir os efeitos não lineares, fazemos outra suposição:

7. A mudança na densidade ou temperatura é pequena. (Isso completa o modelo Boussinesq completo.)

Devemos manter essa suposição mesmo para o caso de combustão de alta temperatura, percebendo que ela é bastante severa. No entanto, sua negligência será indubitavelmente compensada por meio de correlações experimentais finais. Com a suposição 7 aproximamos

$$\frac{\rho_1}{\rho_1} = \frac{T_1}{T} \quad \frac{T}{T_1} = 1 + \frac{T - T_1}{T_1} \tag{10.17}$$

Portanto, a Equação (10.15) se torna

$$\frac{d}{dz} (\rho_1 C_2 + \rho_1 g z) = 0 \tag{10.18}$$

A conservação de energia para o volume de controle diferencial na Figura 10.5 torna-se, seguindo a Equação (10.6),

$$c_p \rho_1 \frac{dT}{dz} + \rho_1 g = 0 \tag{10.19}$$

O calor adicionado é zero porque não temos combustão no CV, e todo o calor é adicionado idealmente na origem,  $z = 0$ . Operando como antes, obtemos

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} \tag{10.20}$$

A partir da Equação (10.11), pode-se mostrar que

$$\frac{d}{dz} (\rho_1 C_2 + \rho_1 g z) = 0 \tag{10.11}$$

ou

$$\rho c_p \frac{dz}{dt} + w \frac{dz}{dz} = \dot{Q}''_r \quad (10.21)$$

Isso pode ser integrado e usando um volume de controle que inclui os rendimentos

$$\rho c_p w \frac{dz}{dz} = \dot{Q}''_r \quad (10.22)$$

Onde  $\dot{Q}''_r$  é o termo de origem que representa a potência da fonte. Conseqüentemente,

$$\dot{Q}''_r = \frac{\dot{Q}''_r}{\rho c_p T_1} \quad (10.22)$$

Agora temos três equações, (10.11), (10.18) e (10.22), para resolver  $w$ ,  $b$ , e  $\dot{Q}''_r$ . As condições iniciais para esta pluma ideal são selecionadas como (aoz  $\dot{Q}''_r$ )

$$b = 0 \quad \text{luma fonte pontual}$$

e

$$C_2 = 0 \quad \text{luma sem impulso}$$

Se tivéssemos momento significativo ou vazão mássica na origem, a pluma recorreria a um jato e o momento inicial controlaria o arrastamento conforme descrito pela Equação (10.3). Este comportamento do jato terá conseqüências para o comportamento da altura da chama em comparação com a altura da chama de incêndios naturais com momento inicial desprezível.

### 10.2.2 Escalas características da pluma

É muito útil minimizar variáveis significativas expressando as equações em termos adimensionais. Para fazer isso, precisamos de um comprimento característico para normalizar  $z$ . Se tivéssemos um diâmetro de fonte finito,  $D$ , seria uma seleção natural; no entanto, ele não existe no problema de origem pontual. Podemos determinar esta escala de comprimento natural,  $z_c$ , explorando as equações dimensionalmente. Nós igualamos as dimensões. Da Equação (10.22),

$$C_2 z_c^D = \frac{\dot{Q}''_r}{\rho c_p T_1}$$

ou

$$C_2 z_c^D = \frac{\dot{Q}''_r}{\rho c_p T_1 z_c^2}$$

Substituindo na Equação (10.18) dá

$$C_2 z_c^D = \frac{\dot{Q}''_r}{\rho c_p T_1 z_c^2}$$

ou

$$z_c \frac{Q_{-0}}{\rho_0 c_p T_1 z_c^2} \frac{z_c}{g} \frac{z_c}{D}$$

dando

$$z_c \frac{Q_{-0}}{\rho_0 c_p T_1 z_c^2} \frac{z_c}{g} \frac{z_c}{D} \tag{10.23}$$

como a escala de comprimento natural. Esta escala de comprimento é uma variável importante que controla o tamanho das grandes estruturas de vórtices e a altura da chama, além do efeito por D para um fogo finito. Podemos até especular que a altura adimensional da chama deve ser expressa como

$$\frac{z_c}{D} \frac{z_c}{D}$$

Aliás, se estivéssemos examinando uma fonte de linha na qual a intensidade da fonte precisaria ser expressa como  $Q_{-0}$ , ou seja, taxa de liberação de energia por unidade de comprimento da fonte linear, a Equação (10.23) pode ser reexaminada dimensionalmente como

$$z_c \frac{Q_{-0}}{\rho_0 c_p T_1 z_c^2} \frac{z_c}{g} \frac{z_c}{D}$$

ou

$$z_c \frac{Q_{-0}}{\rho_0 c_p T_1 z_c^2} \frac{z_c}{g} \frac{z_c}{D} \tag{10.24}$$

Esta é a escala de comprimento característica para uma pluma de linha.

Para completar a normalização da fonte pontual, determinamos, em geral, uma velocidade característica como

$$c_c \frac{z_c}{g} \tag{10.25a}$$

ou especificamente para uma fonte pontual,

$$c_c \frac{z_c}{g} \tag{10.25b}$$

Onde  $Q_{-0}$  é o poder de fogo nesta escala.



### 10.2.3 Soluções

Soluções para um perfil gaussiano, com a Equação (10.1) para uma fonte pontual axissimétrica e para uma fonte linear

$$\frac{C}{C_m} \exp\left(-\frac{z}{b}\right) \tag{10:26a}$$

e

$$\frac{T - T_1}{T_m - T_1} \exp\left(-\frac{z}{b}\right) \tag{10:26b}$$

com dimensões como mostrado na Figura 10.6, estão tabulados na Tabela 10.1 [12]. As variáveis adimensionais são

$$\begin{aligned} \frac{T - T_1}{T_m - T_1} &= T_1 \\ W &= w_m = w_c \\ B &= b = z_c \\ ) &= z = z_c \end{aligned} \tag{10:27}$$

As soluções na Tabela 10.1 foram ajustadas aos dados de Yokoi [3] de pequenas fontes de fogo com uma estimativa de  $X_r$ , a fração de radiação, para suas fontes de combustível. Ajustes de Zukoski [8], sem considerar as perdas de radiação  $X_r \approx 1$ , dão valores de  $w_m = 0,11$  e  $w_c = 0,91$  para a fonte axissimétrica. Yuan e Cox [13] mostraram que  $w_m$  pode variar de 0,12 a 0,16 e de 0,64 a 1,5 respectivamente, com base em uma revisão de dados de muitos estudos. As Figuras 10.7 e 10.8 mostram os resultados de similaridade e características da linha central respectivamente por Yokoi [3] para as fontes de ponto e linha.

É interessante notar algumas características desses casos ideais, uma vez que coincidem com os dados de campo distante de grandes plumas de incêndio. A velocidade e a temperatura na linha central de uma pluma pontual diminuem com a altura e ambas são singulares na origem. Apenas a temperatura tem esse comportamento na pluma da linha, com a velocidade permanecendo constante ao longo da linha central. UMA

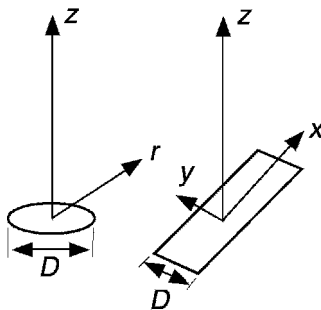
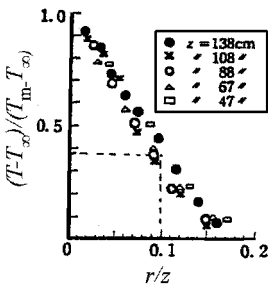


Figura 10.6 Fontes finitas

Tabela 10.1 Correlações de plumas gaussianas de campo distante [12]

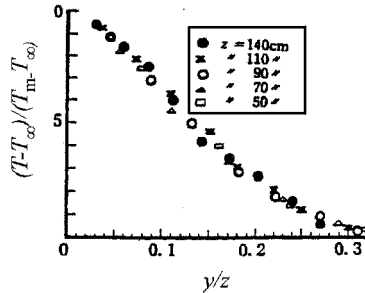
Adimensional variável	Axisimétrico (Xr\$0:20 para dados)	linha infinita (Xr\$0:30 para dados)
B	Ceu)	Ceu)
	Ceu\$66%; 0:118	Ceu\$#z##%; 0:103
C	(Cv) <sup>n=3</sup>	(Cv) <sup>0</sup>
	Cv\$ $\frac{25}{24} \frac{r}{z}$	Cv\$ $\frac{11}{2} \frac{r}{z}$
	Cv\$ 4:17!1"Xr#1=3	Cv\$ 2:25!1"Xr#1=3
#	(CT) <sup>n=3</sup>	(CT) <sup>n=1</sup>
	CT\$ $\frac{2}{3} \frac{25z=3}{24} \frac{r}{z}$	CT\$ $\frac{1}{25=6} \frac{r}{z}$
	CT\$ 10:58!1"Xr#1=3	CT\$ 3:30!1"Xr#z=3
C2	$\frac{3}{r}$ :1:64	$\frac{2}{r}$ : 1:54
%	0,098	0,091
"	0,913	0,845

Point source: Alcohol lamp

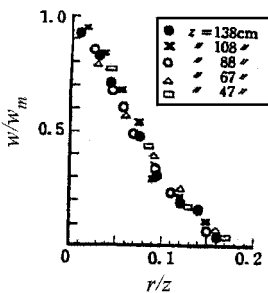


a. Temperature: Point source

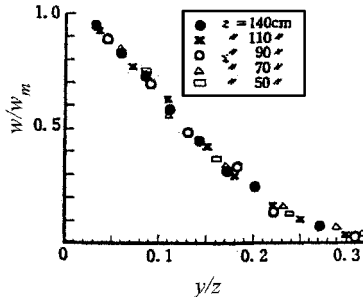
Line source: Alcohol tray 100 x 1 cm



b. Temperature: Line source



c. Velocity: Point source



d. Velocity: Line source

Figura 10.7 Resultados experimentais de Yokoi (BRI, Japão) para fontes de ponto e linha [3]

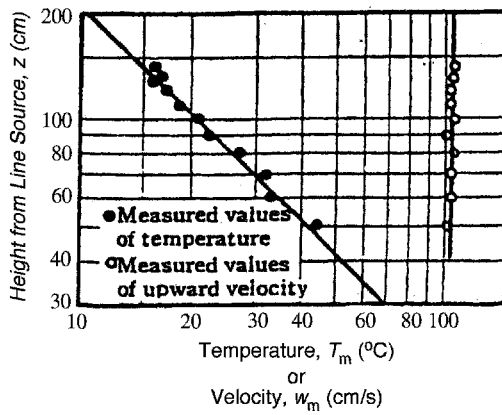
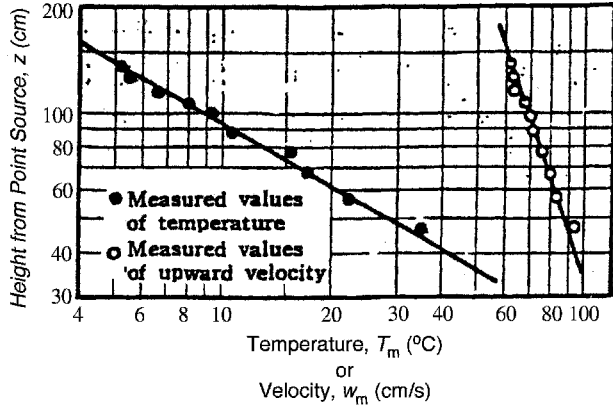


Figura 10.8 Dados Yokoi para valores axiais médios de velocidade e aumento de temperatura [3]

número local de Froude (Fr) é invariável e quase o mesmo para ambas as plumas. Este local Fr número é representado como

$$Fr = \frac{\text{energia cinética}}{\text{energia potencial}} = \frac{C_m^2}{g z_c} \quad (10:28\#)$$

$$\frac{C_m^2}{g z_c} = \frac{C_m^2}{g z_c} \quad (10:28\#)$$

como visto na Tabela 10.1. Isso mostra que a velocidade está diretamente relacionada à flutuabilidade. Observe que nenhum efeito da viscosidade entrou na análise para a pluma livre. De fato, uma aplicação da equação de Bernoulli à linha de corrente central daria um valor de Fr = 2:0. Para plumas de parede, ou interações teto-pluma, podemos esperar ver efeitos de Gr = g z\_c = z\_c (T<sub>m</sub> - T<sub>∞</sub>) / (T<sub>m</sub> - T<sub>∞</sub>). Para plumas laminares, os efeitos viscosos devem estar presentes, pois a viscosidade é o único mecanismo que permite que o ar ambiente seja 'arrastado' no fluxo da pluma.

### 10.3 Plumas de combustão

Vamos agora examinar o aspecto de combustão das plumas e tentar demonstrar resultados mais realistas. A abordagem anterior fornece um guia de como podemos proceder. Como as complexidades da combustão são grandes demais para serem consideradas de qualquer maneira fundamental, simplesmente adotamos a mesma abordagem de 'fonte pontual' com a suposição adicional:

8. A combustão ocorre uniformemente em toda a pluma enquanto houver combustível presente.

As equações se tornam as mesmas de antes, exceto com uma adição líquida efetiva de calor por unidade de volume como  $\dot{q}_v$  dentro do elemento diferencial da Figura 10.5. A partir das Equações (10.11), (10.18) e (10.21), a conservação de massa, momento e energia tornam-se

$$\frac{d}{dz}(\rho w b) = \dot{q}_v \tag{10.29a}$$

$$\frac{d}{dz}(\rho w b^2) = \frac{T - T_1}{T_1} \rho g b \tag{10.29b}$$

e

$$\rho C_p \frac{dT}{dz} + \rho w b \frac{dT}{dz} = \dot{q}_v \tag{10.29c}$$

para o caso axissimétrico top-hat.

A taxa máxima de combustível que pode queimar no volume de controle  $dz$  na Figura 10.5(a) é aquele que reage completamente com o oxigênio incorporado ou com uma razão estequiométrica conhecida de oxigênio para combustível,  $r$ . Assim, podemos escrever

$$\dot{q}_v = \frac{\dot{m}_f \nu_{O_2} h_{c,SO_2}}{\nu_{C_2H_6} r} \tag{10.30}$$

Substituindo na Equação (10.29c) dá

$$\rho C_p \frac{dT}{dz} + \rho w b \frac{dT}{dz} = \frac{\dot{m}_f \nu_{O_2} h_{c,SO_2}}{r} \tag{10.31}$$

Usando a Equação (10.29a), isso se torna

$$\frac{d}{dz}(\rho w b T) = \frac{\dot{m}_f \nu_{O_2} h_{c,SO_2}}{r} \tag{10.32}$$

que se integra para dar, com  $T = T_1$  em  $z = 0$ ,

$$T - T_1 = \frac{\dot{m}_f \nu_{O_2} h_{c,SO_2}}{r C_p} \tag{10.33}$$

No entanto, não é provável que todo o ar retido reaja com o combustível. A estrutura turbulenta da chama não permite que o combustível e o oxigênio se misturem instantaneamente. Há um atraso, às vezes descrito como 'sem mistura'. Assim, certa quantidade de

oxigênio (ou ar) mais do que estequiométrico será arrastado, mas não queimado. Chame essa fração de arrastamento em excesso

$$n! = \frac{\text{massa de ar arrastado}}{\text{massa de ar reagido}} \tag{10.34}$$

A equação (10.33) deve ser modificada para dar

$$T = T_1 \frac{1 + X_r Y_{O_2} h_c}{n C_p T_1} \tag{10.35}$$

uma temperatura mais baixa na chama devido à diluição pelo excesso de ar. Este fator foi encontrado em cerca de 10, e pode ser uma constante universal para uma classe de plumas de fogo. As condições para esta constância não foram estabelecidas. O ponto principal deste resultado é que a temperatura média espacial e temporal da chama é uma constante que depende principalmente de  $X_r$  e  $Y_{O_2}$  e  $h_c = 2.9 \text{ kJ/g}$  ar para uma ampla gama de combustíveis. De fato, a temperatura da chama é independente do combustível, exceto por suas propriedades radiativas, e aquelas chamas que irradiam muito pouco têm uma temperatura mais alta. Este resultado se aplica a todas as configurações de plumas de incêndio, exceto aquelas que dependem das condições específicas de fluxo. Em termos adimensionais, para incêndios turbulentos dominados por flutuabilidade, esperaríamos

$$\frac{T_m - T_1}{T_1} = n \tag{10.36}$$

Onde

$$n = \frac{1 + X_r Y_{O_2} h_c}{C_p T_1}$$

é um parâmetro adimensional que representa o produto químico absorvido para a entalpia sensível.

A Tabela 10.2 fornece resultados de correlação baseados em perfis gaussianos com  $n$  selecionado como 1 para as plumas axissimétricas e de linha de fogo [12]. É realmente notável que o 'local'

Tabela 10.2 Correlações de chama da região de combustão [12]

Adimensional variável	Axisimétrico ( $X_r = 0.20$ para dados)	linha infinita ( $X_r = 0.30$ para dados)
B	$C_{eu} = \frac{4}{5} = 0.179$	$C_{eu} = \frac{4}{5} = 0.444$
C	$C_v = 1 = 2$ $C_v = 2:02 \text{ ou } 0:720$	$C_v = 1 = 2$ $C_v = 2:3 \text{ ou } 0:877$
#	$C_T = 0$ $C_T = 2:73 \text{ ou } 0:347$	$C_T = 0$ $C_T = 3:1 \text{ ou } 0:450$
$\frac{C_2}{\#}$	1:49	1:70
#	0,22	0,590
!	1	1

um dos dados de McCaffrey [6], mas 0,50 é recomendado.

Número de Froude  $C_2 = 1$  é quase o mesmo para as plumas de campo próximo e distante, 1:60) 0:1. Os coeficientes de arrastamento são muito maiores, o que provavelmente inclui efeitos de pressão perto da base para os incêndios axissimétricos e efeitos de 'filamento de chama-tornado' para o fogo de linha, que na verdade são tridimensionais. Deve-se perceber que os dados correspondentes a essas correlações contêm resultados para incêndios finitos:  $D > 0$ , fontes não idealizadas. As correlações nas Tabelas 10.1 e 10.2 são um conjunto de fórmulas; outros existem com igual validade.

### 10.4 Efeitos Finitos de Fogo Real

Vamos examinar alguns resultados alternativos e considerar os efeitos da dimensão base do fogo. As medições são dadas por Yokoi [3] para fontes de fogo da Figura 10.9 e raio de 20 cm.  $D = 2$ . Os perfis de temperatura

$$\frac{T - T_1}{T_m - T_1} \text{ versus } \frac{z}{r_0} \text{ e } \frac{r}{r_0}$$

são plotados na Figura 10.9. A similaridade é preservada, embora o perfil gaussiano não seja mantido na zona de incêndio. Também o raio da pluma cresce mais lentamente na zona de combustão. Esse crescimento mais lento é inconsistente com a teoria, conforme apresentado na Tabela 10.2, onde os valores são constantes uma vez que a teoria de arrastamento simples não é adequada na zona de combustão.

#### 10.4.1 Temperaturas de chama axial turbulenta

McCaffrey [6] dá resultados para incêndios axissimétricos com um queimador quadrado de 0,3 m de lado usando metano. Os resultados na Figura 10.10 delineiam claramente três regiões: (1) o

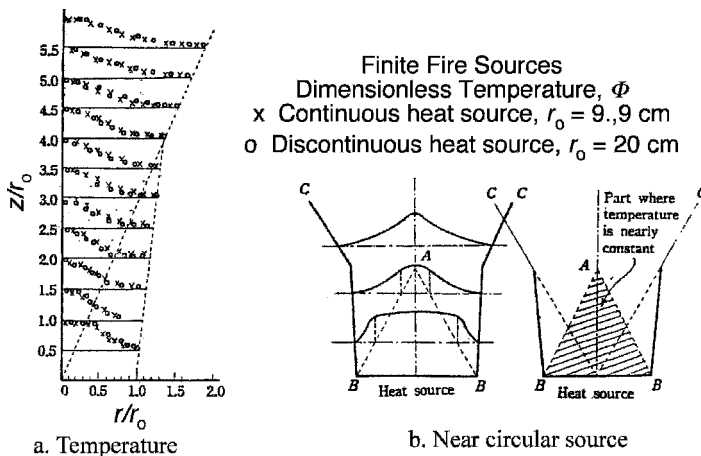


Figura 10.9 Perfis de temperatura adimensionais,  $(T - T_1) / (T_m - T_1)$ , para fontes finitas de fogo (de Yokoi [3])

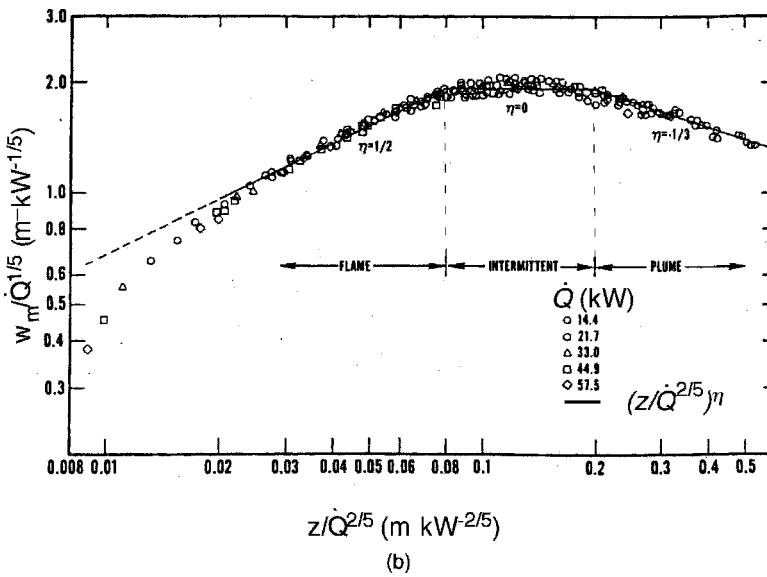
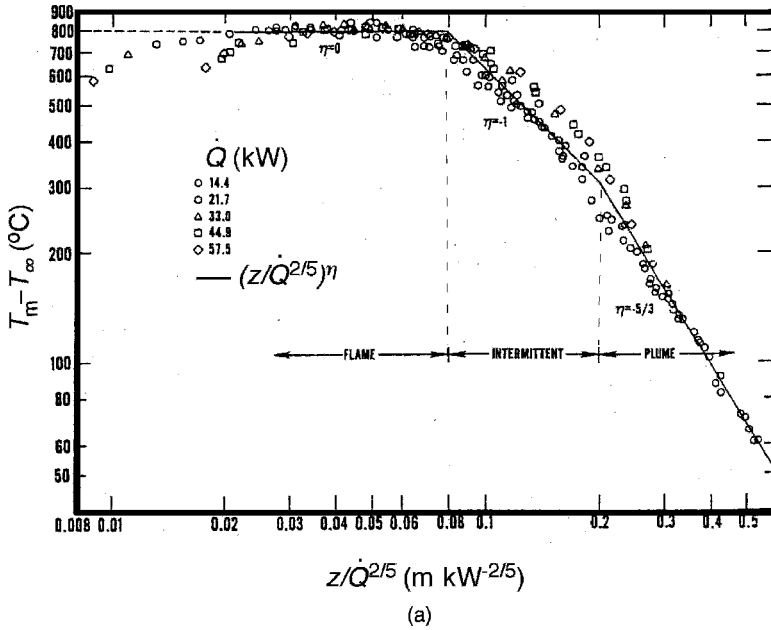
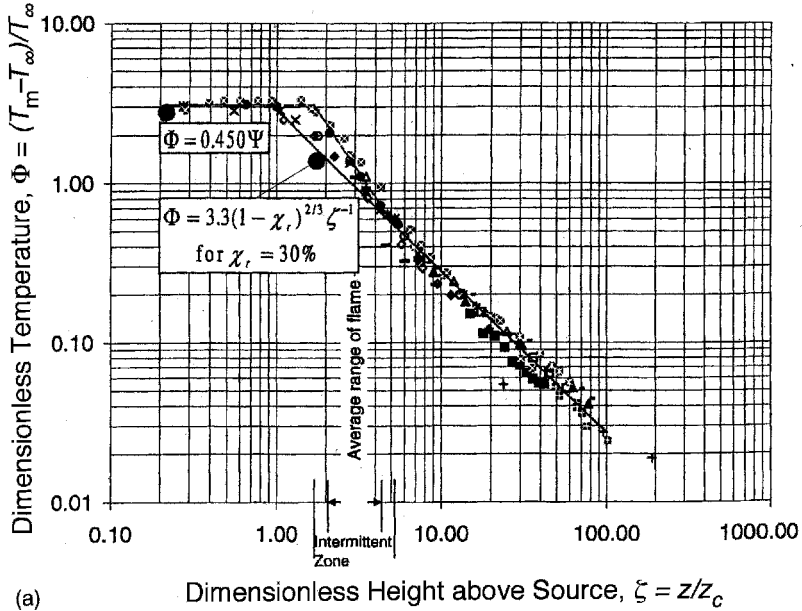


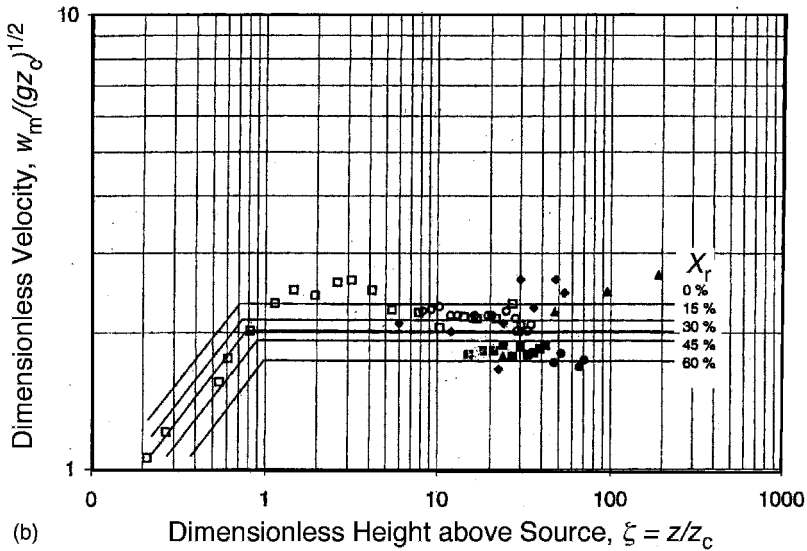
Figura 10.10 Pluma de incêndio da linha central (a) aumento de temperatura e (b) velocidade (de McCaffrey [6])

chama luminosa contínua, (2) a zona de chama oscilante e (3) a região de pluma não combustível. Resultados semelhantes são exibidos por Quintiere e Grove [12] na Figura 10.11 para fogos de linha infinitas de larguras  $D$  variando de cerca de 0,1 mm a 20 cm e  $\dot{Q}$  de cerca de 10 a 350 kW/m.

Observe que a temperatura máxima da chama parece ser de 800–900°C para estes incêndios em escala. Para incêndios de maior escala, esta temperatura da chama pode aumentar com o diâmetro; por exemplo, para  $D=2$  m,



(a)



(b)

Figura 10.11 Pluma de incêndio de linha central adimensional (a) aumento de temperatura e (b) velocidade para incêndios de linha infinita de largura  $D$  [12]

900;C; 6 m, 1000;C; 15 m, 1100;C; e 30 m, 1200;C [14]. A explicação é fornecida por Koseki [15] (Figura 10.12), mostrando como  $\chi_r$  diminui para incêndios de grande diâmetro, pois redemoinhos de fuligem preta podem obscurecer a chama. O tamanho do redemoinho ou comprimento do caminho da fuligem aumenta à medida que o diâmetro do fogo aumenta, fazendo com que a transmitância dos redemoinhos externos diminua e bloqueie a radiação de deixar a chama. Da Tabela 10.2,



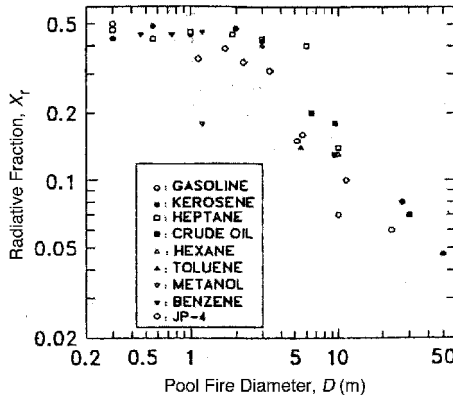


Figura 10.12 Relação entre a fração radiativa e o diâmetro da panela para vários incêndios de combustível (de Koseki [15])

a temperatura da chama pode ser encontrada a partir de

$$\frac{T_f - T_1}{T_1} = C_{T,r} X_r \left[ \frac{S_{O_2} h_c}{r_{cp} T_1} \right] \tag{10.37}$$

A Tabela 10.3 fornece valores de  $C_{T,r}$  para temperaturas cuidadosamente medidas (termopares 50 μm Pt-Rh [16] e 1 mm [17]);  $C_{T,r}$  0:50 é recomendado para  $q_p \leq 1$  kJ/kg K. Isso vale na região do núcleo da chama onde sempre existe combustão,  $z < z_f$ . Da Figura 10.12 de Koseki,

$$\frac{T_f - T_1}{T_1} \approx \frac{X_r}{X_{r,0.3m}} \approx \frac{1}{10} \approx 0.1$$

Isso é consistente com as medições de temperatura relatadas por Baum e McCaffrey [14],

$$\frac{T_f - T_1}{T_1} \approx \frac{1200(C)}{800(C)} \approx 1.5$$

A aplicação da Equação (10.37) fornece um valor máximo do aumento da temperatura da chama correspondente a  $X_r = 0$  como

$$T_f \approx 1450(C)$$

Tabela 10.3 Temperatura máxima da chama da linha central medida

Tempo máximo linha central média temperatura (C)	Combustível	$h_c/s$ (kJ/g ar)D (m)Q <sub>c</sub> (kW)	X <sub>r</sub>	Fonte	C <sub>T,r</sub>
1260	Gás natural	2,91 0,3	17,9 0,15	Smith e Cox [17]	0,50
1100	Gás natural	2,91 0,3	70,1	Cox [17] Kung e	0,48
930	Heptano	2,96 1,74 7713	0,43	Stavrianidis [18] Kung e	0,52
990	Heptano	3,07 1,74 973	0,18	Stavrianidis [18]	0,59

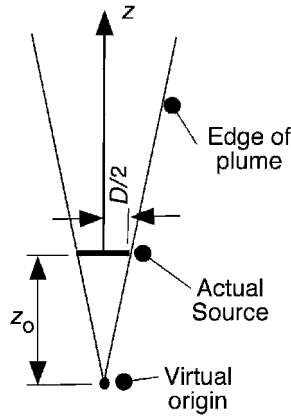


Figura 10.13 Origem virtual

Embora tal valor não tenha sido relatado, geralmente não foi tomado cuidado suficiente para obter medições precisas em grandes incêndios.

### 10.4.2 Temperaturas da pluma

É óbvio que análises idealizadas de modelos de fontes pontuais ou lineares para plumas de incêndio têm limitações. Apenas a distâncias suficientemente grandes da fonte de fogo devem ser aplicadas. Uma abordagem para trazer esses modelos idealizados em conformidade com os efeitos do fogo de diâmetro finito foi modificar a análise com uma origem virtual,  $z_0$ . Para uma fonte finita, uma simples adaptação geométrica pode ser localizar uma fonte pontual efetiva de liberação de energia a uma distância  $z_0$  abaixo da fonte real de diâmetro,  $D$ . Isso é ilustrado na Figura 10.13, onde a localização do  $z_0$  é selecionado fazendo com que a largura da pluma coincida com  $D$  no  $z = 0$ . Vários critérios foram usados para determinar  $z_0$  a partir de dados de pluma de fogo. A partir da solução farfield para temperatura modificada para a origem virtual (adimensional) abaixo da fonte real, podemos escrever a partir da Tabela 10.1 em geral

$$\frac{T - T_1}{T_1} = \frac{Q_1}{\rho C_p T_1 g z} \left( \frac{z}{z_0} \right)^{-5/3} \quad (10.38)$$

Onde  $z_0 = z_0 + Q_1 / (\rho C_p T_1 g)$ . Esta equação pode ser rearranjada para que uma nova variável de temperatura pode ser plotada como uma função linear de  $z$ :

$$z - z_0 = \frac{h}{g} \frac{Q_1^{2/5} \rho^{2/5} C_p^{2/5} T_1^{2/5}}{T_1 - T_1} \quad (10.39)$$

Esse gráfico de dados é ilustrado por Cox e Chitty [18] na Figura 10.14. A linha de regressão favorece os dados na região da chama intermitente e na pluma imediatamente acima da chama. Para estes dados a origem virtual é 0,33 m abaixo do queimador. No contínuo

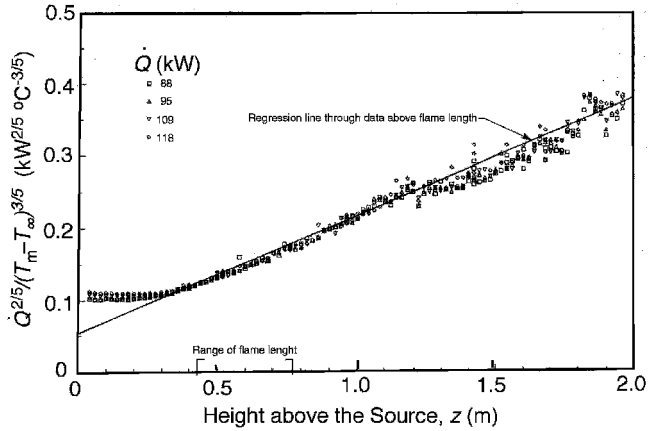


Figura 10.14 Dados de temperatura axial plotados para revelar a origem virtual (de Cox e Chitty [18])

zona de chama abaixo de 0,4 m, a temperatura da chama é constante, como esperado. Para dados acima de 1,2m, um ajuste linear para esses dados pode render um z<sub>0</sub> próximo de zero – mais consistente para dados de campo distante. O nível de incerteza de tais deduções para o fator de correção z<sub>0</sub> deve ser aparente.

Um resultado para z<sub>0</sub> deve ser usado no contexto da correlação de dados específica da qual foi obtida. Por exemplo, Heskestad [19] deriva uma correlação para a origem virtual como

$$\frac{z_0}{D} = 1.02 + \frac{0.083Q_{2=5}}{D}$$

110:40a#

Onde z<sub>0</sub> é em m e Q<sub>2=5</sub> é em kW. Na forma adimensional isso é

$$\frac{z_0}{D} = 1.02 + \frac{1.38Q_{2=5}}{D}$$

110:40b#

Onde

$$Q_{D=2} = \frac{Q_{2=5}}{\rho_{1,Cp} T_1 g D^{5/2}}$$

110:41#

Heskestad [19] determinou este resultado para uso com a correlação de temperatura da pluma de campo distante da linha central para z / z<sub>f</sub>, dado como

$$\frac{T - T_1}{T_1 - T_{10500}(C)} = r_{2=3}^* \left( \frac{z}{z_f} \right)^{5/3}$$

110:42#

que representa a melhor versão da Equação (10.38). Heskestad limita o uso desta equação para T<sub>1</sub> > 10500(C), ou acima da altura média da chama. Os dados examinados em

Tabela 10.4 Dados axissimétricos de pluma de incêndio para diferentes combustíveis e diâmetro retirados das Referências [16], [17] e [19]

Combustível	Q <sub>b</sub>	D (m)	Q (kW)	X <sub>r</sub>	z <sub>0</sub> =D	z <sub>f</sub> =D
Fluido de silicone	0,038	2,44	406	0,19	0,30	0,14
Fluido de silicone	0,049	1,74	211	0,19	0,50	0,11
Gás natural, m <sup>2</sup> uma	0,19	0,34	14,4	—	0,29	—
Metanol	0,19	2,44	1963	0,24	0,14	0,98
Metanol	0,22	1,74	973	0,18	0,16	0,98
Metanol	0,26	1,22	467	0,12	0,36	0,74
Gás natural, m <sup>2</sup> uma	0,29	0,34	21,7	—	0,18	—
Gás natural, m <sup>2</sup> uma	0,44	0,34	33,0	—	0,06	—
Fluido de hidrocarboneto	0,49	1,74	2151	0,28	0,43	2.1
Gás natural, m <sup>2</sup> uma	0,60	0,34	44,9	—	0,09	—
Fluido de hidrocarboneto	0,61	1,22	1101	0,28	0,10	1,8
Gás Natural, m <sup>2</sup> uma	0,77	0,34	57,5	—	0,09	—
Heptano	1,75	1,74	7713	0,43	0,71	3.2
Heptano	1,93	1,22	3569	0,41	0,43	3.2
Heptano	1,93	1,22	3517	0,36	0,43	3.2

uma<sub>sq</sub>. implica que foi usado um queimador quadrado em vez de circular.

As Equações de derivação (10.40) e (10.42) são exibidas na Tabela 10.4 e representam uma ampla gama de condições.

O parâmetro Q<sub>b</sub> é uma taxa de liberação de energia adimensional do fogo. Ele representa o taxa de liberação de energia química dividida por uma taxa de fluxo de transporte de energia convectiva efetiva devido ao fluxo flutuante associado à escala de comprimento D. (Foi popularizado por Zukoski [8] em sua pesquisa e pode ser apropriadamente designado como o número de Zukoski, Zu "Q<sub>b</sub>".) Para incêndios naturais, a taxa de liberação de energia para incêndios em piscina de diâmetro nominal, D, depende da transferência de calor das chamas em que a taxa de liberação de energia para um diâmetro fixo #D\$ pode ser amplamente variado controlando a taxa de fornecimento de combustível. Portanto, as chamas dos queimadores são fogos naturais um tanto artificiais. Hasemi e Tokunaga [20] traçam uma série de incêndios em termos de tipo de combustível, diâmetro nominal D<sub>Q<sub>b</sub></sub>, conforme mostrado na Figura 10.15. o resultados mostram que a faixa de Q<sub>b</sub> para incêndios naturais é de aproximadamente 0,1 a 10.

### 10.4.3 Taxa de arrastamento

A Equação (10.10) fornece a vazão mássica na pluma. Isso é exatamente igual à taxa de arraste se negligenciarmos a taxa de fluxo de massa do combustível. Este último é pequeno, especialmente porque z aumenta. Para uma fonte pontual idealizada, a taxa de arrastamento consistente com os resultados de campo distante da Tabela 10.1 é

$$\frac{m}{\rho z^2} = \frac{C}{z^5} \tag{10.43a}$$

ou em termos de Q<sub>b</sub>, o arrastamento de campo distante é encontrado a partir de

$$\frac{m}{\rho z^2} = \frac{C Q_b}{z^5} \tag{10.43b}$$

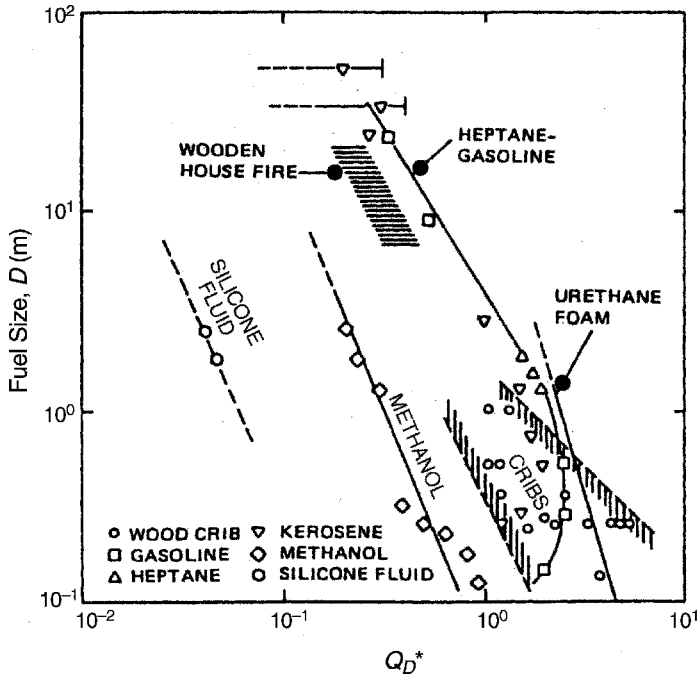


Figura 10.15 Os incêndios naturais em termos de  $Q_D$  por Hasemi e Tokunaga [20]

O coeficiente  $C_e$  depende de  $X_r$  e é 0,17 para  $X_r \leq 0,2$  para as constantes empíricas da Tabela 10.1; Zukoski [8] relata 0,21 e Ricou e Spalding [21] relatam 0,18. Para o campo distante, válido acima da altura da chama, Heskestad [22] desenvolveu a equação empírica:

$$m_e \text{ kg/s} = 0,071 + 1,1 X_r \left[ \frac{Q_{e,1} z_o}{z_o^5} + 1,026 + 1,1 X_r \left[ \frac{Q_{e,2} z_o}{z_o^5} \right]^3 \right]^n \quad (10.44)$$

(10.44)

Onde  $Q_e$  está em kW e  $z_o$  estão em m;  $z_o$  é dado pela Equação (10.40). Enquanto a Eq. (10.43) é independente de  $D$ , a equação (10.44) tenta corrigir o diâmetro finito do fogo através do termo de origem virtual.

O desenvolvimento de uma correlação de arrastamento para a região da chama é muito mais complicado. Os dados são limitados e nenhuma correlação única é geralmente aceita. Delichatsios [10] mostra que os dados de arrastamento de chama para queimadores de 0,1-0,5 m de diâmetro podem ser correlacionados em três regiões por leis de potência em  $z = D$  dependendo se a chama é curta ou alta. Desenvolveremos um resultado equivalente contínuo sobre as três regiões. Sabemos que a largura da pluma é uma função linear de  $z$  pela Tabela 10.2, bem como sugerido pelos dados de Yokoi na Figura 10.9. Embora a chama visível pareça "colar" para dentro e deva fechar em sua ponta, a borda da pluma de chama turbulenta

geralmente se expande a partir de sua base. Portanto, para um incêndio de diâmetro finito, é razoável representar o raio da pluma,  $b$ , como

$$b = \frac{D}{2} * C_z \tag{10.45}$$

Onde  $C$  é uma constante empírica. Devido à constância de  $W_2$ ,  $C$  é proporcional a  $z^{1/2}$  na zona de chama (ver Tabela 10.2 e Figura 10.10(b)). Assim, substituindo essas formas por Eq. (10.10) dá

$$\dot{m}_e = C_v z^{1/2} D \frac{1}{2} * C_z \tag{10.46a}$$

ou em forma adimensional, o arrastamento na chama é encontrado a partir de

$$\frac{\dot{m}_e}{\rho_o \sqrt{g} D^{5/2}} = C_e \frac{z^{1/2}}{D} \tag{10.46b}$$

Onde  $C_e = 0.179$  e  $C = 0.057 z^{1/2}$ , aproximadamente. Esses coeficientes foram encontrados para se ajustar aos dados para queimadores de 0,19 e 0,5 m fornecidos por Zukoski [8]. Os resultados estão representados na Figura 10.16. Como a velocidade depende da temperatura da pluma e a temperatura depende da perda de radiação, deve-se esperar que  $C_e$  depende de  $X_r$ . No entanto, não é totalmente óbvio, nem é geralmente aceito, que esta taxa de arrastamento da chama seja independente de  $Q_c$ . Este fato foi demonstrado há algum tempo por Thomas, Webster e Raftery [23] e deve-se à constância da temperatura da chama independente da temperatura da chama,  $Q_c$ . Essencialmente, a área da chama do perímetro é significativa para o arrastamento.

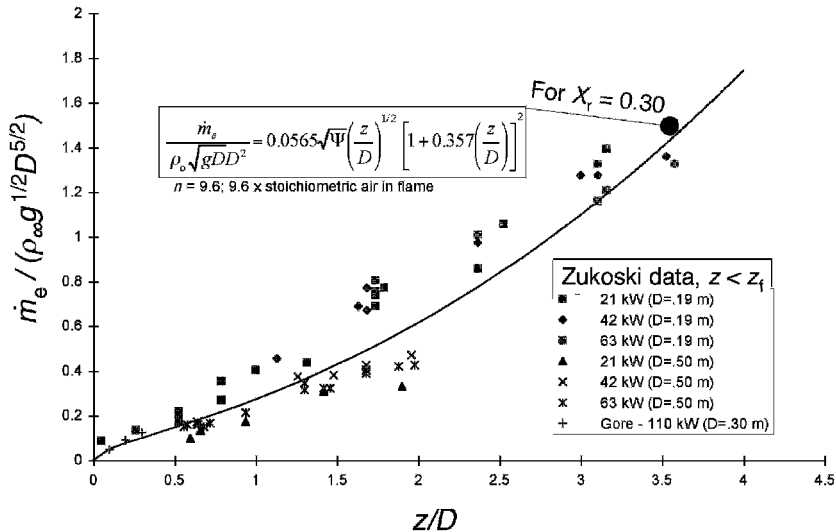


Figura 10.16 Taxa de arrastamento de chama por dados de Zukoski [8] e a correlação de Quintiere e Grove [12]

### 10.4.4 Altura da chama

A altura da chama está intimamente relacionada com a taxa de arrastamento. Na verdade, um depende do outro. Para uma chama turbulenta que pode arrastar vezes o ar necessário para a combustão (Equação (10.34)), er, a razão estequiométrica de massa de oxigênio para combustível, a taxa de massa de combustível reagido ao longo do comprimento da chama,  $z_r$ , é

$$m_{O_2} = \frac{m_{fuel} \cdot n_{O_2}}{n_{fuel}} \tag{10:47}$$

Onde  $m_{O_2}$  é retirado da Equação (10.46) para  $z_r$  e  $n_{O_2}$  é a fração mássica de oxigênio do ambiente. Multiplicando por  $h_c$ , (Equação (10.47)) pode ser colocado em forma adimensional como

$$Q_D = \frac{m_{fuel} \cdot h_c}{n \cdot r_{cp} T_1} \tag{10:48}$$

Substituição da Equação (10.46b) por  $z_r$  fornece uma correlação para a altura da chama. O valor que é encontrado por um melhor ajuste de dados no ar  $z_r = 0.233$  como 9.6. A equação implícita para  $z_r$  é

$$Q_D = 0.00590 \frac{z_r^2}{X_r} \frac{z_r^2}{D} + 0.357 \frac{z_r^2}{D} \tag{10:49a}$$

No ar para  $z_r/D > 0.1$ , uma aproximação para a função em  $z_r/D$  dá

$$\frac{z_r}{D} \approx 16.8 \frac{Q_D}{z_r^2 + h_c = s = !C_p T_1 \cdot z_r^2 + 1 X_r} \tag{10:49b}$$

e para  $z_r/D < 0.1$ , enfatizando a meia potência,

$$\frac{z_r}{D} \approx 2.87 \cdot 10^4 \frac{Q_D}{z_r^2 + h_c = s = !C_p T_1 \cdot z_r^2 + 1 X_r} \tag{10:49c}$$

Aquisé a razão estequiométrica ar/combustível.

Uma equação alternativa e explícita para  $z_r$  dado por Heskestad [24], baseado na correção de origem virtual (ver Equação (10.40)), é dado como

$$\frac{z_r}{D} = 15.6 \frac{Q_D}{z_r^2} \frac{s_{cp} T_1}{h_c} \tag{10:50a}$$

OU

$$z_r = 0.233 Q_D^{0.25} \tag{10:50b}$$

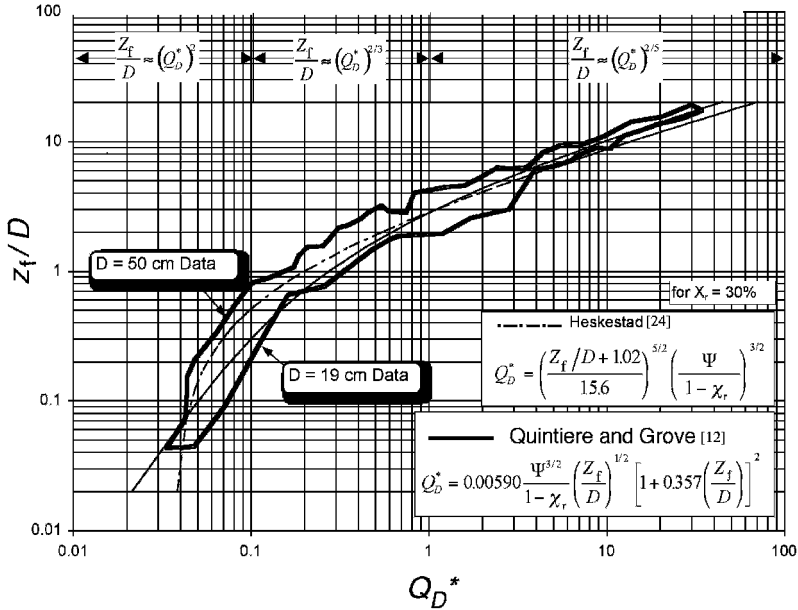


Figura 10.17 Altura da chama axissimétrica em termos de  $Q_D$  [12]

As equações são comparadas na Figura 10.17 junto com uma região de dados retirados de Zukoski [8]. Dados adicionais apresentados por Zukoski [25] para o pequeno  $Q_D$  intervalo são apresentados na Figura 10.18. As linhas retas mostram que as dependências, consistentes com Equação (10.49), são para pequenas  $Q_D$ ,  $Z_f = D'Q_D^{0.2}$  e para grandes  $Q_D$ ,  $Z_f = D'Q_D^{0.25}$ . No entanto, esta grande  $Q_D$  comportamento só se aplica enquanto os efeitos iniciais do momento do combustível são insignificantes em comparação com a velocidade de empuxo, ou seja,  $C_r$  (velocidade do combustível)  $\gg$   $U_{inj}$ . Uma vez a velocidade de injeção de combustível é grande, o processo se torna uma chama de jato.

### 10.4.5 Chamas de jato

Hawthorne, Weddell e Hottel [26] mostraram que a altura de uma chama de jato turbulento é aproximadamente constante para um determinado combustível e diâmetro do bocal. Se for realmente dominado pelo momento, o comprimento da chama não mudará com o aumento da taxa de fluxo de combustível. Isso pode ser visto aproximadamente usando raciocínio semelhante ao da Seção 10.4.4, mas percebendo que na região da chama a velocidade do bocal de combustível,  $C_r$ , domina. Das Equações (10.10) e (10.45), com  $w = w_r$ , escrevemos para o arrastamento da chama do jato:

$$m_{e,1} C_{r,1} D^2 = C_{r,2} Z^2 \tag{10.51}$$

As chamas de jato turbulento têm  $Z \approx 2D$ , para que possamos negligenciar  $D$  na Equação (10.51). A vazão mássica de combustível é dada por

$$m_{f,1} = 4 D^2 C_r \tag{10.52}$$



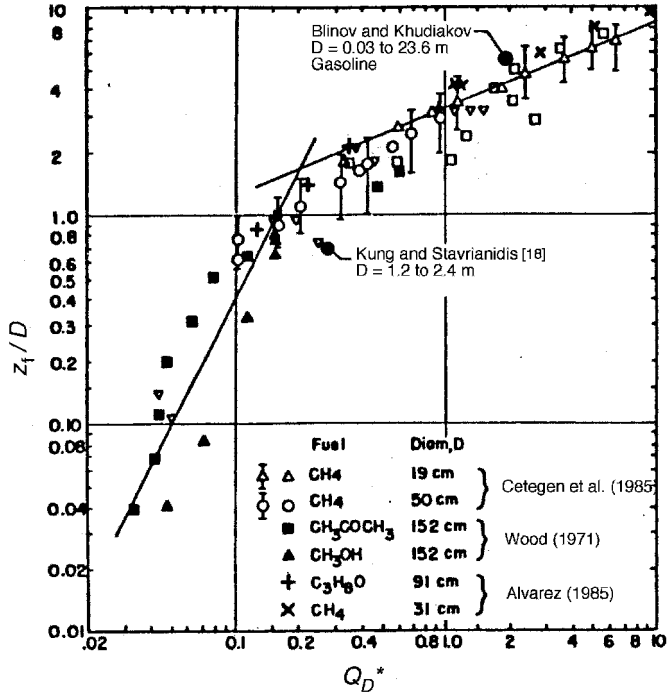


Figura 10.18 Comprimentos de chama para pequenos  $Q_D$  de Zukoski [25]

onde  $\rho_f$  é a densidade do combustível. Substituindo as Equações (10.51) e (10.52) na Equação (10.47) dá

$$m_{F\%} = \frac{\rho_f m_{F\%}}{\rho_f} \frac{C_{f=1}^2}{n_j r}$$

ou

$$\frac{z_f}{D} \propto \frac{\rho_f^{1/2} r^{1/2}}{C_{f=1}^{1/2} n_j^{1/2}} \tag{10:53\#}$$

Onde  $C_{f=1}$  e  $n_j$  são constantes. Assim, a altura da chama do jato turbulento depende do diâmetro do bocal, densidade do combustível e estequiometria. McCaffrey [6] mostra que esse comportamento ocorre entre  $Q_D$  de  $10^5$  a  $10^6$ . Observação

$$Q_D \propto \frac{\rho_f^{1/2} r^{1/2}}{C_{f=1}^{1/2} n_j^{1/2}} \tag{10:54\#}$$

mostrando que  $Q_D$  está relacionado a um número de Froude de combustível  $Fr = \rho_f r g D$ .

10.4.6 Alturas de chama para outras geometrias

É importante poder determinar as alturas turbulentas da chama para várias configurações de queima e restrições geométricas. Uma vez que o comprimento da chama está inversamente relacionado com a entrada de ar ou oxigênio, restrições que limitam a entrada, como um incêndio contra uma parede ou um canto, resultarão em chamas mais altas para o mesmo  $Q_{in}$ . Por exemplo, Hasemi e Tokunaga [20] encontram empiricamente, para um fogo quadrado de lado  $D$  colocado em um canto em ângulo reto,

$$z_f = D C_f Q_{in}^{0.25}; Q_{in} \text{ em kW} \tag{10.55}$$

Onde  $C_f = 4/3$  para a ponta da chama e  $C_f = 3/0$  para a altura da chama contínua.

A interação de chamas axissimétricas com um teto sugere que a extensão radial da chama é aproximadamente

$$R_f \propto C_r z_f^{0.5} H \tag{10.56}$$

Onde  $C_r$  pode variar de 0,5 a 1,  $z_f$  é a altura da chama livre sem teto e  $H$  é a altura da fonte de combustível até o teto [27,28].

Para fogos de linha estreita de  $D = L:00:1$  (veja a Figura 10.6), pode-se mostrar que

$$\frac{z_f}{D} \text{ função } \frac{z_{c, \text{linha}}}{D}$$

seguinte Equação (10.24). Um ajuste empírico para a coleta de dados mostrada na Figura 10.19 fornece [12]

$$\frac{Q_{in}}{D} = 0.00590 \frac{\Psi^{3/2} \left(\frac{z_f}{D}\right)^{1/2} \left[1 + 0.888 \left(\frac{z_f}{D}\right)\right]}{(1 - \chi_{(0)})^{3/2}} \tag{10.57}$$

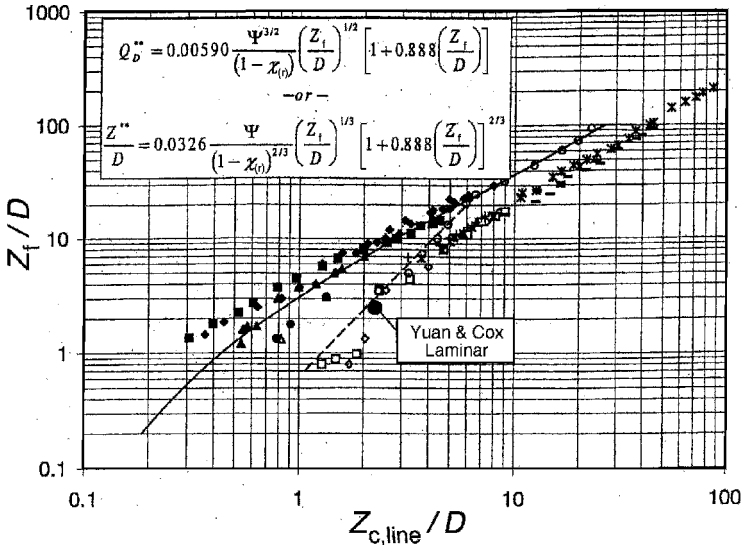


Figura 10.19 Altura da chama para uma linha de fogo de largura  $D$  [12]

Alguns dados para pequenos  $D$  ( $1,5 \text{ cm}$ ) e  $z_f = D < 10$  foram observados como laminares; outros dados para  $z_f = D$  ficam abaixo da correlação, sugerindo definições inconsistentes para a altura da chama. A Equação (10.57) é a contrapartida da Equação (10.49) para o caso axissimétrico e foi desenvolvida de maneira semelhante.

Os incêndios de parede são uma extensão da linha de pluma livre e os incêndios axissimétricos. Com base nos dados de Ahmad e Faeth [29], para incêndios turbulentos em paredes, foi demonstrado que

$$z_f \sim \frac{1:02}{S_{O_2;1} X_{r;1=3}} \left( \frac{Q_{-0}}{\rho_1 c_{p1} g} \right)^{2=3} \tag{10:58}$$

Para um fogo quadrado de lado  $D$  contra uma parede Hasemi e Tokunaga [20] acham que

$$\frac{z_f}{D} \sim C_f Q_{-0.2=3} \tag{10:59}$$

Onde  $C_f \sim 3:5$  para a ponta da chama e  $C_f \sim 2:2$  para a chama contínua.

### 10.5 Aspectos transitórios das plumas de fogo

Para simplificar, vamos considerar uma pluma transitória de ponto (ou linha) idealizada. Então, por uma extensão da Equação (10.27), pode-se mostrar que as variáveis adimensionais da pluma dependeriam da posição axial e do tempo como

$$f(z, t) \text{ como funções de } \left( \frac{z}{z_c}, \frac{t}{z_c} \right)$$

Uma abordagem é aproximar a solução instável por uma solução quase permanente onde  $Q_{-0}$  é uma função do tempo e o tempo é ajustado. Isso pode ser aproximado determinando o tempo de transporte  $t_{to}$  da origem à posição  $z$  de

$$t_{to} = \int_0^z \frac{dz}{g} \tag{10:60}$$

Onde  $C_f$  é tomada como a solução de estado estacionário com  $Q_{-0} = Q_{-0}(t)$ . Então a solução instável pode ser aproximada ajustando  $t_{to}$  noz, por exemplo

$$f\left(\frac{z}{z_c}, \frac{t}{z_c} + t_{to}\right) \approx f\left(\frac{z}{z_c}, \frac{t}{z_c}\right) \text{ (estável)} \tag{10:61}$$

Resultados mais específicos estão além do escopo de nossa apresentação limitada para plumas. No entanto, examinaremos algumas características grosseiras de plumas transitórias; ou seja (a) a ascensão de uma pluma de partida e (b) a dinâmica de uma 'bola de fogo' devido à liberação repentina de uma explosão finita de combustível gasoso. Novamente, nossa filosofia aqui não é desenvolver soluções exatas, mas representar a física relevante por meio de análises aproximadas. Desta forma, as correlações experimentais para os fenômenos podem ser melhor apreciadas.

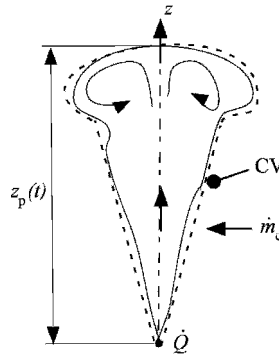


Figura 10.20 Pluma inicial

### 10.5.1 Pluma de partida

Consideramos um exemplo axissimétrico de fonte pontual conforme ilustrado na Figura 10.20. Vamos examinar a ascensão da pluma,  $z_p$ , em função do tempo. À medida que os gases quentes sobem devido à fonte  $Q_{in}$  iniciado no momento  $t=0$ , os gases na 'frente' ou 'tampa' encontram ar ambiente mais frio. Os gases quentes na tampa, impedidos pelo ar, formam uma zona de recirculação, conforme ilustrado na Figura 10.20. A entrada de ar ocorre sobre a coluna vertical da pluma e a tampa. O ar aquecido e arrastado forma os gases na pluma.

A altura da pluma ascendente pode ser determinada a partir de uma conservação de massa para um volume de controle, envolvendo a pluma à medida que sobe. Da Equação (3.15), segue que

$$\frac{dm_p}{dt} = \dot{m}_c - \dot{m}_F \quad (10.62)$$

Onde

$m_p$  = massa da pluma

$\dot{m}_c$  = taxa de ar incorporado

$\dot{m}_F$  = taxa de massa de combustível fornecida

Fazemos as seguintes suposições para estimar cada termo:

1. A taxa de fornecimento de combustível é pequena em comparação com a taxa de ar incorporado,  $\dot{m}_F \approx 0$ .
2. As propriedades da pluma podem ser tratadas como quase estacionárias. Isso é equivalente a aplicar a Equação (10.60) como pequeno ou insignificante em comparação com  $\dot{m}_c$ . Então, em um instante de tempo, as soluções de estado estacionário se aplicam.
3. De acordo com a suposição 2, a capa de pluma é ignorada e o topo da pluma ascendente é tratado como uma pluma de estado estacionário truncada em  $z_p$ .
4. A pluma ascendente tem uma densidade uniforme,  $\rho_1$ , igual ao ambiente.
5. A pluma ascendente pode ser tratada como um cone invertido de raio,  $b$ , conforme indicado na Tabela 10.1,  $b = 0,05 z_p$ .

Como consequência, a massa da pluma pode ser expressa como

$$m_p = \frac{1}{6} \rho_p Z_p^2 \tag{10.63}$$

Substituindo na Equação (10.62), juntamente com a Equação (10.43) param\_e, dá

$$\frac{1}{2} \frac{dZ_p}{dt} = \frac{g Z_p^3}{C_p} \tag{10.64}$$

Onde  $g$  é a escala característica do comprimento da pluma, dada na Equação (10.23). Reorganizando e percebendo que  $C_p$  são constantes particulares associadas às características de arrastamento da pluma ascendente, escrevemos

$$\frac{dZ_p}{dt} = \frac{g Z_p^3}{C_p} \tag{10.65}$$

Onde  $C_p$  é uma constante empírica. Integrando de  $Z_p = 0$ , obtemos

$$Z_p = \left( \frac{C_p}{g} \right)^{1/3} t \tag{10.66}$$

OU

$$\frac{3}{4} Z_p^4 = \frac{C_p}{g} t \tag{10.66}$$

Na forma adimensional, com uma nova constante empírica,  $C_p$ ,

$$\frac{Z_p}{Z_c} = \frac{C_p}{g Z_c} t \tag{10.67}$$

Zukoski [8] afirma que  $C_p$  pode variar de 3 a 6, e sugere um valor dos experimentos de Turner [30] de 3,5. Resultados recentes de Tanaka, Fujita e Yamaguchi [31] de plumas de fogo ascendentes, mostrados na Figura 10.21, encontram um valor de aproximadamente 2. Esses resultados se aplicam à ascensão de pluma em um espaço aberto alto de ar a uma temperatura uniforme. Os resultados podem ser importantes para questões de detecção de incêndio e resposta de sprinklers. Ascensão da pluma em um estável termicamente estratificado ( $dT/dz > 0$ ) atmosfera não continuará indefinidamente. Em vez disso, ele irá desacelerar e eventualmente parar e formar uma camada horizontal. Ele parará onde seu momento se tornar zero, aproximadamente quando a temperatura da pluma for igual à temperatura ambiente local.

### 10.5.2 Bola de fogo ou térmica

A nuvem de gás quente ascendente devido à liberação repentina de uma quantidade finita de energia é chamada de térmica. Se isso ocorrer devido à liberação repentina de um volume finito de combustível gasoso que é inflamado, a térmica então se eleva inicialmente como uma região de combustão. Isso é retratado pelo

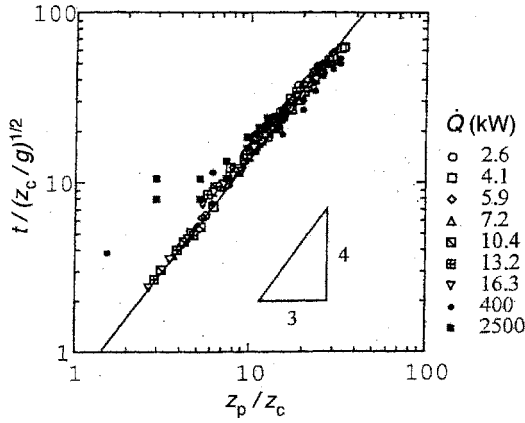


Figura 10.21 Tempo de subida das plumas de incêndio (de Tanaka, Fujita e Yamaguchi [31])

fotografias da Figura 10.22 apresentadas por Fay e Lewis [32]. Antes da queima, a região de combustão se aproxima de uma forma esférica, ou bola de fogo. Seguiremos a análise de Fay e Lewis [32] para descrever o diâmetro final da bola de fogo!  $D_b\#$ , sua altura máxima no esgotamento  $z_b\#$  e o tempo para o burnout  $t_b\#$ . Considere a bola de fogo crescente

Sketches from photographs of flame development  
 Initial fuel volume,  $V_F = 185.4 \text{ cm}^3$   
 Total burning time,  $t_b = 0.702 \text{ s}$

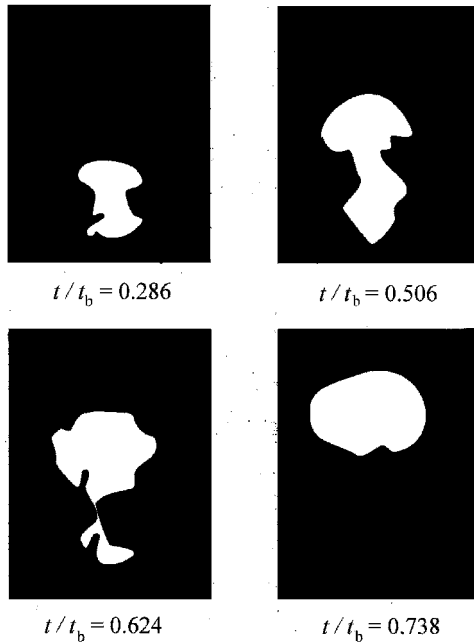


Figura 10.22 Esboços de fotografias de uma 'bola de fogo' em ascensão (de Fay e Lewis [32])

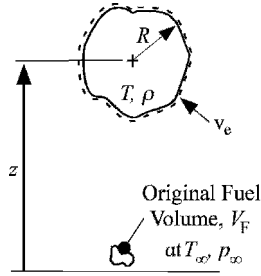


Figura 10.23 Dinâmica de uma bola de fogo esférica

em um volume de controle movendo-se com a nuvem, conforme mostrado na Figura 10.23. O combustível liberado teve um volume  $V_F$  à temperatura  $T_1$  e pressão atmosférica  $p_1$ . As seguintes aproximações são feitas:

1. A bola de fogo tem propriedades uniformes.
2. A velocidade de arrastamento normal relativa é uniforme sobre a bola de fogo e proporcional à velocidade crescente,  $dz=dt$ , ou seja  $v_e = \alpha dz=dt$ , com  $\alpha$  uma constante de arrastamento.
3. A pressão na bola de fogo é constante, exceto pelos efeitos de pressão devido à flutuabilidade.
4. O ar real entrado é vezes o ar estequiométrico necessário para a combustão.

Pela conservação da massa da Equação (3.15),

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3} R^3 \rho \right) = \dot{m}_f - \rho \frac{dz}{dt} 4R^2 \tag{10.68}$$

A conservação de energia dá, da Equação (3.48), que é semelhante ao desenvolvimento da Equação (10.35),

$$\frac{4}{3} R^3 \rho \frac{dT}{dt} + \dot{m}_f T_1 - \dot{m}_e T = \dot{m}_f h_c \tag{10.69}$$

Como a massa da bola de fogo é pequena e as mudanças de temperatura provavelmente serão lentas, vamos ignorar o termo transitório na Equação (10.69). Isso leva a uma temperatura constante da bola de fogo idêntica à temperatura de fogo da Equação (10.35):

$$T = T_1 + \frac{\dot{m}_f h_c}{\dot{m}_e c_p} \tag{10.70}$$

Pela lei do gás ideal, supondo que não haja mudança no peso molecular,  $p = RT = M$ , ou densidade também deve ser constante. Consequentemente, a Equação (10.68) se torna

$$\frac{dR}{dt} = \alpha \frac{dz}{dt} \tag{10.71}$$

ou integrando com  $R_b \frac{3}{4} V_b^{1/3} = 0$  em  $t=0$ :

$$z = \frac{R_b}{\rho_0} \frac{T_1}{T} \frac{3}{4} V_b^{1/3} \quad (10.72)$$

Vamos agora aplicar a conservação do momento vertical. Seguindo o Exemplo 3.3, a força de empuxo neutralizando o peso da bola de fogo é igual ao peso do ambiente atmosfera deslocada. Para a bola de fogo de volume,  $V_b = \frac{4}{3} \pi R_b^3$ ,

$$\frac{d}{dt} (\rho_b V_b \frac{dz}{dt}) = \rho_1 g V_b \quad (10.73)$$

onde os efeitos de arrasto foram ignorados. Ao substituir por  $z$  da Equação (10.72) e integrando, pode-se mostrar que

$$R_b \frac{3}{4} \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{T}{T_1} \frac{1}{T_1} V_b^{1/3} = t^2 \quad (10.74)$$

A altura e o diâmetro máximos para o incêndio ocorrem quando todo o combustível queima em  $t = t_b$ . A massa da bola de fogo naquele momento inclui todo o combustível  $m_F$  e todo o ar arrastado  $m_a$  até aquela altura. A massa de ar aprisionada pode estar relacionada ao fator de excesso de ar,  $n$ , a razão estequiométrica de oxigênio para massa de combustível,  $r$ , e a fração de massa de oxigênio ambiente,  $S_{O_2;1}$ . Assim, a massa da bola de fogo no burnout é

$$m_b = m_F + m_a = m_F \left( 1 + \frac{n}{S_{O_2;1}} \right) \quad (10.75)$$

Em termos do volume de combustível original,  $V_F$ , no  $T_1$  e  $p_1$ , pela relação perfeita do gás a pressão constante e pesos moleculares aproximadamente constantes,

$$V_b = \frac{m_b T}{\rho_F T_1} V_F = \frac{1}{\rho_F} \left( 1 + \frac{n}{S_{O_2;1}} \right) \frac{T}{T_1} V_F \quad (10.76)$$

Para um dado combustível, as Equações (10.70), (10.72), (10.74) e (10.76) sugerem que a altura e o diâmetro máximos da bola de fogo se comportam como

$$z_b \propto D_b^{1/3} V_F \quad (10.77)$$

e o tempo de burnout segue:

$$t_b \propto V_F^{-1/6} \quad (10.78)$$

Isso é apoiado pelos dados de Fay e Lewis nas Figuras 10.24(a) a (c) [32].



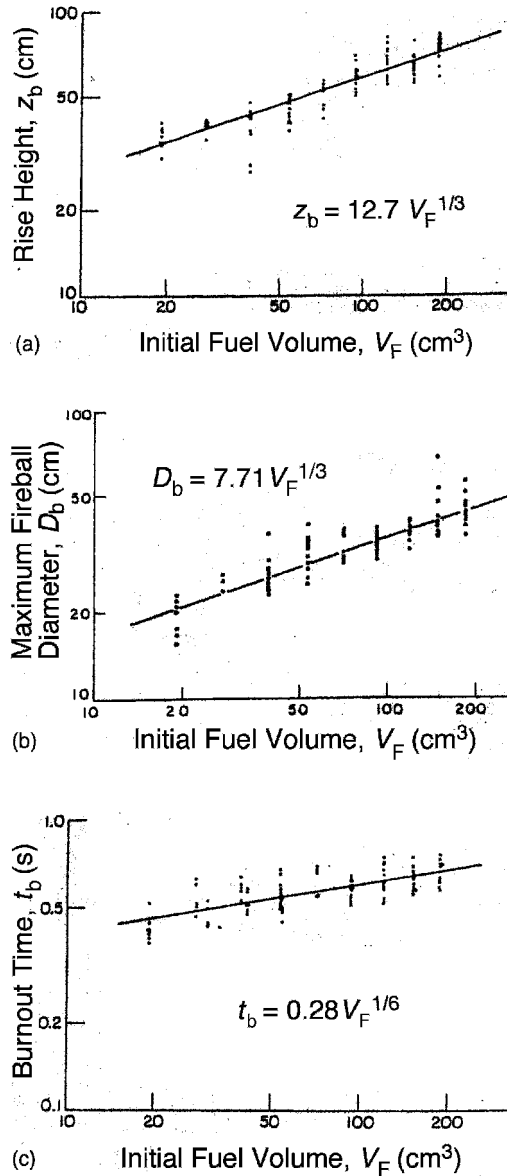


Figura 10.24 Dinâmica da bola de fogo para propano (de Fay e Lewis [32]): (a) altura da chama,  $z_b$ , (b) tempo de esgotamento,  $t_b$ , (c) diâmetro máximo da bola de fogo,  $D_b$

## Referências

1. Rouse, H., Yih, CS e Humphries, HW, convecção gravitacional de uma fonte limítrofe, *Nos digam*, 1952, 4, 202-10.
2. Morton, BR, Taylor, GI e Turner, JS Convecção gravitacional turbulenta de fontes mantidas e instantâneas, *Proc. Real Soc. Londres, Sér. UMA*, 1956, 234, 1-23.

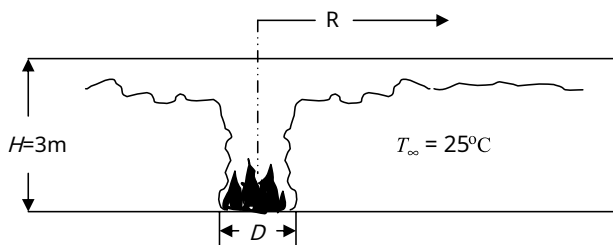
3. Yokoi, S., Estudo sobre a prevenção da propagação do fogo causado por corrente ascendente quente, Relatório de Pesquisa de Edifícios 34, Ministério da Construção Japonês, 1960.
4. Steward, FR, Alturas lineares da chama para vários combustíveis, Combustão e Chama, 1964, 8, 171-78.
5. Steward, FR, Previsão da altura das chamas de difusão flutuantes turbulentas, Combustão. Sci. Technol., 1970, 2, 203-12.
6. McCaffrey, BJ, Chamas de difusão puramente flutuantes: alguns resultados experimentais, NBSIR 79-1910, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, 1979.
7. Pagni, PJ, frequências de derramamento de vórtices de fogo de piscina, Revisão da Mecânica Aplicada, 1990, 43, 153-70.
8. Zukoski, EE, Propriedades de plumas de fogo, em Fundamentos da Combustão do Fogo (ed. G. Cox), Academic Press, Londres, 1995.
9. Heskestad, G., plumas de fogo, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição, (eds PJ DiNenno e outros) Seção 2, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, pp.2-9 a2-19.
10. Delichatsios, MA, Ar incorporado em chamas de jato flutuantes e incêndios em piscinas, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição (eds PJ DiNenno e outros), Seção 2, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, pp.2-20 a2-31.
11. McCaffrey, B., Flame heights, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição (eds PJ DiNenno e outros), Seção 2, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, pp.2-1 a2-8.
12. Quintiere, JG e Grove, BS, Uma análise conjunta para plumas de incêndio, Proc. Pentear. Inst., 1998, 27, págs. 2757-86.
13. Yuan, L. e Cox, G., Um estudo experimental de algumas linhas de fogo, Segurança contra Incêndios J., 1996, 27, 123-39.
14. Baum, HR e McCaffrey, BJ, Campo de fluxo induzido pelo fogo: teoria e experimento, em 2º Simpósio (Internacional) em Ciência da Segurança contra Incêndios, Hemisfério, Nova York, 1988, pp. 129-48.
15. Koseki, H., Características de combustão de materiais perigosos, em The Symposium for the NRIFD 56th Anniversary, Mitaka, Tokyo, National Research Institute of Fire and Disaster, 1 de junho de 1998.
16. Smith, DA e Cox, G., Principais espécies químicas em chamas de difusão turbulenta flutuantes, Combustão e Chama, 1992, 91, 226-38.
17. Kung, HC e Stavrianiadis, P., plumas flutuantes de incêndios em piscinas de grande escala, Proc. Pentear. Inst., 1983, 19, págs. 905
18. Cox, G. e Chitty, R., Alguns efeitos dependentes da fonte de incêndios ilimitados, Combustão e Chama, 1985, 60, 219-32.
19. Heskestad, G., Origens virtuais de plumas de fogo, Segurança contra Incêndios J., 1983, 5, 109-14.
20. Hasemi, Y. e Tokunaga, T., Efeitos da geometria da chama nas plumas flutuantes de chamas de difusão turbulenta, Combustão. Sci. Technol., 1984, 40, 1-17.
21. Ricou, FP e Spalding, BP, Medições de arrastamento por jatos turbulentos simétricos axiais, J. Mecânica dos Fluidos, 1961, 11, 21-32.
22. Heskestad, G., Arrasto de fumaça de incêndio de acordo com duas suposições concorrentes, Proc. Pentear. Inst., 1986, 21, págs. 111-20.
23. Thomas, PH, Webster, CT e Raftery, MM, Experimentos em chamas de difusão flutuantes, Combustão e Chama, 1961, 5, 359-67.
24. Heskestad, G., Um experimento de fogo em massa em escala reduzida, Combustão e Chama, 1991, 83, 293-301.
25. Zukoski, EE, Dinâmica de fluidos de incêndios em salas, em Ciência da Segurança contra Incêndios, Anais do 1º Simpósio Internacional, Hemisfério, Washington, DC, 1986.
26. Hawthorne, WR, Weddell, DS e Hottel, HC, Mistura e combustão em jatos de gás turbulentos, Proc. Pentear. Inst., 1949, 3, págs. 266-88.

27. Você, HZ e Faeth, GM, transferência de calor no teto durante a pluma de incêndio e o impacto do incêndio, *Fogo e Materiais*, 1979, 3, 140-7.
28. Bruto, D., Medição do comprimento da chama sob tetos, *Segurança contra Incêndios J.*, 1989, 15, 31-44.
29. Ahmad, T. e Faeth, GM, Incêndios turbulentos na parede, *Proc. Pentear. Inst.*, 1978, 17, pág. 1149-1162.
30. Turner, JS, A 'pluma inicial' em ambientes neutros, *J. Mecânica dos Fluidos*, 1962, 13, 356.
31. Tanaka, T., Fujita, T. e Yamaguchi, J., Investigação sobre o tempo de subida de frentes flutuantes de plumas de fogo, *Int. J. Códigos de Incêndio Baseados em Desempenho da Engng*, 2000, 2, 14-25.
32. Fay, JA e Lewis, DH, Queima instável de nuvens de vapor de combustível não confinadas, *Proc. Pentear. Inst.*, 1976, 16, págs. 1397-1405.

## Problemas

- 10.1 Um derramamento de 1,5 diâmetro de esferas de poliestireno queima a 38 g/m<sup>2</sup>s. Sua fração radiativa da chama é 0,54.
- (a) Calcule a temperatura da linha central a 0,5 m acima da base.
- (b) Calcule a temperatura da linha central a 4,0 m acima da base.
- (c) Calcule a altura da chama.
- 10.2 As temperaturas turbulentas da pluma de incêndio geralmente não excedem 1000°C. Isso está bem abaixo da temperatura de chama adiabática para combustíveis. Por quê?
- 10.3 Um incêndio de piscina de heptano de diâmetro 10 m queima a 66 g/m<sup>2</sup>s. Sua fração radiativa é 0,10 e o calor de combustão é 41 kJ/g.
- (a) Calcule a altura da chama.
- (b) Calcule sua temperatura na linha central a uma altura de duas vezes seu comprimento de chama.
- 10.4 Dado: um incêndio axissimétrico queima nas seguintes taxas:

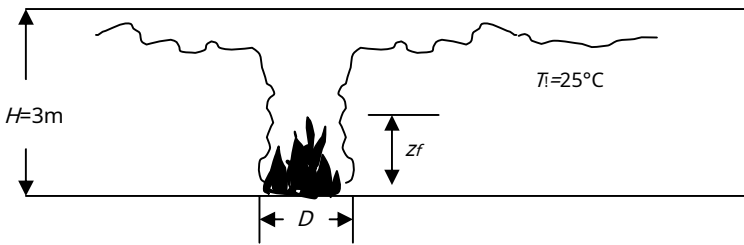
Diâmetro (D) em m	$m_{\infty}$ em g/m <sup>2</sup> s
0,5	20
1,0	45
2,0	60



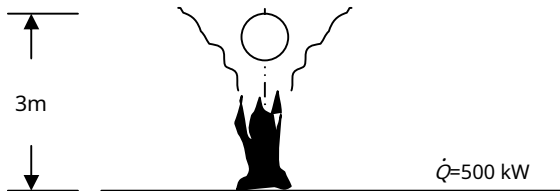
O calor de combustão do combustível é de 40 kJ/g e sua fração radiativa ( $X_r$ ) é 0,30.

Para cada diâmetro, calcule o seguinte:

- (a) Temperatura do gás no teto acima do fogo (máximo).
  - (b) Velocidade máxima incidindo sobre o teto acima do fogo.
  - (c) A extensão da chama, sua altura e qualquer interação com o teto.
  - (d) O fluxo de calor radiante máximo para um alvo de um raio do centro do incêndio da piscina pode ser estimado por  $q_{r,max} = 14 \cdot \dot{Q}_c / z^2$ . Calcule o fluxo de calor a 3 m.
- 10,5 Para um fogo com taxa de liberação de energia constante, a altura da chama será maior em um canto ou em um espaço aberto? Explique o motivo da sua resposta.
- 10,6 Suponha que o diâmetro do fogo seja pequeno e estime a temperatura no teto quando a altura da chama for (a) 1/3, (b) 2/3 e (c) igual à altura do teto. O fogo está ao nível do chão e a distância até ao tecto é de 3 m. Calcule também as taxas de liberação de energia correspondentes do incêndio para (a), (b) e (c). A temperatura ambiente,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ .



- 10,7 Uma esfera de aço é colocada diretamente acima de uma fonte de fogo de 500 kW. A altura da esfera é de 3 m. Suas propriedades são dadas abaixo:



Temperatura inicial,  $T_o = 20^\circ\text{C}$ .

Calor específico,  $c_p = 460 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$

Densidade,  $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$

Raio,  $R = 1 \text{ cm}$

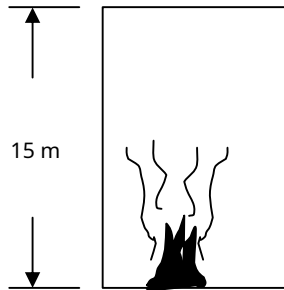
Volume da esfera  $V = (4/3)\pi R^3$

Área da superfície da esfera  $A = 4\pi R^2$

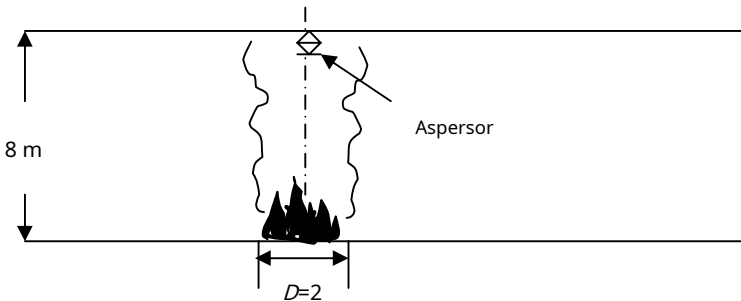
- (a) Qual é a temperatura do gás na esfera?
- (b) Qual é a velocidade do gás na esfera?
- (c) Quanto tempo levará para a esfera atingir 100(C?

Suponha aquecimento convectivo apenas com um coeficiente de transferência de calor constante,  $h = 25 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

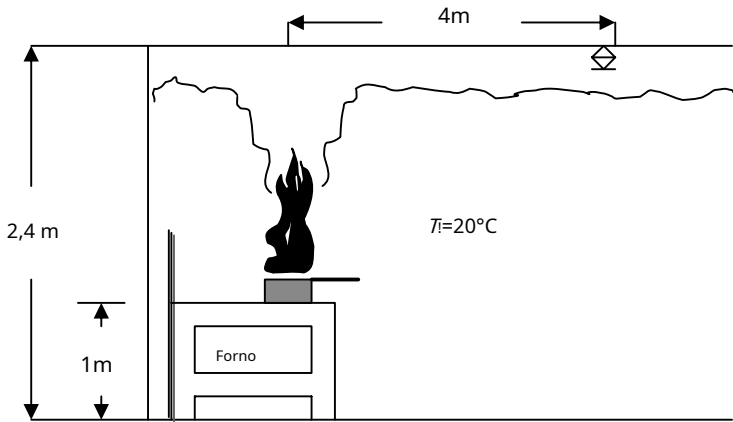
- 10,8 Um incêndio de 1 MW ocorre no piso de um átrio de 15 m de altura. O diâmetro do fogo é de 2 m. Um link de sprinkler de resposta rápida no teto diretamente acima do fogo será ativado quando a temperatura do gás atingir 60(C. Será ativado? Explique sua resposta. A temperatura ambiente é 20(C.



- 10,9 Um sprinkler está 8 m diretamente acima de um incêndio em um átrio. Requer um aumento mínimo de temperatura de 60(C para ativar. O diâmetro do fogo é de 2 m e a fração radiativa da chama é de 40%.



- (a) Assumindo que não há perda de calor do aspersor, calcule a taxa mínima de liberação de energia necessária para a ativação do aspersor.
- (b) Qual é a altura da chama?
- (c) Estime o fluxo de calor de radiação máximo incidente a um objeto a 6 m de distância.
- 10.10 Um incêndio na panela de graxa ocorre em um fogão. As chamas apenas tocam o teto. A panela está 1 m acima do piso e o teto tem 2,4 m de altura. A panela tem 0,3 m de diâmetro.



(a) Estime a taxa de liberação de energia do fogo.

(b) Um aspersor projetado para ativar imediatamente quando a temperatura local atingir  $80^\circ\text{C}$  está localizado a 4 m de distância. Será que vai ativar? Mostrar resultados para explicar.

- 10.11 Estima-se que no desastre do WTC o combustível de aviação tenha queimado em uma das torres a 10 GW. Se for assumido que isso queima sobre uma área circular equivalente, constituindo um andar de 208 e 208 pés, e produziria uma nuvem de fogo desimpedida, então calcule a altura da chama e a temperatura em dois diâmetros acima da base.
- 10.12 A aeronave que atingiu uma das torres do WTC transportava cerca de 28.500 kg de combustível de aviação líquido JP4. Três bolas de fogo foram vistas após o impacto. Eles atingiram um diâmetro máximo de 60 m cada. O NIST estima que 10-25% do combustível queimado nas bolas de fogo. Faça uma estimativa quantitativa do combustível que queimou nessas bolas de fogo e veja se o NIST está correto. Tome a densidade do vapor JP4 em  $20^\circ\text{C}$  para ser  $2,5 \text{ kg/m}^3$ . Sua densidade líquida é  $760 \text{ kg/m}^3$ .

# 11

## Incêndios de Compartimento

### 11.1 Introdução

O assunto dos incêndios em compartimentos abrange toda a essência do crescimento do fogo. O 'compartimento' aqui pode representar qualquer espaço confinado que controle o suprimento de ar final e o ambiente térmico do incêndio. Esses fatores controlam a propagação e o crescimento do fogo, sua taxa máxima de queima e sua duração. Embora configurações simples de salas sejam o limite deste capítulo, extensões podem ser feitas para outras aplicações, como túneis, minas e incêndios subterrâneos. A dispersão entre compartimentos não será abordada, mas está dentro do escopo do estado da arte. Um tratamento mais extensivo de incêndios em recintos fechados pode ser encontrado no livro de Karlsson e Quintiere [1]. Aqui a ênfase será em conceitos, a interação de fenômenos através das equações de conservação e fórmulas e correlações empíricas úteis. Ambos os processos de feedback térmico e de limitação de oxigênio podem afetar o fogo em um compartimento. No curso do projeto de segurança contra incêndio ou investigação de incêndio em edifícios, todos esses efeitos, juntamente com as características de crescimento do fogo do combustível, devem ser entendidos. A capacidade de expressar a física relevante em matemática aproximada é essencial para poder se concentrar nos elementos-chave em uma situação específica. Nas análises de investigação de incêndios, este processo é útil para desenvolver, primeiro, uma descrição qualitativa e, em seguida, uma linha de tempo estimada dos eventos. Nas análises de projeto, o comportamento do crescimento do fogo determina as questões de segurança da vida, e a temperatura e a duração do fogo controlam as necessidades estruturais de proteção contra incêndio. Embora essa análise de projeto não seja abordada nos regulamentos prescritivos atuais, os códigos de desempenho estão evoluindo nessa direção. O SFPE No curso do projeto de segurança contra incêndio ou investigação de incêndio em edifícios, todos esses efeitos, juntamente com as características de crescimento do fogo do combustível, devem ser entendidos. A capacidade de expressar a física relevante em matemática aproximada é essencial para poder se concentrar nos elementos-chave em uma situação específica. Nas análises de investigação de incêndios, este processo é útil para desenvolver, primeiro, uma descrição qualitativa e, em seguida, uma linha de tempo estimada dos eventos. Nas análises de projeto, o comportamento do crescimento do fogo determina as questões de segurança da vida, e a temperatura e a duração do fogo controlam as necessidades estruturais de proteção contra incêndio. Embora essa análise de projeto não seja abordada nos regulamentos prescritivos atuais, os códigos de desempenho estão evoluindo nessa direção. O SFPE No curso do projeto de segurança contra incêndio ou investigação de incêndio em edifícios, todos esses efeitos, juntamente com as características de crescimento do fogo do combustível, devem ser entendidos. A capacidade de expressar a física relevante em matemática aproximada é essencial para poder se concentrar nos elementos-chave em uma situação específica. Nas análises de investigação de incêndios, este processo é útil para desenvolver, primeiro, uma descrição qualitativa e, em seguida, uma linha de tempo estimada dos eventos. Nas análises de projeto, o comportamento do crescimento do fogo determina as questões de segurança da vida, e a temperatura e a duração do fogo controlam as necessidades estruturais de proteção contra incêndio. Embora essa análise de projeto não seja abordada nos regulamentos prescritivos atuais, os códigos de desempenho estão evoluindo nessa direção. O SFPE juntamente com as características de crescimento do fogo do combustível, devem ser compreendidas. A capacidade de expressar a física relevante em matemática aproximada é essencial para poder se concentrar nos elementos-chave em uma situação específica. Nas análises de investigação de incêndios, este processo é útil para desenvolver, primeiro, uma descrição qualitativa e, em seguida, uma linha de tempo estimada dos eventos. Nas análises de projeto, o comportamento do crescimento do fogo determina as questões de segurança da vida, e a temperatura e a duração do fogo controlam as necessidades estruturais de proteção contra incêndio. Embora essa análise de projeto não seja abordada nos regulamentos prescritivos atuais, os códigos de desempenho estão evoluindo nessa direção. O SFPE juntamente com as características de crescimento do fogo do combustível, devem ser compreendidas. A capacidade de expressar a física relevante

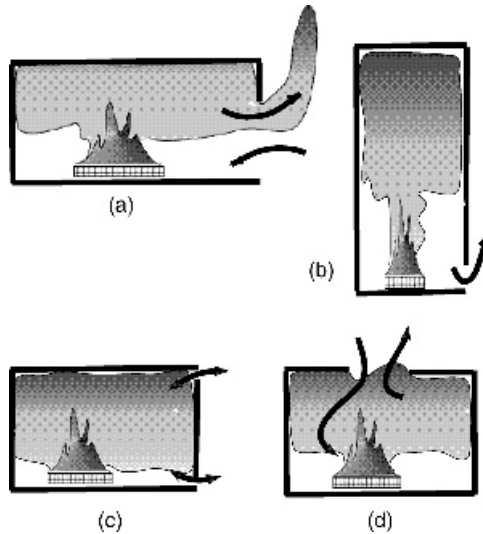


Figura 11.1 Cenários de incêndio no compartimento

### 11.1.1 Escopo

O escopo deste capítulo se concentrará em incêndios típicos de compartimentos de edifícios representativos de áreas de estar ou de trabalho em que a altura da sala é nominalmente de cerca de 3 m. Este cenário, juntamente com outros, está representado na Figura 11.1 e é rotulado (a). As outras configurações mostradas lá também podem ser importantes, mas não serão necessariamente abordadas aqui. Eles incluem:

- (b) espaços altos e grandes onde o reservatório de oxigênio contido é importante;
- (c) compartimentos com vazamento onde foram observadas extinção e combustão oscilatória (Tewarson [7], Kim, Ohtami e Uehara [8], Takeda e Akita [9]);
- (d) compartimentos em que a única ventilação está no teto, por exemplo, navios, porões, etc.

O cenário (a) será examinado em toda a gama de comportamento do fogo, começando com a propagação e crescimento através de 'flashover' até seu estado 'totalmente desenvolvido'. Aqui, o flashover é definido como uma transição, geralmente rápida, em que o fogo cresce nitidamente no compartimento. O estado totalmente desenvolvido é onde todo o combustível disponível está envolvido em sua extensão máxima de acordo com as limitações de oxigênio ou combustível.

### 11.1.2 Fases de incêndios em recintos

O fogo em recintos pode ser caracterizado em três fases. A primeira fase é o desenvolvimento do fogo à medida que um incêndio cresce em tamanho a partir de um pequeno incêndio incipiente. Se nenhuma ação for tomada para suprimir o fogo, ele eventualmente crescerá até um tamanho máximo controlado pelo



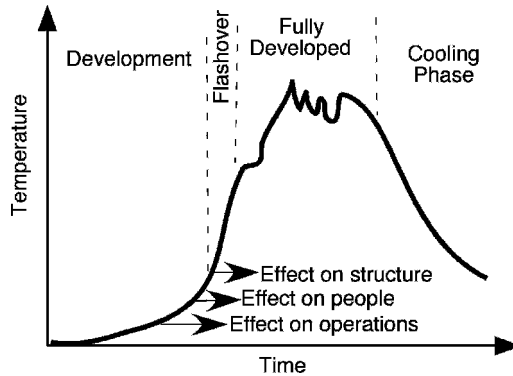


Figura 11.2 Fases do desenvolvimento do fogo

quantidade de combustível presente (combustível controlado) ou a quantidade de ar disponível através das aberturas de ventilação (ventilação limitada). À medida que todo o combustível é consumido, o fogo diminuirá de tamanho (decaimento). Esses estágios de desenvolvimento do fogo podem ser vistos na Figura 11.2.

O incêndio totalmente desenvolvido é afetado (a) pelo tamanho e forma do recinto, (b) pela quantidade, distribuição e tipo de combustível no recinto, (c) pela quantidade, distribuição e forma de ventilação do recinto e (d) a forma e o tipo de materiais de construção que compõem o telhado (ou teto), paredes e piso do recinto. A importância de cada fase de um incêndio no recinto depende do componente do sistema de segurança contra incêndio em consideração. Para componentes como detectores ou sprinklers, a fase de desenvolvimento do incêndio terá grande influência no momento em que eles serão ativados. O fogo totalmente desenvolvido e sua fase de decomposição são significativos para a integridade dos elementos estruturais.

Flashover é um termo que exige mais atenção. É um fenômeno que geralmente é óbvio para o observador do crescimento do fogo. No entanto, tem um começo e um fim; o primeiro é a conotação para o tempo de início do flashover dado aqui. Em geral, o flashover é a transição entre o incêndio em desenvolvimento que ainda é relativamente benigno e o incêndio totalmente desenvolvido. Geralmente também marca a diferença entre o fogo controlado por combustível ou bem ventilado e o fogo limitado por ventilação. A razão de equivalência é menor que 1 para o primeiro e maior que 1 para o último, pois é rico em combustível. Flashover pode ser iniciado por vários mecanismos, enquanto esta erupção de fogo para o observador casual parece ser a mesma. O observador veria que o fogo mudaria 'de repente' em seu crescimento e progrediria para envolver todo o combustível no compartimento. Se o compartimento não receber ar estequiométrico suficiente, o fogo pode produzir grandes chamas fora do compartimento. Um incêndio com ventilação limitada pode ter queima principalmente nas aberturas, e problemas significativos de toxicidade surgem devido ao processo de combustão incompleta. Os mecanismos de flashover podem incluir o seguinte:

1. Ignição remota. Trata-se da ignição súbita por autoignição ou ignição pilotada, devido a marcas flamejantes, como resultado do aquecimento radiante. O aquecimento radiante é principalmente do teto do compartimento e gases quentes superiores devido à sua grande extensão. O limite para a ignição pilotada de muitos materiais comuns é de cerca de 20 kW/m<sup>2</sup>. Este valor de fluxo, medido no piso, é comumente tomado como critério operacional para flashover. Também corresponde a temperaturas de gás de 500-600°C.

2. Propagação rápida da chama. Como sabemos, o pré-aquecimento radiante de um material pode fazer com que a temperatura de sua superfície se aproxime da temperatura de ignição pilotada. Isso causa uma singularidade na teoria simples da propagação da chama que significa fisicamente que uma mistura pré-misturada em seu limite inferior de inflamabilidade ocorre à frente da chama da superfície. Assim, um espalhamento rápido resulta na ordem de 1 m/s.
3. Instabilidade ardente. Mesmo sem se espalhar para longe de um item em chamas, uma erupção repentina de fogo pode ser reconhecida sob as condições certas. Aqui, o feedback térmico entre o objeto em chamas e o compartimento aquecido pode causar um "salto" de um estado inicial estável de queima nas condições ambientais não aquecidas, para um novo estado estável após o aquecimento do compartimento e a queima do combustível chegar ao equilíbrio.
4. Suprimento de oxigênio. Esse mecanismo pode promover o back-draft. Trata-se de um incêndio que queima em um estado de ventilação muito limitada. A quebra repentina de uma janela ou a abertura de uma porta permitirá a entrada de oxigênio fresco pelo chão. À medida que isso se mistura com os gases quentes ricos em combustível, ocorre um aumento repentino na combustão. Isso pode ocorrer tão rapidamente que ocorrerá um aumento significativo de pressão que pode causar falhas nas paredes e outras janelas. Não é diferente de uma 'explosão' de gás pré-misturado.
5. Ebulição. Este é um fenômeno que ocorre quando a água é pulverizada sobre um líquido de queima menos denso com uma temperatura de ebulição superior à da água. As gotículas de água que mergulham na superfície podem se tornar vapor 'instantâneo', com uma incrível expansão que causa a pulverização do combustível líquido. O aumento adicional da área do spray de combustível líquido pode criar um tremendo aumento no incêndio. Mesmo que isso não aconteça na superfície, a coleta da água mais pesada no fundo de um tanque de combustível pode ferver repentinamente à medida que o combustível líquido recua para o fundo. Daí o termo 'boilover'.

## 11.2 Dinâmica dos Fluidos

O estudo do fogo em um compartimento envolve principalmente três elementos: (a) dinâmica dos fluidos, (b) transferência de calor e (c) combustão. Tudo pode teoricamente ser resolvido em soluções de diferenças finitas das equações fundamentais de conservação, mas questões de turbulência, química de reação e elementos de grade suficientes impedem soluções perfeitas. No entanto, as características de fluxo de incêndios em compartimentos permitem retratos aproximados desses três elementos por meio de abordagens globais para previsão. A capacidade de visualizar a dinâmica de incêndios em compartimentos em termos globais de fenômenos discretos, mas acoplados, segue das características do fluxo.

### 11.2.1 Padrão geral de fluxo

A natureza estratificada do campo de fluxo devido à flutuabilidade induzida termicamente é responsável pela maior parte do campo de fluxo do compartimento. A Figura 11.3 é um esboço de um padrão de fluxo típico em um compartimento.

A flutuabilidade forte domina o fluxo do fogo. A turbulência e a pressão fazem com que o ambiente se misture (arrasto) na pluma de incêndio. Momentum e flutuabilidade térmica

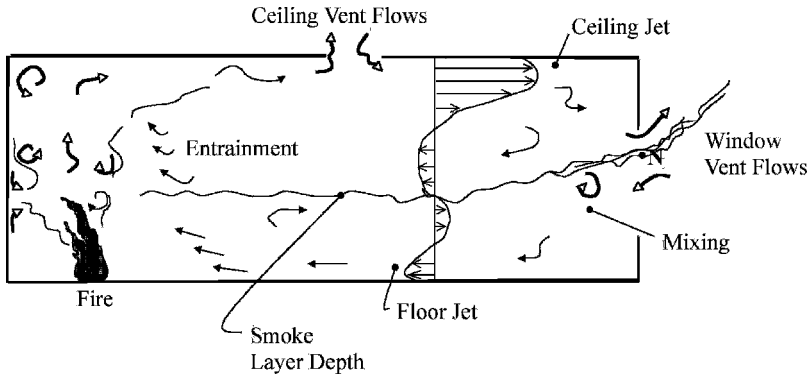


Figura 11.3 Padrão de fluxo em um incêndio no compartimento

faz com que um jato de teto relativamente fino esfregue o teto. Sua espessura é aproximadamente um décimo da altura da sala. Um jato de piso frio de contrapartida também ocorre. Entre esses jatos, fluxos de recirculação se formam na maior parte do volume, dando origem a um padrão de fluxo de quatro camadas. No ponto médio deste sistema de quatro camadas há um limite bastante nítido (interface de camada) devido à estratificação térmica entre a camada superior relativamente quente e a camada inferior mais fria. Muitos desses atributos de fluxo são exibidos em fotografias tiradas por Rinkinen [10] para fluxos de 'corredor', tornados visíveis por faixas de fumaça branca Figura 11.4. A Figura 11.5 mostra a estratificação térmica acentuada das duas camadas em termos das temperaturas do gás ou da parede [11].

### 11.2.2 Fluxos de ventilação

O fluxo de fluidos através de aberturas em divisórias devido a diferenças de densidade pode ser descrito em muitos casos como um fluxo tipo orifício. Os fluxos de orifício podem ser modelados como fluxo de Bernoulli invíscido com uma correção experimental em termos de um coeficiente de fluxo,  $C$ , que geralmente depende da razão de contração e do número de Reynolds. Emmons [12] descreve a teoria geral de tais fluxos. Para fluxos através de divisórias horizontais, em mudanças de pressão próximas de zero, o fluxo é instável e resultará em fluxo bidirecional oscilante. Nesta configuração, há uma pressão de inundação acima da qual ocorrerá o escoamento unidirecional de Bernoulli. Epstein [13] desenvolveu correlações para fluxos através de partições horizontais. Steckler, Quintiere e Rinkinen [14] foram os primeiros a medir com sucesso a velocidade e o campo de fluxo através de divisórias verticais para condições de incêndio. Um exemplo de seu campo de vazão medido é mostrado na Figura 11.6 para um incêndio em uma sala de módulo típico.

A diferença de pressão que promove os fluxos de ventilação vertical deve-se exclusivamente à estratificação de temperatura e obedece a uma aproximação hidrostática. Em outras palavras, a equação da quantidade de movimento na direção vertical é essencialmente, devido aos baixos fluxos:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g$$

\$ 11:1%

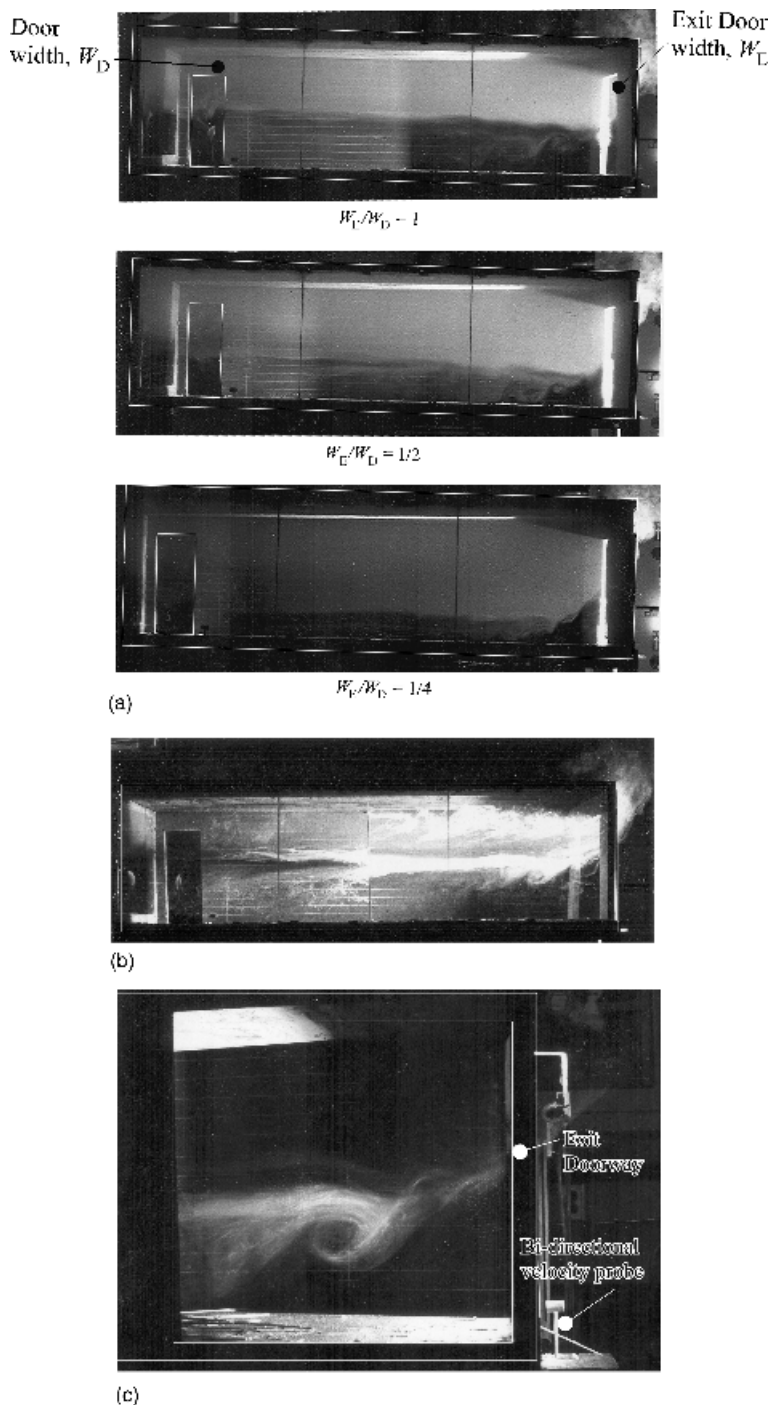


Figura 11.4 (a) Camadas de fumaça em um corredor modelo em função da largura da porta de saída (b) Linhas de fumaça mostrando quatro fluxos direcionais (c) Linhas de fumaça mostrando a mistura do fluxo de entrada da direita na abertura com a camada superior do corredor [10]

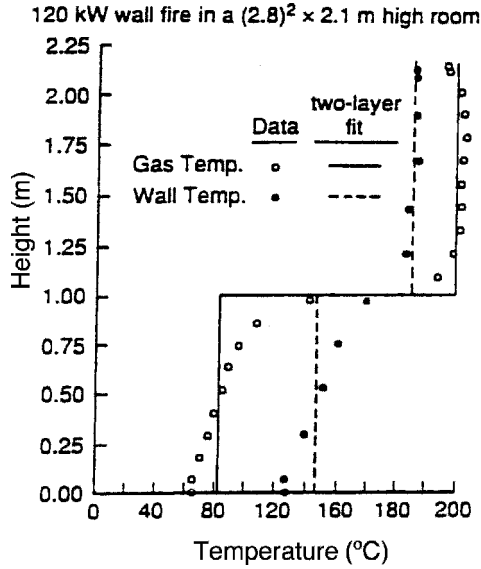


Figura 11.5 Camadas térmicas [11]

Da Figura 11.3, sob convecção livre, haverá uma altura na ventilação na qual o fluxo é zero, isto é chamado de plano neutro. A diferença de pressão através da ventilação de dentro (i) para fora (o) pode ser expressa acima do plano neutro como

$$p_{e,i} - p_{e,o} = \int_0^{Z_z} \rho g dz \quad \text{\$ 11:2\%}$$

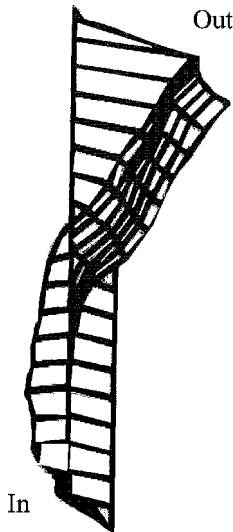


Figura 11.6 Campo de fluxo medido na porta de uma sala de incêndio [14]

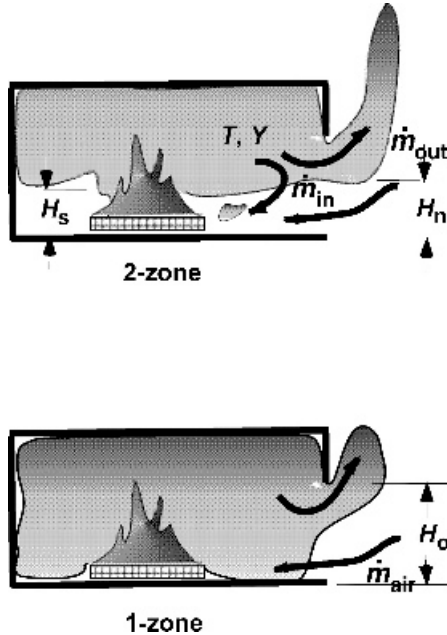


Figura 11.7 Conceitos de modelagem de zona

Tais diferenças de pressão são da ordem de 10 Pa para 1 m e, portanto, esses fluxos estão essencialmente a pressão constante (1 atm = 10<sup>5</sup>Pa). A abordagem para calcular os fluxos de fogo através de partições verticais é: (a) calcular a velocidade da equação de Bernoulli usando a Equação (11.2), (b) substituir as temperaturas pela densidade usando a lei dos gases perfeitos e, finalmente, (c) integrar para calcular a massa por unidade de vazão. Esta taxa de fluxo ideal é então ajustada por um coeficiente de fluxo geralmente encontrado em cerca de 0,7 [12,14]. Vários exemplos de soluções de fluxo para casos especiais serão listados aqui. Suas derivações podem ser encontradas no artigo de Rockett [15]. Os dois casos especiais consideram um modelo de duas zonas no qual há uma camada homogênea quente superior e inferior como mostrado na Figura 11.7(a); isso caracteriza um incêndio em desenvolvimento. A Figura 11.7(b) caracteriza um grande incêndio totalmente desenvolvido como uma única zona homogênea.

O modelo de duas zonas dá o resultado em termos da altura do plano neutro  $H_n$  e a altura da camada  $H_s$  para uma abertura de porta de área  $A_o$  e altura  $H_o$ . A relação entre a temperatura ambiente e a temperatura ambiente é designada como  $T_o = T$ :

$$m_{\text{Fora}} = \frac{2gC_o A_o}{\sqrt{2gC_o A_o}} \left( \frac{p_{\text{atm}}}{\rho_o} - \frac{p_{\text{atm}}}{\rho_o} \right) \left( \frac{H_n}{H_o} \right)^{1/2} \left( \frac{H_s}{H_o} \right)^{1/2} \quad \text{Eq. 11:3}$$

$$m_{\text{entro}} = \frac{2gC_o A_o}{\sqrt{2gC_o A_o}} \left( \frac{p_{\text{atm}}}{\rho_o} - \frac{p_{\text{atm}}}{\rho_o} \right) \left( \frac{H_n}{H_o} \right)^{1/2} \left( \frac{H_s}{H_o} \right)^{1/2} \quad \text{Eq. 11:4}$$

A entrada é geralmente o ar ambiente e a saída é composta por produtos de combustão e excesso de ar ou combustível.

Para um modelo de uma zona sob condições de fogo constante, a taxa de massa de entrada de ar pode ser calculada em termos da razão de combustível para taxa de fluxo de ar fornecida  $\dot{m}_f$  como

$$\dot{m}_{ar} = \frac{\dot{m}_f \left( \frac{C}{H} \right)}{1 + \left( \frac{C}{H} \right) \left( \frac{\rho_f}{\rho_a} \right)} \quad (11.5)$$

É interessante contrastar a Equação (11.5) com a taxa de fluxo de ar em uma ventilação horizontal sob fluxo instável bidirecional de Epstein [13]:

$$\dot{m}_{ar} = \frac{0,068 \dot{m}_f \left( \frac{C}{H} \right)}{1 + \left( \frac{C}{H} \right) \left( \frac{\rho_f}{\rho_a} \right)} \quad (11.6)$$

Este fluxo de ventilação horizontal é quase um décimo daquele para o mesmo tamanho de ventilação vertical. Assim, um respiradouro horizontal com tal fluxo instável, como em um porão ou incêndio de navio, é relativamente ineficiente no fornecimento de ar ao incêndio.

Uma aproximação limite útil para a taxa de fluxo de ar em uma ventilação vertical fornece o fluxo máximo como

$$\dot{m}_{ar} = \frac{\dot{m}_f \left( \frac{C}{H} \right)}{0,5} \quad (11.7)$$

Isso vale para  $\frac{H_s}{H_o} < 2,3$ ,  $eH_s$  pequeno. Em geral, espera-se que  $H_n = H_o$  varia de 0,3 para 0,7 e  $H_s = H_o$  de 0 a 0,6 para portas [15].

### 11.3 Transferência de Calor

A transferência de calor para a superfície limítrofe de um compartimento ocorre por convecção e radiação do invólucro e, em seguida, por condução através das paredes. Para ilustração, um elemento de contorno sólido será representado como um material uniforme com espessura,  $\delta$ , condutividade térmica,  $k$ , calor específico,  $c$ , e densidade,  $\rho$ . Sua superfície traseira será considerada a uma temperatura fixa,  $T_o$ .

O caminho de transferência de calor através da área de superfície,  $A$ , pode ser representado como um circuito elétrico equivalente como mostrado na Figura 11.8. As resistências térmicas, ou seus inversos, as condutâncias, podem ser calculadas usando métodos padrão de transferência de calor. Alguns serão ilustrados aqui.

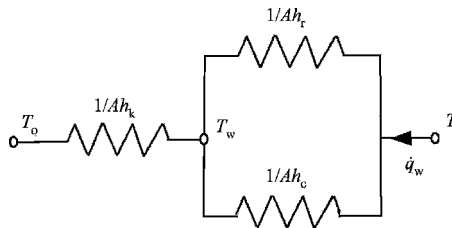


Figura 11.8 Transferência de calor da parede

### 11.3.1 Convecção

Convecções para objetos em um ambiente de fogo geralmente ocorrem sob condições de convecção natural. A convecção natural turbulenta é independente da escala e pode ser estimada a partir de

$$Nu_c = \frac{h_c H}{k} = 0.13 \frac{g \beta (T_s - T_\infty) H^3}{\nu^2 Pr} \quad (11.8a)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $Pr$  é o número de Prandtl. Dá-se de cerca de 10 W/m<sup>2</sup>K. Sob condições de fluxo mais altas, é possível que  $h_c$  pode chegar a 40 W/m<sup>2</sup>K. Isso foi demonstrado em medições de Tanaka e Yamada [16], pois os coeficientes do piso ao teto variam de cerca de 5 a 40 W/m<sup>2</sup>K. Eles descobriram que uma correlação empírica para o coeficiente de convecção do compartimento médio é

$$\frac{h_c}{k} = \begin{cases} 2.0, 10 \leq Q_H \leq 4, 10^3 \\ 0.08 Q_H^{1/3}, Q_H > 4, 10^3 \end{cases} \quad (11.8b)$$

que é baseado na altura,  $H$  (ver Equação (10.41)).

### 11.3.2 Condução

Apenas uma solução numérica de diferença finita pode fornecer resultados exatos para condução. No entanto, muitas vezes a seguinte aproximação pode servir como uma estimativa adequada. Para o caso instável, assumindo um sólido semi-infinito sob um fluxo de calor constante, a solução exata para a taxa de condução de calor é

$$q_{c'} = \frac{k_c}{4} \sqrt{\frac{c_p \rho}{t}} (T_c - T_o) \quad (11.9)$$

ou, seguindo a Figura 11.8,

$$h_k = \frac{k_c}{4t} \quad (11.10)$$

Para condução constante, o resultado exato é

$$h_k = \frac{k}{\delta} \quad (11.11)$$

O resultado do estado estacionário seria considerado válido para o tempo,

$$t > \frac{\delta^2}{4k_c} \quad (11.12)$$

aproximadamente, da Equação (7.35).



Tabela 11.1 Propriedades térmicas aproximadas para materiais de construção típicos

	Concreto/tijolo	Gesso	Lã mineral
k (W/m K)	1	0,5	0,05
k/c (C2s/m4K2) k=!	106	105	103
c (mz/s)	5, 10#7	4, 10#7	5, 10#7

A Tabela 11.1 apresenta algumas propriedades típicas. Uma ilustração para uma parede de seis polegadas de espessura, ou \$ '0:15 m, dá, para os materiais de construção mais comuns,

$$t'' \frac{\$2}{4)k=!c*} "3:1 \text{ horas}$$

da Equação (11.12) para o tempo de penetração térmica. Portanto, a maioria dos limites pode ser aproximada como termicamente espessa, uma vez que os incêndios no compartimento normalmente teriam uma duração inferior a 3 horas.

Como o invólucro termicamente espesso predominará na maioria das condições de incêndio e construção, a condutância pode ser estimada a partir da Equação (11.10). Os valores para os materiais característicos da Tabela 11.1 são fornecidos na Tabela 11.2. Com o passar do tempo, a perda de calor por condução diminui.

### 11.3.3 Radiação

A transferência de calor por radiação é muito complexa e depende da temperatura e distribuição de fuligem para cálculos fundamentais. Normalmente, esses fenômenos estão além do estado da arte para cálculos precisos de incêndio. No entanto, aproximações grosseiras podem ser feitas para aproximações homogêneas de gás cinza para as regiões de chama e fumaça. Seguindo os métodos em textos comuns (por exemplo, Karlsson e Quintiere [1]) fórmulas podem ser derivadas. Por exemplo, considere um pequeno objeto recebendo radiação em um recinto com um gás cinza homogêneo com paredes cinzas uniformes, conforme ilustrado na Figura 11.9. Pode ser mostrado que o fluxo líquido de transferência de calor por radiação recebido é dado como

$$Q_{\text{net}}'' = \frac{h}{\left( \frac{1}{\epsilon_g} + \frac{1}{\epsilon_w} \right) \left( \frac{1}{T_4} - \frac{1}{T_4} \right) + \frac{1}{\epsilon_g} \left( \frac{1}{T_4} - \frac{1}{T_4} \right)}$$

e

$$\epsilon_w'' = \frac{\epsilon_g \epsilon_w}{\epsilon_g + \epsilon_w}$$

Tabela 11.2 Valores típicos de condutância de parede

t\$min%	hk\$W=m2K%
10	0,8-26
30	0,3-10
120	0,2-5

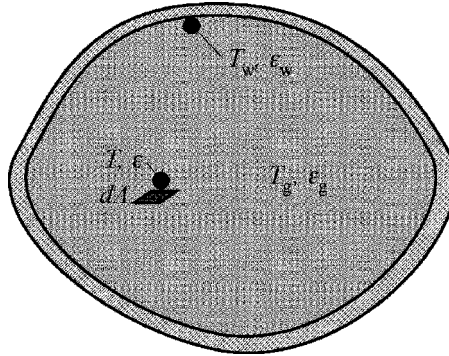


Figura 11.9 Radiação de um pequeno objeto em um recinto

Onde

"emissividade do alvo 'c"

emissividade da parede 'g

"emissividade do gás

T "temperatura alvo T<sub>c</sub>

"temperatura da parede

T<sub>g</sub>"temperatura do gás

e

("Constante de Stefan-Boltzmann " 5:67, 10<sup>#11</sup>kW/m<sub>2</sub>K<sup>4</sup>

Se o objeto é a própria parede, então a Equação (11.13) simplifica a taxa de radiação recebida pela parede como

$$q_{-r} = \frac{A(T_w^4 - T_c^4)}{1 - e_g + e_c} \tag{11.14}$$

Uma vez que a superfície limítrofe ficará coberta de fuligem à medida que o fogo se move para um fogo totalmente desenvolvido, pode ser apropriado definir 'c' = 1.

A emissividade do gás pode ser aproximada como

$$e_g = H \tag{11.15}$$

Onde H representa o comprimento médio do feixe para o recinto que pode ser aproximado como sua altura. O coeficiente de absorção da fumaça ou chamas,  $\kappa$ , pode variar de cerca de 0,1 a 1 m<sup>#1</sup>. Para as condições de fumaça em incêndios totalmente desenvolvidos,  $\kappa = 1$  m<sup>#1</sup> é uma estimativa razoável e, portanto, 'g' pode variar de cerca de 0,5 para um gabinete de laboratório de pequena escala a quase 1 para incêndios em edifícios.

Sob condições totalmente desenvolvidas, a condutância radiativa pode ser expressa como

$$h_r = \frac{\sigma(T_2 + T_1)(T_2^2 + T_1^2)}{2} \quad \text{US\$ 11:16\%}$$

Pode-se estimar, para  $T_1 = T_c$ , que  $h_r = 104 - 725 \text{ W/m}^2\text{K}$  para  $T = 500 - 1200^\circ\text{C}$ .

### 11.3.4 Transferência de calor geral da parede

Do circuito da Figura 11.7, a condutância equivalente,  $h$ , permite que a taxa de fluxo de calor total seja representada como

$$q_c = h A (T - T_o) \quad \text{\$ 11:17\%}$$

Onde

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{h_c + h_r} + \frac{1}{h_k} \quad \text{US\$ 11:17b\%}$$

Para um incêndio totalmente desenvolvido, a condução geralmente ofusca a convecção e a radiação; portanto, uma aproximação limitante é que  $h = h_k$ , que implica  $T_c = T$ . Este resultado se aplica a elementos estruturais e de contorno que são isolados, ou mesmo a elementos estruturais de concreto. Esta condição de contorno é 'conservadora', pois fornece a temperatura máxima possível do compartimento.

### 11.3.5 Perda de radiação do respiradouro

De Karlsson e Quintiere [1], pode ser mostrado que para um recinto com superfícies de corpo negro  $\epsilon_c = 1$ , a taxa de transferência de calor por radiação para fora da ventilação da área  $A_o$  é

$$q_r = \epsilon_o \sigma (T_4^4 - T_o^4) + \epsilon_o \sigma (T_4^4 - T_o^4) \quad \text{US\$ 11:18\%}$$

Uma vez que, para grandes incêndios totalmente desenvolvidos,  $\epsilon_o$  está próximo de 1 ou  $T_c = T_g$ , então segue que

$$q_r = \epsilon_o \sigma (T_4^4 - T_o^4) \quad \text{US\$ 11:19\%}$$

e mostra que a abertura funciona como um corpo negro. Este comportamento de corpo negro para as aberturas foi verificado, e é mostrado na Figura 11.10 para um grande conjunto de dados de incêndios de berço em recintos de pequena escala com  $H_{at} = 1,5 \text{ m}$  [17].

As perdas totais de calor em um incêndio totalmente desenvolvido podem então ser aproximadas como

$$q_{total} = q_c + q_r = h_k A (T - T_o) + \epsilon_o \sigma A_o (T_4^4 - T_o^4) \quad \text{US\$ 11:20\%}$$

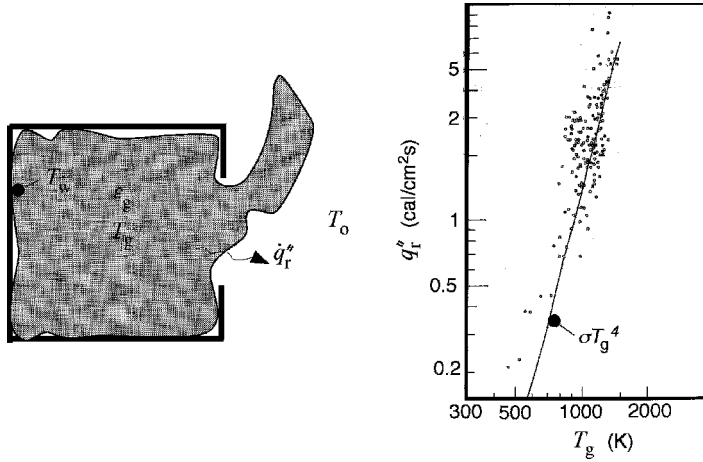


Figura 11.10 Radiação da ventilação do compartimento [17]

11.4 Comportamento do Combustível

Um material queimando em um gabinete irá se afastar de sua taxa de queima no ar normal devido aos efeitos térmicos do gabinete e da concentração de oxigênio que controla o aquecimento da chama. O Capítulo 9 ilustrou esses efeitos nos quais a Equação (9.73) descreve a queima 'constante' na forma:

$$m_{\text{c}}^{\text{oo}} \frac{q_{\text{c}}^{\text{oo}}}{\text{eu}}$$

US\$ 11:21%

Se o combustível responde rapidamente às mudanças do compartimento, um modelo de taxa de queima 'quase constante' será suficiente para explicar o gasto de massa de combustível no compartimento. O fluxo de calor do combustível é composto por chama e aquecimento externo (compartimento). A temperatura da chama depende da fração mássica de oxigênio \$So%, e o aquecimento radiante externo depende das temperaturas do compartimento.

11.4.1 Efeitos térmicos

O fluxo de calor líquido do compartimento recebido pelo combustível dentro da camada superior quente para a parede do corpo negro e superfícies do combustível pode ser expresso pela Equação (11.13) como

$$q_{\text{por}}'' = \epsilon_g \sigma T_g^4 + \epsilon_s \sigma T_s^4 - \epsilon_c \sigma T_c^4$$

\$ 11:22%

Onde \$T\_v\$ é a temperatura de vaporização da superfície do combustível. Para combustível na camada inferior, um fator de visão apropriado deve reduzir o fluxo dado na Equação (11.22).

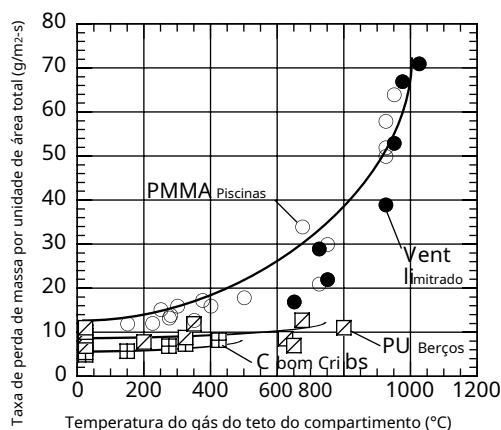


Figura 11.11 Efeito térmico do compartimento na taxa de queima para berços de madeira e fogo de piscina

A taxa de queima máxima quase constante é ilustrada na Figura 11.11 para fogueiras de madeira e piscinas de PMMA sob várias condições de carregamento de combustível e ventilação [18,19]. Os berços representam combustíveis controlados por efeitos de combustão interna e transferência de calor radiante entre as varas. Os incêndios de piscina mostrados na Figura 11.11 são de pequena escala e têm chamas de baixa absorção. Consequentemente, as pequenas piscinas representam uma classe de combustíveis que respondem muito bem ao feedback térmico do compartimento. Em geral, os incêndios 'pool' de pequena escala servem para representar outras configurações de combustível que são igualmente responsivas, como superfícies com camada limite ou chamas sopradas pelo vento. As configurações de fogo de berço e piscina representam aspectos de combustíveis de construção realistas. Eles oferecem dois extremos de sensibilidade do combustível à temperatura do compartimento.

#### 11.4.2 Efeitos da ventilação

À medida que a ventilação é reduzida, a mistura aumentará entre as duas camadas e o oxigênio que alimenta o fogo será reduzido, e a taxa de queima será correspondentemente reduzida. Isso é mostrado para alguns dos dados na Figura 11.11 e representa a queima controlada por ventilação. A Figura 11.12 mostra os efeitos mais dramáticos da ventilação para incêndios experimentais em piscinas de heptano em um recinto de pequena escala [20]. Esses experimentos incluíram o caso de um único respiradouro de teto ou dois respiradouros de parede superior e inferior de área igual. Para áreas de ventilação abaixo do limite de extinção de chama indicado, o fogo se extingue automaticamente. Para um diâmetro de combustível de 95 mm, a taxa de perda de massa associada ao respiro do teto foi muito menor do que o caso do respiro da parede. As diferenças de suprimento de ar indicadas pelas Equações (11.5) e (11.

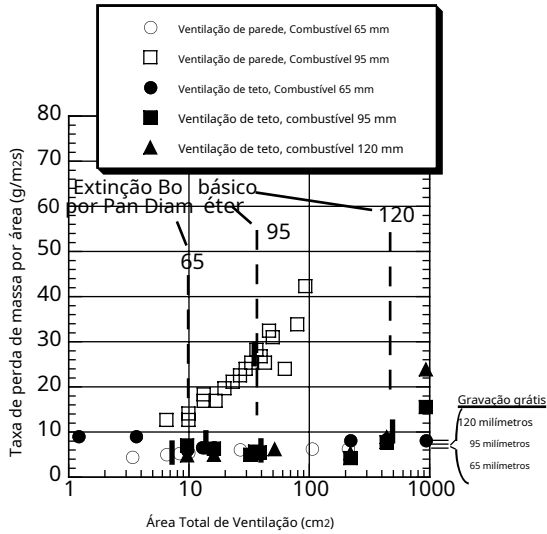


Figura 11.12 Queima controlada por ventilação para respiros de teto e parede [20]

11.4.3 Taxa de liberação de energia (poder de fogo)

A taxa de liberação de energia do incêndio em um compartimento pode ocorrer dentro e fora do compartimento devido à extensão normal da chama ou fornecimento insuficiente de ar ao compartimento. A taxa de liberação de energia tem sido comumente rotulada como taxa de liberação de calor (HRR); aqui o termo 'poder de fogo' é promovido, pois esse é o termo comum adotado em aplicações de energia. Além disso, a energia associada à reação química não é calor na terminologia termodinâmica estrita. No entanto, reconhece-se que o uso da comunidade do fogo é a 'taxa de liberação de calor'. No entanto, o fator importante na análise de incêndio em compartimentos é entender as condições que permitem a queima dentro e fora de um compartimento. O calor das chamas e da fumaça faz com que o combustível vaporize a uma taxa de fluxo de massa,  $m_{f,c}$ . Embora todo o combustível possa eventualmente queimar, ele não necessariamente queima completamente no compartimento. Isso depende da taxa de suprimento de ar. Ou todo o combustível é queimado ou todo o oxigênio do ar que entra é queimado. O que queima por dentro dá o poder de fogo dentro do recinto. Assim, o poder de fogo dentro do recinto é dado como

$$Q_{-} = \begin{cases} m_{f,c} h_{f,c} & * < 1 \\ m_{ar} h_{ar} & * / 1 \end{cases}$$

US\$ 11:23%

Ondem<sub>ar</sub> é a vazão mássica de ar fornecido ao compartimento e  $h_{ar}$  é o calor de combustão por unidade de massa de ar, uma constante efetiva para a maioria dos combustíveis em aproximadamente 3 kJ/g de ar. O poder de fogo é baseado na queima de todo o combustível gasoso fornecido ou de todo o ar. A razão de equivalência, \*, determina a fronteira entre o combustível-pobre e

regimes de combustão ricos em combustível:

$$\phi = \frac{m_{F,b}}{m_{ar}} \quad \text{US\$ 11:24\%}$$

Onde  $s$  a razão estequiométrica ar/combustível. A estequiometria geralmente não é óbvia para combustíveis realistas, pois eles não queimam completamente. No entanto, pode ser calculado a partir

$$s = \frac{h_c}{h_{ar}} \quad \$ 11:25\%$$

Onde  $h_c$  é o calor de combustão (o calor químico de combustão, conforme indicado na Tabela 2.3).

É importante distinguir entre a perda de massa ou taxa de fornecimento do combustível e sua taxa de queima dentro do compartimento. A taxa de perda de massa em contraste com a Equação (11.23) é dada como

$$m_{F,b} = \frac{\dot{m}_{ar}}{s} + \frac{F_{q,r}^{00}}{e_u} \quad \phi < 1 \quad \text{US\$ 11:26\%}$$

Onde  $F_{q,r}^{00}$  é o fluxo de queima de combustível,  $U_{MA}$  é a área de combustível disponível,  $e_u$  é o fluxo radiante líquido modificado pelo fator de vista recebido (Equação (11.22)). A área real queimada em um incêndio controlado por ventilação  $\phi > 1$  geralmente seria menor do que a área disponível, conforme sugerido por

$$\frac{m_{ar}}{s} > m_{00} \quad \text{US\$ 11:27\%}$$

Uma transição típica para o comportamento de um incêndio controlado por ventilação começa com excesso de ar à medida que o fogo se alimenta do ar inicial do compartimento, mas depois é limitado pelo fluxo de ar na abertura. Como consequência, o fogo pode mover-se para o respiradouro e retirar-se à medida que o combustível é consumido. Isso pode levar a duas áreas de queima 'profunda' se o fogo for extinto antes do esgotamento completo.

### 11.5 Modelagem de Zona e Equações de Conservação

A discussão acima apresenta o aspecto físico e químico dos processos em um incêndio de compartimento. São fenômenos acoplados e não necessariamente se prestam a soluções exatas. Eles devem ser ligados através de uma aplicação das equações de conservação desenvolvidas no Capítulo 3. O sistema final de equações é comumente referido como 'modelagem de zona' para aplicações de incêndio. Existem muitos códigos de computador disponíveis que representam esse tipo de modelagem. Eles podem ser eficazes para previsões se o

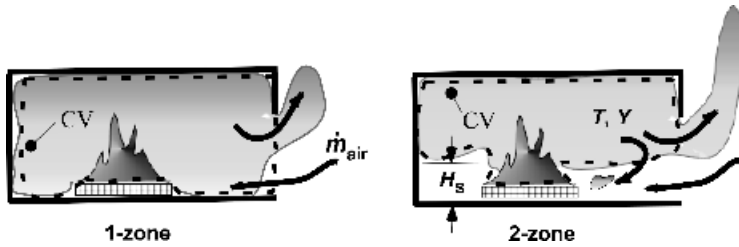


Figura 11.13 Volume de controle para equações de conservação

processos de incêndio são representados de forma completa e precisa. A modelagem completa de diferenças finitas das equações fundamentais é uma etapa mais refinada do que a modelagem por zona, e também possui limitações, mas não será discutida aqui. A modelagem de zonas nada mais é do que o desenvolvimento das leis de conservação para volumes de controle fisicamente justificáveis. O volume de controle é principalmente a camada de gás quente do compartimento de incêndio. O fogo está embutido neste volume. A Figura 11.13 pode ser usada para definir um volume de controle para a abordagem de duas zonas ou de uma zona. No primeiro, a camada inferior constituiria outro volume de controle. Para simplificar, o modelo de uma zona só será considerado aqui para ilustração. Este desenvolvimento limitado é simplesmente apresentar a metodologia e demonstrar a base para as correlações empíricas a seguir.

### 11.5.1 Relações de conservação

Principalmente, a conservação de energia para o compartimento fornece a relação importante para estabelecer a extensão do feedback térmico para o combustível. A conservação de massa e oxigênio fornecem equações de suporte adicionais. As relações de 'processo', dadas anteriormente, estabelecem as importantes taxas de transporte de massa e energia. Essas relações 'constitutivas' podem nem sempre ser completas o suficiente para descrever todos os cenários de incêndio.

As equações de conservação podem ser desenvolvidas a partir do Capítulo 3. Elas estão listadas abaixo:

1. Massa. Para o modelo de uma zona com um gás perfeito usando a Equação (3.15), a conservação da massa pode ser escrita como

$$\# \frac{pV}{RT_2} \frac{dT}{dt} + \dot{m}_{\text{ar}} + \dot{m}_{\text{e}} \tag{11.28}$$

A conservação do oxigênio para a designação da fração mássica por  $S$  segue da Equação (3.22).

2. Oxigênio

$$\frac{dS_{\text{minha}}}{dt} + \text{meu } \dot{m}_{\text{ar}} \cdot 0.233 \cdot \# \frac{0.233sQ_{\text{c}}}{h_{\text{c}}} \tag{11.29}$$



Sob condições estáveis, ou onde o termo transitório é desprezível, isso é simplesmente

$$S'' = \frac{0.233 \cdot \# \cdot \%}{1 + \# = S} \text{ por } \# \cdot 1 \tag{11.30}$$

e

S''0 para a razão de equivalência \$global%; # > 1

A equação de energia segue da Equação (3.45), onde os termos de 'perda' são agrupados para incluir as taxas de transporte de calor e entalpia como Q\_ eu:

### 3. Energia

$$C_v \frac{dT}{dt} = \dot{m}_v \frac{cv dp}{R} - Q_{\#} - Q_{\#} \tag{11.31}$$

O termo transiente pode ser desprezado na maioria dos casos, mas qualquer mudança repentina na energia resultará em uma mudança de pressão. Isso pode ser responsável pelos efeitos de 'puffing' observados em incêndios em compartimentos, especialmente quando a queima é oscilatória.

### 11.5.2 Fatores adimensionais em uma solução

Ao normalizar a equação estável com a vazão de ar e representar todas as perdas como lineares em T (Equação (11.31)), o aumento de temperatura pode ser resolvido como

$$T - T_o = \frac{Q_{\#} = c_p \dot{m}_{\text{ar}}}{\% X_o + X_C + X_r} \tag{11.32}$$

O adimensional x-fatores de perda são parâmetros que afetam a temperatura, e ocorrem de forma modificada em muitas correlações na literatura para temperatura de incêndio do compartimento.

1. Fator de perda de fluxo. O fator de fluxo, x\_o, é a razão entre o fluxo de saída e o fluxo de ar:

$$X_o = 1 + \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_{\text{ar}}} = 1 + \frac{\#}{S} \tag{11.33}$$

e é aproximadamente 1 para # < 1 desdesvaria de 3 a 13 para carbonização de combustíveis líquidos, respectivamente.

2. Fator de perda de parede. O fator de perda de parede, x\_c, é dado em termos da área de superfície de transferência de calor do compartimento, A, e o coeficiente global de transferência de calor, h, conforme dado pela Equação (11.17):

$$X_c = \frac{hA}{\dot{m}_{\text{ar}} c_p} / \frac{hA}{k_o c_p A_o H_o} \tag{11.34}$$

Aqui, a vazão máxima de ar pode ser inserida pela Equação (11.7). Em geral, h depende da convecção h\_c, radiação h\_r e condução nas paredes h\_k. Seus valores típicos variam como h\_c = 10-30 W/m²K, h\_r = 5-10 W/m²K e h\_k = 1-2 W/m²K; consequentemente, h = 1 a 100 W/m²K é um intervalo típico esperado. É importante notar

que a condutância da parede diminuirá com o tempo para paredes espessas, levando a um aumento na temperatura.

3. Fator de radiação de ventilação. Conforme mostrado na Figura 11.10, o fluxo de radiação do respiradouro é razoavelmente representado como um corpo negro na temperatura do gás,  $T_g$ . Assim, a perda de radiação de ventilação pode ser estimada como

$$X_r'' = \frac{q_{r,0}}{m_{ar} c_p (T_g - T_o)} \left[ \frac{(T_g - T_o)}{c_p k_o H_o} \right] + \frac{(T_g - T_o)}{c_p k_o H_o} \quad \text{para } T_g = T_o \text{ pequeno} \quad \text{§ 11:35\%}$$

Este fator pode variar de aproximadamente 10 para 10 para  $T$  variando de 25 a 1200°C respectivamente. É o menos significativo dos três fatores.

## 11.6 Correlações

Embora existam modelos de computador para resolver muitos aspectos de incêndios em compartimentos, não há nada mais valioso do que a base de resultados experimentais. Correlações empíricas de tais dados experimentais e baseadas nos grupos adimensionais apropriados foram desenvolvidas por muitos pesquisadores. Estes podem ser muito úteis para o designer e investigador. Assim como nos modelos de computador, essas correlações também podem ser incompletas; eles podem não ter testado em uma gama suficiente de variáveis, podem deixar de fora fatores importantes e ainda são geralmente específicos para os combustíveis e sua configuração. No entanto, eles são muito poderosos, em sua simplicidade algébrica ou gráfica, e em sua precisão. Alguns serão listados aqui. O guia SFPE que trata de incêndios em recintos totalmente desenvolvidos é uma excelente fonte da maioria das correlações [2].

### 11.6.1 Desenvolvimento de incêndios

O fogo em desenvolvimento se aplica até o flashover e, portanto, pode se aplicar a uma temperatura média na camada superior de 600°C, no máximo. McCaffrey, Quintiere e Harkleroad [21] desenvolveram uma correlação bem conhecida para este domínio conhecida como correlação MQH. A correlação MQH foi desenvolvida a partir de um grande banco de dados para incêndios em compartimentos que variam em escala de 0,3 a 3 m de altura e com combustíveis centrados no piso [21]. Outros pesquisadores seguiram a forma dessa correlação para incêndios de piso perto de uma parede, em um canto e para revestimentos de paredes e tetos queimados [22-25]. Essa correlação toma a forma da Equação (11.32), mas como uma lei de potência. Os grupos adimensionais que pertencem são a massa adimensional e as taxas de fluxo de energia da forma:

$$m'' = \frac{m}{l_o c_p (T_g - T_o)} \quad \text{e} \quad Q'' = \frac{Q}{l_o c_p (T_g - T_o)} \quad \text{§ 11:36\%}$$

O suprimento adimensional de combustível e a taxa de entrada de ar podem ser descritos, portanto, como  $m''$  e  $Q''$  respectivamente. A taxa de arrastamento depende da altura sobre a qual o arrastamento

Tabela 11.3 Valores de  $C_T$  para diferentes configurações de fogo

Configuração de incêndio	$C_T$	Fonte
Discreto, centrado	480	McCaffrey et al.[21]
	686	Azhakesanet al.[23]
Discreto, contra a parede	615	Cortadoret al.[22]
	804	Azhakesanet al.[23]
Discreto, no canto	856	Cortadoret al.[22]
	1200	Azhakesanet ai. [25]
Revestimentos, apenas parede	1060-1210	Karlsson [24]
	1000	Azhakesanet ai. [25]
Forros, parede e teto	940	Karlsson [24]

ocorre  $H_s$ , e na configuração de fogo. Este fator é simplesmente representado aqui por  $G$ . Assim, a taxa de arrastamento e a taxa de fluxo de ar podem ser funcionalmente representadas como

$$m_{ar} = \frac{H_s}{H_o} \text{ função } G; \quad \text{US\$ 11:37\%}$$

Eliminando a dependência pela Equação (11.4), a temperatura da camada quente geralmente pode ser expressa funcionalmente

$$\frac{T}{T_o} = \text{função } (Q_c; m_{ar}; G) \quad \text{US\$ 11:38\%}$$

A correlação MQH para o aumento da temperatura da camada encontrou o ajuste empírico aos dados:

$$T = C_T G; m_{ar} \quad \text{US\$ 11:39\%}$$

Onde  $Q_c$  da Equação (11.36) tem  $Q_c$  como o poder de fogo, e  $Q_c$  tem  $Q_c$  tomado como  $h_k N_o$  das Equações (11.10) e (11.11). Esses  $Q_c$  os valores correspondem a  $Q_c$  exceto na Equação (11.32); ou seja

$$Q_c = \frac{Q}{1 + C_p T_1} \quad \text{e} \quad Q_c = \frac{Q}{1 + C_p} \frac{h_k N_o}{g A_o H_o}$$

Cré uma constante empírica que parece aumentar à medida que a taxa de arrastamento diminui, conforme mostrado a partir da evidência na Tabela 11.3. Também pela Equação (11.32), a temperatura diminuirá à medida que a taxa de fornecimento de combustível adimensional aumentar. A Equação (11.39) vale para o regime de superventilação e, portanto, não deve ser usada em um ponto em que  $m_{ar} = m_{ar} = 1$  sem pelo menos modificações.

A Figura 11.14 mostra o ajuste original dos dados MQH e as Figuras 11.15 e 11.16 mostram os resultados para incêndios em materiais de revestimento de compartimentos. Vários materiais de revestimento foram usados e o poder de fogo foi medido por calorimetria de oxigênio. O afastamento do comportamento linear do declive marca o início dos incêndios de ventilação limitada onde a correlação baseada no poder de fogo total, dentro e fora do compartimento, não se mantém. Os resultados para o forro incêndios também mostram a importância do fator omitido do MQH simples correlação.

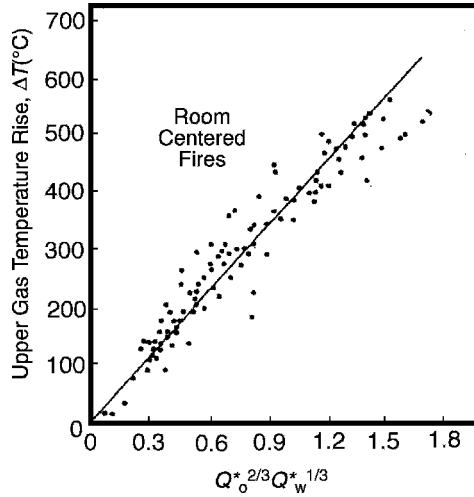


Figura 11.14 Correlação MQH para incêndios discretos centrados no piso [21]

11.6.2 Incêndios totalmente desenvolvidos

O fogo totalmente desenvolvido é definido como o estado em que todo o combustível que pode ser envolvido está envolvido. Isso não significa necessariamente que todo o combustível está queimando, pois a falta de ar impediria isso. Na maioria das ocupações de edifícios, a carga de combustível é alta o suficiente para levar a um incêndio significativo que pode ameaçar a estrutura. Isso significa que uma temperatura significativamente alta é produzida por um longo tempo. Assim, muitos estudos de incêndio totalmente desenvolvidos foram motivados para estabelecer as características térmicas necessárias para avaliar a resistência ao fogo estrutural. Consequentemente, esses estudos têm como objetivo estabelecer correlações para a temperatura do gás e a taxa de queima do combustível (ou mais exatamente, sua taxa de perda de massa). Este último pode

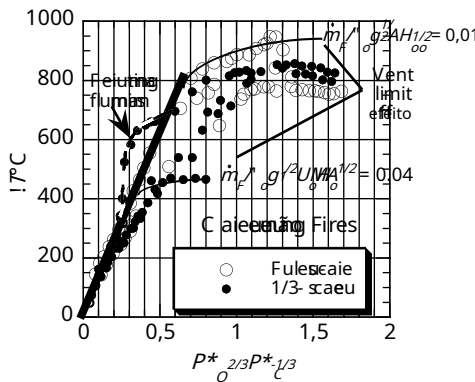


Figura 11.15 Temperatura para incêndios de revestimento de parede [25]

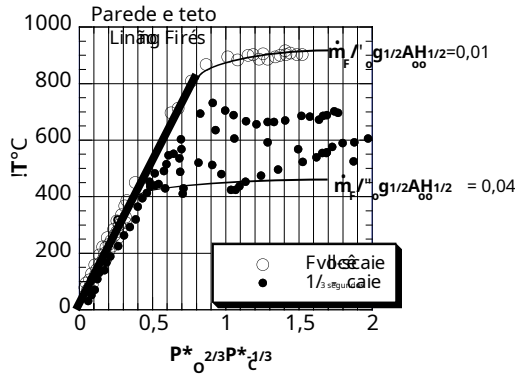


Figura 11.16 Temperaturas para incêndios de revestimento de paredes e tetos [25]

em seguida, dê a duração do incêndio para uma determinada carga de massa de combustível na ocupação. Estudos de ocupação têm sido realizados de tempos em tempos para fornecer cargas típicas de combustível (geralmente em equivalente de madeira), que podem variar de 10 a 50 kg = m<sub>2</sub>(área do piso).

Um aspecto dos incêndios totalmente desenvolvidos que não será abordado aqui é a produção de produtos de combustão. Quando os incêndios nos compartimentos tornam-se limitados pela ventilação, eles queimam de forma incompleta e podem espalhar produtos incompletos, como CO, fuligem e outros hidrocarbonetos por todo o edifício. Está bem estabelecido que o rendimento desses produtos incompletos aumenta à medida que a razão de equivalência se aproxima e excede 1. Mais informações sobre este assunto podem ser encontradas na literatura [1].

Estudos de incêndio totalmente desenvolvidos foram realizados em uma variedade de cargas de combustível e condições de ventilação, mas principalmente em escalas menores do que para salas normais. Também os combustíveis foram idealizados como berços de madeira ou fogueiras de piscinas líquidas ou plásticas. Os resultados não foram totalmente generalizados. A força da implicação teórica adimensional da Equação (11.38) sugere que, para um dado combustível, o fogo totalmente desenvolvido e com ventilação limitada deve ter dependências como

$$\frac{T}{T_o} \sim \text{função}(Q_{f,1/2}^* ; m_F; G) \tag{11.40}$$

Onde  $Q_{f,1/2}^*$  foi eliminado desde  $Q_{f,1/2}^*$  depende apenas da vazão de ar de Equação (11.23), e isso depende da temperatura da equação de fluxo (por exemplo, Equação (11.5)). Assim, para uma determinada configuração de queima (representada em termos de  $G$ ),

$$T \sim \frac{h_{c,1/2} m_{f,1/2}^{1/2}}{c_p G A_o^{1/2}} \tag{11.41}$$

Da Equação (11.21) e reconhecendo que o fluxo de calor para o combustível depende da chama e da temperatura do compartimento, segue que

$$m_{f,1/2} \sim \frac{U_{f,1/2} T}{e_u} \tag{11.42}$$



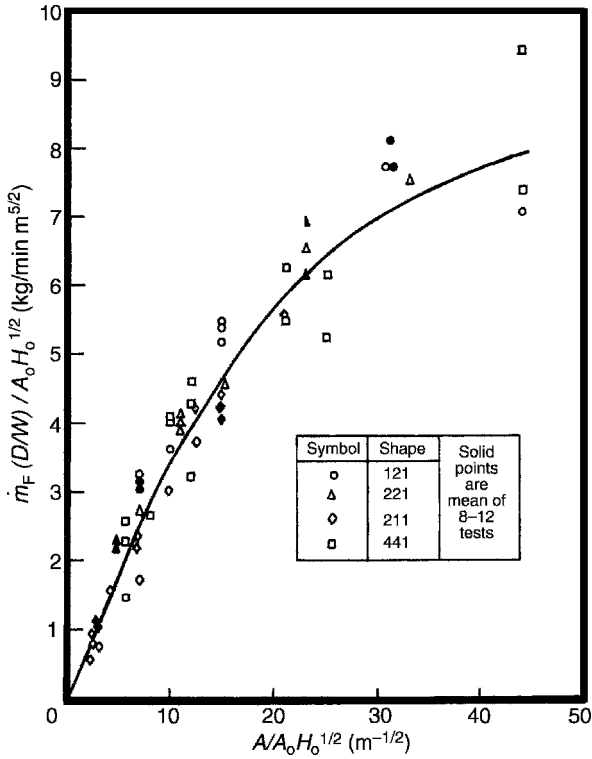


Figura 11.17 Taxa de perda de massa normalizada para dados CIB [17]

completude das correlações. No entanto, eles ainda são inestimáveis para fazer estimativas precisas para incêndios totalmente desenvolvidos. Harmathy dá um ajuste aos dados do berço de madeira na Figura 11.18 como

$$m_{F''} = \frac{0.0062 \text{ kg} \cdot \rho_{A_o}^{1/2} H_o^{1/2}}{A/A_o H_o^{1/2}} + \frac{0.263 \text{ kg} \cdot \rho_{A_o}^{1/2} H_o^{1/2}}{A/A_o H_o^{1/2}}$$

US\$ 11:47%

O lapttle!!r!!! equação corresponde aos dados CIB e correlação de Lawp!por! ampla A=\$A\_oH\_o%, ou seja, incêndios com ventilação limitada. Na assíntota para grandes A=\$A\_oH\_o%, Figura 11.18, os resultados do CIB são para D" W, aproximadamente

$$m_{F''} = 0.13 \rho_{A_o}^{1/2} H_o^{1/2} \text{ kg} \cdot \text{s}$$

e para Harmathy com !"1:16 kg = m3,

$$m_{F''} = 0.086 \rho_{A_o}^{1/2} H_o^{1/2} \text{ kg} \cdot \text{s}$$

comUMAoem mzeHoem m. Essas diferenças mostram o nível de incerteza nos resultados.

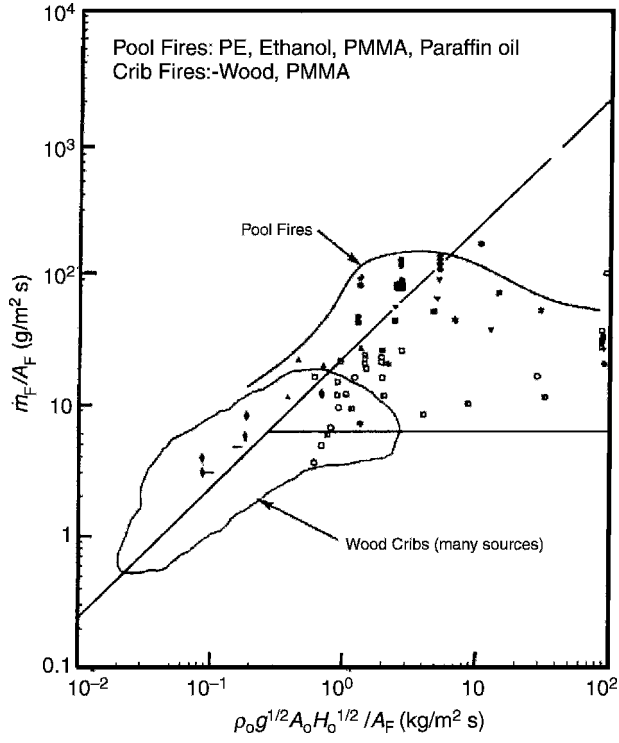


Figura 11.18 Taxa de perda de massa de combustível em incêndios totalmente desenvolvidos [6]

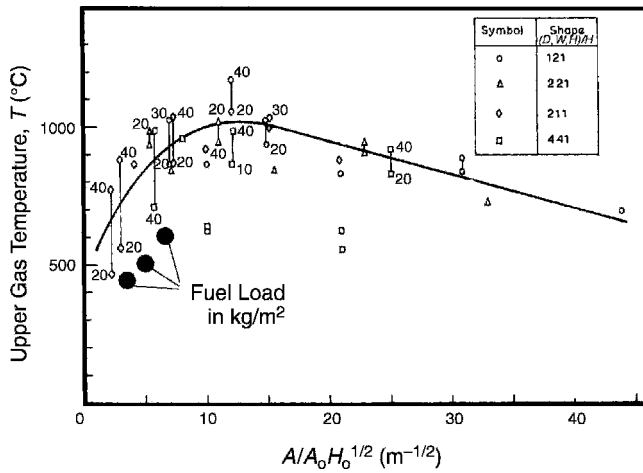


Figura 11.19 Temperatura totalmente desenvolvida do compartimento CIB [17]



### 11.7 Diagramas de Semenov, Flashover e Instabilidades

O início do flashover como considerado aqui é induzido por efeitos térmicos associados ao combustível, sua configuração, a fonte de ignição e o feedback térmico do compartimento. Vários cenários de crescimento do fogo serão considerados em termos de diagramas de Semenov (Capítulos 4 e 9) retratando o poder de fogo  $Q_{ew}$  e as taxas de perda  $Q_{eu}$  como a função de temperatura do compartimento. De acordo com a Equação (11.31), uma 'fuga térmica' ocorrem na temperatura crítica onde  $Q_{ew} = Q_{eu}$  e as duas curvas são tangentes. o o fogo em desenvolvimento ocorre para  $\beta < 1$  e o resultado de um evento crítico levará a um incêndio totalmente desenvolvido com  $\beta > 1$  provável. Quatro cenários serão examinados:

1. Área de incêndio fixa, representativa de um pacote de combustível totalmente envolvido, por exemplo, cadeira, berço, fogueira de piscina.
2. Acendimento de um segundo item, representando um incêndio inicial (por exemplo, cadeira, derramamento de líquido) e a perspectiva de ignição de um item adjacente.
3. propagação de chama de fluxo oposto, representando propagação em uma superfície horizontal, por exemplo, chão, cadeira grande, colchão, etc.
4. Propagação de chama de fluxo concorrente, representando propagação vertical ou de teto, por exemplo, revestimentos combustíveis.

Em todos esses cenários, até a condição crítica (flashover),

$$\beta < 1 \quad \text{e} \quad Q_{ew} = m_{ar} C_p \rho_a \dot{m}_{ar} T_a + \tau \frac{Q_{ew}}{4\pi r^2} = Q_{eu} \quad \text{US\$ 11:48\%}$$

Aqui  $m_{ar}$  será tomada para representar a área projetada da superfície externa do combustível que sofreria o aquecimento direto do compartimento. A partir da Equação (11.21), representando aproximadamente os efeitos do oxigênio e da temperatura e os efeitos de distribuição no compartimento, o fluxo de massa de combustível pode ser representado por considerações qualitativas como

$$\dot{m}_{ar} = \dot{m}_{ar,0} \left( 1 + \beta \frac{T - T_0}{T_0} \right) + \frac{\tau (T_0 - T_a)}{4\pi r^2} \quad \beta < 1 \quad \text{US\$ 11:49\%}$$

Onde  $\dot{m}_{ar,0}$  refere-se ao fluxo de queima no ar normal. Os fatores de distribuição,  $\beta$  e  $\tau$ , estão estima-se que varie de cerca de 0,5 a 1 à medida que a camada de fumaça desce e a mistura causa propriedades homogêneas no compartimento. O fator de distribuição de oxigênio é muito aproximado e é introduzido para levar em conta o oxigênio na corrente de fluxo na camada de gás inferior. O parâmetro térmico,  $\tau$ , representa um fator de visão de radiação. Para todos esses cenários, espera-se que o efeito do oxigênio na taxa de queima seja pequeno, pois a concentração de oxigênio não diminui significativamente até o flashover. A taxa de perda é dada como, a partir das Equações (11.31) e (11.32),

$$Q_{ew} = m_{ar} C_p \rho_a \dot{m}_{ar} T_a + \tau \frac{Q_{ew}}{4\pi r^2} = Q_{eu} \quad \text{US\$ 11:50\%}$$

A taxa de perda é quase linear em  $T$  para baixas temperaturas, e pode depender do tempo,  $t$ , também. Desde até é uma função do tempo, a variável independente normal  $t$  deveria estar

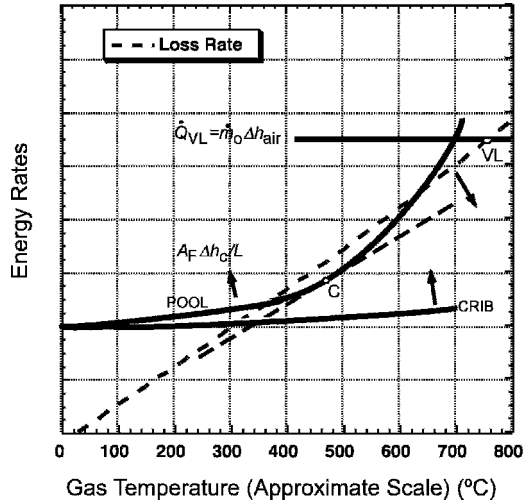


Figura 11.20 Fogo de área fixa

considerada como dependente uma vez que a função inversa  $T$  deve estar disponível, em princípio. Essa dependência funcional não será explicitada a seguir.

### 11.7.1 Incêndio em área fixa

A Figura 11.20 mostra o comportamento da liberação e das perdas de energia em função da temperatura do compartimento (diagrama de Semenov) para combustíveis característicos de fogueiras e 'piscinas' (representativas de combustíveis de superfície de baixa absorção de chama, por exemplo, paredes). Uma curva de perda diminui devido ao aumento do tempo ou aumento do fator de ventilação  $A = A_0 H_0$ , uma condição crítica (C) pode ocorrer. A curvatura para cima e a magnitude da taxa de liberação de energia aumentam com  $A_F \Delta h_c L$ . Thomaset al. [4] estimou que as temperaturas críticas variam de cerca de 300 a 600°C dependendo dos valores de  $EU$ . Assim, os combustíveis líquidos favorecem a temperatura mais baixa, e os sólidos carbonizados favorecem a mais alta. Um valor empírico de 500°C (correspondente a 20 kW/m<sup>2</sup> fluxo de corpo negro) é comumente usado como critério para flashover. O tipo de flashover descrito aqui é apenas devido a um único item em chamas totalmente envolvido. Uma condição de estado estável que pode ser alcançada após o flashover é o estado de ramificação de ventilação limitada (VL) mostrado na Figura 11.20 em que  $Q_{VL} = \dot{m}_o h_{ar}$  para

\* 1. Pode-se mostrar que o estado de oxigênio na condição crítica é sempre relativamente alto, com  $\phi < 1$ . Isso mostra claramente que a depleção de oxigênio não tem efeito forte. Também, Thomaset al. [4] mostram que o aumento da taxa de queima devido ao feedback térmico na condição crítica é de apenas cerca de 1,5, no máximo.

### 11.7.2 Ignição do segundo item

A Figura 11.21 mostra o comportamento de um item vizinho ao se envolver devido a um primeiro incêndio. O primeiro incêndio pode ser um queimador de gás fixo como em um teste ou um totalmente

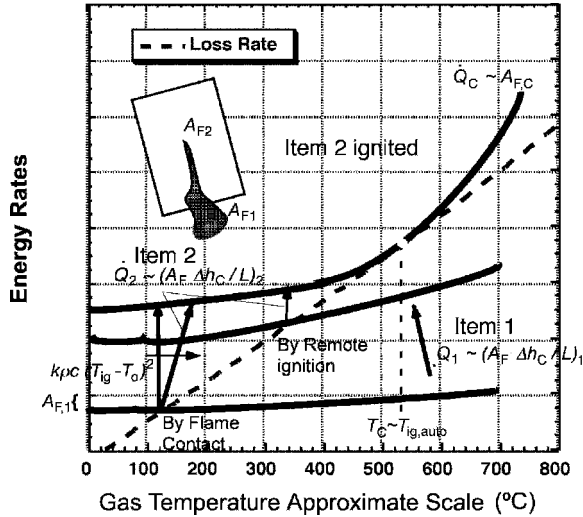


Figura 11.21 Segundo item inflamado

combustível envolvido,  $U_{A_{F,1}}$ . Para fins ilustrativos, suponha que o segundo item tenha propriedades semelhantes às  $U_{A_{F,1}}$ , e  $U_{A_{F,2}}$  representa a área combinada após a ignição. A ignição do segundo item é possível se o material receber um fluxo de calor superior ao seu fluxo crítico para ignição. Pode receber calor por aquecimento por chama  $q_{0,00}$  e aquecimento do compartimento. A condição crítica para ignição ocorre no equilíbrio entre o aquecimento do compartimento e a perda de calor dos objetos estimada por

$$Q_{00} + \tau(T_4 - T_0) = (T_{4,ig} - T_0) + h_c T_{ig} - T_0 \tag{11.51}$$

Para ignição remota sob condições de autoignição, o aquecimento direto da chama é pequeno ou zero, então a temperatura crítica do compartimento precisa ser maior ou igual à temperatura de autoignição, por exemplo, cerca de 400-600°C para combustíveis sólidos comuns.

Para ignição por contato de chama (para uma parede ou teto), o fluxo de calor da chama aumentará com  $D_F$ , a espessura da chama do ignitor, estimada por

$$Q_{00} \approx 1 \exp(\beta) D_F / 30 \text{ kW} = m^2; \text{usualmente} \tag{11.52}$$

A área exposta do segundo item  $U_{A_{F,2}}$  depende do comprimento da chama  $Z_F$  e seu diâmetro.

Para que a ignição do segundo item leve ao flashover, a área envolvida deve ser igual ou superior à área crítica total necessária para o segundo item. O tempo de ignição depende inversamente do fluxo de calor de exposição (Equação (11.51)). A Figura 11.21 mostra o comportamento para ignição do segundo item, onde  $U_{A_{F,1}}$  é a área fixa do primeiro item e  $U_{A_{F,c}}$  é a área crítica necessária. A taxa de liberação de energia de ambos os combustíveis controla o tamanho do 'salto' na criticidade e depende diretamente  $U_{A_{F,2}} h_c = L$ . Nenhum flashover ocorrerá se o 'salto' de energia para o segundo item não for suficiente para atingir a área crítica de combustível,  $U_{A_{F,c}}$ . O tempo para atingir o salto ou atingir o flashover está diretamente relacionado à propriedade do combustível,

Para contato com chama, aplica-se a temperatura de ignição pilotada e espera-se que o tempo de ignição seja pequeno & 10--100 s%.

11.7.3 Propagação de incêndios

A taxa de propagação da chama pode ser representada em termos da frente de pirólise  $x_p$  da Equação (8.7a):

$$v'' = \frac{dx_p}{dt} = \frac{q_f}{\rho c_p \Delta T_c}$$

US\$ 11:53%

onde  $\Delta T_c$  é um comprimento de aquecimento da chama. Em fluxo oposto espalhado em um fluxo ambiente de velocidade  $u_o$ , esse comprimento é devido à difusão e pode ser estimado pela Equação (8.31) como  $\Delta T_c = \frac{q_f}{k(u_o + u_p)}$ . Este comprimento é pequeno (& 1 mm) na maioria das condições e é invariável em um campo de fluxo fixo. No entanto, na propagação simultânea, esse comprimento de aquecimento é muito maior e mudará com o tempo. Pode ser muito dependente da natureza da fonte de ignição, pois aqui  $\Delta T_c \propto x_p$ . Em ambos os casos, a área de propagação do fogo (desconsiderando o burnout) cresce em termos de velocidade e tempo como  $x_p \propto t^n$ , com  $n$  variando de 1 a 2.

Os casos de propagação de chama na superfície estão representados na Figura 11.22. Na propagação de fluxo oposto, a velocidade depende do tempo de ignição, que diminui à medida que o compartimento aquece a superfície do combustível. Depois de muito tempo,  $T_{superfície} \rightarrow T_{ig}$  e as curvas de crescimento se aproximam de uma assíntota vertical. Considere a área inicial inflamada como  $A_{F,eu}$  e  $A_{F,c}$  como a área crítica necessária para um incêndio em área fixa. A área para um incêndio de propagação depende do tempo e, portanto,  $T_c$  também. Para materiais de baixa densidade e resposta rápida, a área crítica pode ser alcançada em uma temperatura do compartimento tão baixa quanto a temperatura de ignição do material.

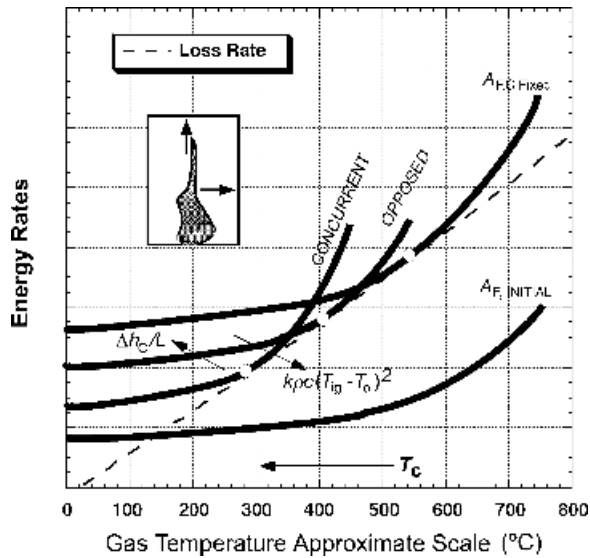


Figura 11.22 Crescimento do fogo espalhado na superfície

Para propagação simultânea, a taxa de crescimento pode ser muito mais rápida e, portanto, a condição crítica pode ser alcançada em temperaturas mais baixas do compartimento. A dependência da área de propagação simultânea da chama em ambos  $Q_e$  e a temperatura da superfície do material tornam este modo de propagação muito sensível ao feedback.

Os diagramas de criticidade de Semenov para o crescimento do fogo são úteis para entender as interações complexas dos mecanismos de crescimento do fogo com os efeitos do recinto. Esses diagramas podem ser usados qualitativamente, mas também podem ser a base de soluções gráficas quantitativas simples.

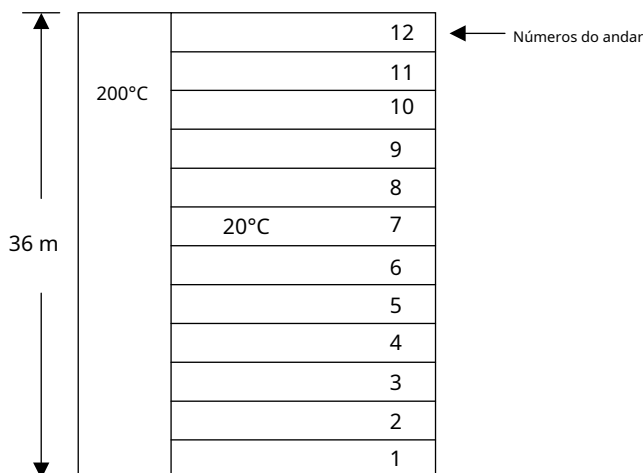
## Referências

1. Karlsson, B. e Quintiere, JG, Dinâmica de Incêndio do Gabinete, CRC Press, Boca Raton, Flórida, 2000.
2. Guia de Engenharia para Exposições ao Fogo a Elementos Estruturais, Society of Fire Protection Engineers, Bethesda, Maryland, maio de 2004.
3. Thomas, PH, Comportamento de incêndios em recintos – alguns progressos recentes, no 14º Simpósio Internacional sobre Combustão, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pensilvânia, 1973, pp. 1007–20.
4. Thomas, PH, Bullen, ML, Quintiere, JG e McCaffrey, BJ, Flashover e instabilidades no comportamento do fogo, Combustão e Chama, 1980, 38, 159-71.
5. Thomas, PH, Incêndios e flashover nos quartos - uma teoria simplificada, Segurança contra Incêndios J., 1980, 3, 67-76.
6. Bullen, ML e Thomas, PH, Incêndios em compartimentos com combustíveis não celulósicos, no 17º Simpósio Internacional sobre Combustão, O Instituto de Combustão, Pittsburgh, Pensilvânia, 1979, pp. 1139-1148.
7. Tewarson, A., Algumas observações em incêndios experimentais e recintos, Parte II: álcool etílico e óleo de parafina, Combustão e Chama, 1972, 19, 363-71.
8. Kim, KI, Ohtani, H. e Uehara, Y., Estudo experimental sobre comportamento oscilante em um compartimento de fogo de pequena escala, Segurança contra Incêndios J., 1993, 20, 377-84.
9. Takeda, H. e Akita, K., Fenômeno crítico em incêndios em compartimentos com combustíveis líquidos, no 18º Simpósio Internacional sobre Combustão, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pensilvânia, 1981, 519-27.
10. Quintiere, JG, McCaffrey, BJ e Rinkinen, W., Visualização de movimento de fumaça induzida por incêndio em um corredor, Fogo e Materiais, 1978, 12(1), 18-24.
11. Quintiere, JG, Steckler, KD e Corley, D., Uma avaliação de fluxos induzidos por incêndio em compartimentos, Ciência do Fogo. Tecnol., 1984, 4(1), 1-14.
12. Emmons, HW, fluxos de ventilação, em O Manual SFPE de Engenharia de Proteção contra Incêndios, 2ª edição (eds PJ DiNenno e outros), Seção 2, Capítulo 5, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1995, pp. 2-40 a 2-49.
13. Epstein, M., Fluxo de troca acionado por flutuação através de pequenas aberturas em divisórias horizontais, J. Transferência de Calor, 1988, 110, 885-93.
14. Steckler, KD, Quintiere, JG e Rinkinen, WJ, Fluxo induzido por fogo em uma sala, no 19º Simpósio Internacional sobre Combustão, O Instituto de Combustão, Pittsburgh, Pensilvânia, 1983.
15. Rockett, JA, Fluxo induzido por fogo em um recinto, Combustão Sci. Tecnol., 1976, 12, 165.
16. Tanaka, T. e Yamada, S., Experimentos de escala reduzida para transferência de calor por convecção na fase inicial de incêndios, Int. J. Eng. Códigos de Incêndio Baseados em Desempenho, 1999, 1(3), 196-203.
17. Thomas, PH e Heselden, AJM, Fully-desenvolvido fogos em compartimento único, um programa de pesquisa cooperativa do Conseil International du Bâtiment, Fire Research Note 923, Joint Fire Research Organization, Borehamwood, Reino Unido, 1972.

18. Quintiere, JG e McCaffrey, BJ, A taxa de queima de berços de madeira e plástico em um gabinete, Vol. 1, NBSIR 80-2054, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, novembro de 1980.
19. Quintiere, JG, McCaffrey, BJ e DenBraven, K., Análise experimental e teórica de incêndios em recintos de pequena escala quase constantes, no 17º Simpósio Internacional sobre Combustão, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pensilvânia, 1979, pp. 1125-1137.
20. Naruse, T., Rangwala, AS, Ringwelski, BA, Utiskul, Y., Wakatsuki, K. e Quintiere, JG, Comportamento ao fogo do compartimento sob ventilação limitada, em Riscos de Incêndio e Explosão, Anais do 4º Seminário Internacional, Fire SERT, Universidade de Ulster, Irlanda do Norte, 2004, pp. 109-120.
21. McCaffrey, BJ, Quintiere, JG e Harkleroad, MF, Estimando a temperatura ambiente e a probabilidade de flashover usando correlações de dados de teste de incêndio, Tecnologia de fogo, maio de 1981, 17(2), 98-119.
22. Mowrer, FW e Williamson, R B., Estimando a temperatura de incêndios ao longo das paredes e nos cantos, Tecnologia de fogo, 1987, 23, 244-65.
23. Azhakesan, MA, Shields, TJ, Silcock, GWH e Quintiere, JG, Uma interrogação da correlação MQH para descrever incêndios em poças de centro e cantos próximos, Ciências de Segurança contra Incêndio, Anais do 7º Simpósio Internacional, Associação Internacional para Ciência de Segurança contra Incêndios, 2003, pp. 371-82.
24. Karlsson, B., Modelagem do crescimento do fogo em materiais de revestimento combustíveis em invólucros, Relatório TBVV-1009, Departamento de Engenharia de Segurança contra Incêndios, Universidade de Lund, Lund, 1992.
25. Azhakesan, MA e Quintiere, JG, O comportamento de incêndios de revestimento em salas, em Interflam 2004, Edimburgo, 5-7 de julho de 2004.
26. Lei, M., Uma base para o projeto de proteção contra incêndio de estruturas de edifícios, O Engenheiro de Estruturas, janeiro de 1983, 61A(5).
27. Harmathy, TZ, Um novo olhar sobre incêndios em compartimentos, Partes I e II, Tecnologia de fogo, 1972, 8, 196-219, 326-51.

## Problemas

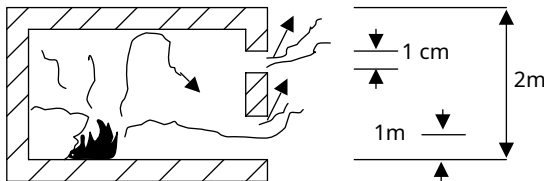
- 11.1 Um incêndio de lixo ocorre em um poço de elevador, fazendo com que a fumaça preencha uniformemente o poço a uma temperatura média de 200°C.



O único vazamento do poço pode ocorrer para o prédio bem ventilado e mantido a uma temperatura uniforme de 20°C. O vazamento pode ser aproximado como uma fenda vertical de 2 cm de largura que percorre todo o eixo de 36 m de altura.

- (a) Calcule a vazão mássica da fumaça para o piso.
- (b) Que andares recebem fumaça? Calcule a altura neutra da pluma.
- (c) Qual é a diferença máxima de pressão positiva entre o poço e o edifício e onde ela ocorre?

11.2 Um incêndio de 500 kW em um compartimento faz com que a camada de fumaça atinja uma temperatura média de 400°C. A temperatura ambiente é de 20°C. O ar e o gás quente fluem através de uma porta na qual se observa que o plano neutro está 1 m acima do piso. Uma fenda estreita de 1 cm de altura e 3 m de largura está nominalmente 2 m acima do piso.



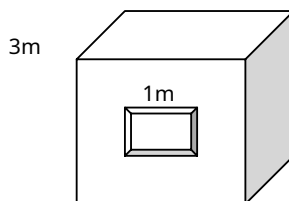
Suponha que a pressão não varie ao longo da altura da fenda.

- (a) Calcule a diferença de pressão através da fenda.
- (b) Calcule a vazão mássica através da fenda. O coeficiente de fluxo de fenda é 0,7.

11.3 Um incêndio ocorre em um compartimento cúbico de 3 m feito de 2 cm de espessura. Assuma a perda de calor em estado estacionário através do concreto cuja condutividade térmica é 0,2 W/m·K. Por experimentos, verifica-se que a taxa de perda de massa,  $\dot{m}_c$ , do combustível depende do aumento da temperatura do gás,  $T$ , da camada de fumaça superior do compartimento:

$$\dot{m}_c = 10^{-3} \text{ g/s} + 10^{-3} \text{ g/s} \cdot (T - T_1)^2$$

Onde  $T_1 = 20^\circ\text{C}$ . O compartimento tem uma abertura de janela de 1 m, 1 m. O calor de combustão do combustível é 20 kJ/g e o ar ambiente está a 20°C. Calcule o aumento da temperatura do gás,  $T$ .



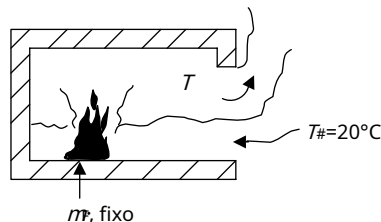
11.4 Uma sala de 3 m, 4 m, 3 m de altura com uma abertura na parede de 2 m, 2 m contém combustível hexano, que pode queimar em poças no chão. A temperatura ambiente é 25°C. O calor de combustão do hexano é 43,8 kJ/g. O material de construção da sala é um isolante que responde rapidamente e, portanto, possui um coeficiente de perda de calor efetivo constante,  $h_k = 0,015 \text{ kW/m}^2\text{K}$ . Use isso para calcular a perda total de calor para a sala.

- (a) Uma poça de 0,8 m de diâmetro é incendiada e a chama toca o teto. Qual é a taxa de liberação de energia desse fogo?
- (b) Se este fogo arrasta 10 vezes o ar estequiométrico, qual é a razão de equivalência para este fogo da sala?
- (c) Qual é a temperatura média do gás da camada quente para o fogo descrito em (a)?
- (d) Diz-se que o flashover começa se o aumento de temperatura da camada de gás for 600°C. Neste ponto, mais hexano pode ser envolvido. Qual é a taxa de liberação de energia para esta condição?
- (e) Qual é a extensão da chama para o fogo em (d)? Suponha que o diâmetro da piscina seja agora de 1 m.
- (f) Com base em uma temperatura média do gás ambiente de 625°C, qual é a taxa de fluxo de ar através da abertura em g/s? Suponha que a abertura do peitoril da janela esteja acima da altura da interface da camada de gás quente da sala.
- (g) Qual é a razão de equivalência para o início do flashover onde a temperatura do gás é 625°C? (Dica: o calor de combustão por unidade de massa de ar utilizada é de 3,0 kJ/g.)
- (h) Qual é a taxa de liberação de energia quando o fogo é apenas limitado pela ventilação, ou seja, a razão de equivalência é um? Suponha que a taxa de fluxo de ar seja a mesma que no início do flashover como em (f).
- (i) Qual é a taxa de produção de combustível quando o fogo é apenas limitado pela ventilação?

11.5 Um incêndio em um compartimento de navio queima continuamente por um período de tempo. A camada média de fumaça atinge uma temperatura de 420°C com a temperatura ambiente sendo 20°C. O compartimento é construído em aço de 1 cm de espessura com condutividade térmica de 10 W/m<sup>2</sup>K. A escotilha da porta aberta tem 2,2 m de altura e 1,5 m de largura. O compartimento tem uma superfície interior de 60 m<sup>2</sup>. A razão estequiométrica ar-combustível do combustível é 8 e seu calor de combustão é 30 kJ/g.

- (a) Calcule a taxa de queima de massa
- (b) Se a temperatura não mudar quando a escotilha estiver sendo fechada, encontre a largura da abertura da escotilha (a altura permanece fixa) o suficiente para fazer com que o fogo seja limitado pela ventilação.

11.6 Um incêndio queima em um compartimento em condições estáveis. A taxa de fornecimento de combustível  $\dot{m}_F$  está consertado.



Suas propriedades são:

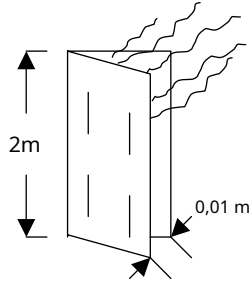
Calor de combustão = 45 kJ/g

Razão estequiométrica de massa de ar para combustível = 15 g de ar/g de combustível



A temperatura ambiente é 20°C e o calor específico dos gases é considerado constante em 1 kJ/kg K. O combustível entra a uma temperatura de 20°C. Para todas as condições de queima, 40% da energia liberada dentro do compartimento é perdida para as paredes e para o exterior por transferência de calor.

- (a) O compartimento tem uma porta de 2 m de altura, que está entreaberta com uma fenda de 0,01 m de largura. O fogo está apenas no limite de ventilação para esta abertura de ventilação.

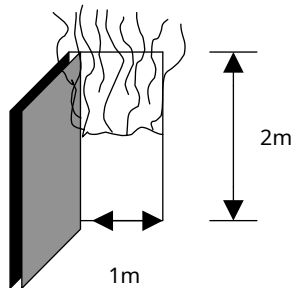


(i) Calcule a temperatura do gás de saída.

(ii) Calcule a vazão de ar.

(iii) Calcule a taxa de fornecimento de combustível.

- (b) A porta é aberta a uma largura de 1 m. Estime a temperatura resultante do gás de saída. Indique quaisquer suposições.



- 11,7 Uma sala em uma usina de energia tem um derramamento de óleo diesel em uma área de dique de 3 m de diâmetro. O compartimento é feito de concreto de 20 cm de espessura, e as propriedades são dadas abaixo. A única abertura é uma porta de 3 m por 2,5 m de altura. As dimensões do compartimento são 10 m, 30 m, 5 m de altura. Apenas as condições de convecção natural prevalecem. A temperatura do ar ambiente é de 20°C. Outras propriedades são dadas abaixo:

Concreto:

$k = 1,0 \text{ W/mK}$

$\rho = 2000 \text{ kg/m}^3$

$c = 0,88 \text{ kJ/kg K}$

Diesel:

Densidade do líquido " 918 kg/m<sup>3</sup>

Calor específico líquido " 2,1 J/g K

Calor de vaporização " 250 J/g

Calor específico de vapor " 1,66 J/g K

Temperatura de ebulição " 250°C

Razão estequiométrica de massa de ar para combustível " 15

Calor de combustão " 44,4 kJ/g

O óleo diesel é inflamado e se espalha rapidamente sobre a superfície, atingindo uma queima constante quase instantaneamente. Nesta condição inicial, calcule o seguinte:

- (a) A taxa de liberação de energia.
- (b) A extensão da chama.
- (c) A temperatura diretamente acima do derramamento de combustível.
- (d) A temperatura máxima do jato no teto a 4 m do centro do derramamento.

Aos 100 s, a taxa de queima não mudou significativamente, e o compartimento atingiu uma condição quase estacionária com fluxo em contracorrente na entrada. Neste novo momento, calcule o seguinte:

- (e) A temperatura média da camada de fumaça.
- (f) A taxa de fluxo de ar através da porta.
- (g) A razão de equivalência, \*.

Por 400 s, o derramamento de combustível 'sente' o efeito do compartimento aquecido. Neste momento a superfície do combustível recebe todo o fluxo de calor por radiação da camada de fumaça, (T<sub>4</sub>, mais da metade de sua área. Para esta condição, calcule o seguinte:

- (h) A taxa de liberação de energia em função da temperatura da camada de fumaça, T.
- (i) Calcule a taxa total de perdas (calor e entalpia) em função da temperatura da camada de fumaça do compartimento. Suponha a taxa de perda de calor por unidade de áreaq <sup>kg</sup> ser estimado por condução apenas para o concreto a partir da temperatura do gás; ou seja ~~te~~ <sup>kg</sup> de concreto condutância, ondeté tomado como 400 segundos.
- (j) Plote (h) e (i) para calcular a temperatura do gás do compartimento. A ventilação do estado é limitada?

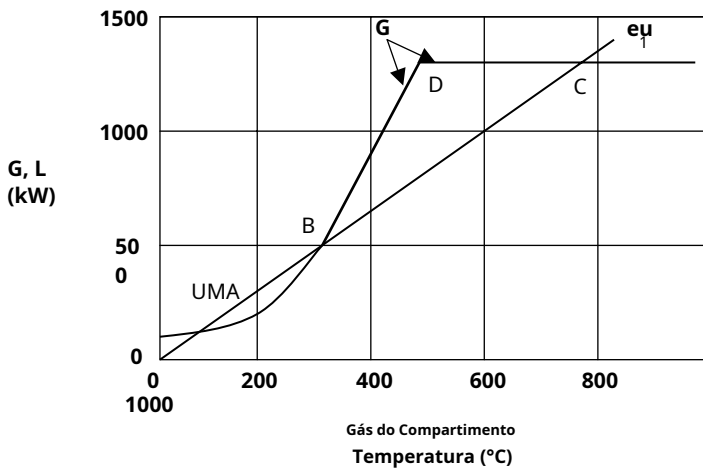
11,8 Calcule a temperatura média em estado estacionário em um piso devido aos seguintes incêndios nas torres do World Trade Center. O edifício tem 63,5 m de lado e um piso de 2,4 m de altura.

O núcleo central não está queimando e permanece na temperatura ambiente de 20°C. As dimensões do núcleo são 24 m, 42 m. Para cada incêndio de combustível, calcule a duração do incêndio e a vazão mássica de excesso de combustível ou ar liberado do espaço do compartimento. A perda de calor do incêndio do compartimento deve ser baseada em um coeficiente global de transferência de calor de 20 W/m<sup>2</sup>K com uma temperatura do dissipador de 20°C. As aberturas são as janelas quebradas e aberturas danificadas e estima-se que sejam um quarto do perímetro do edifício com uma altura de 2,4 m.

A taxa de fluxo de ar através dessas aberturas é dada como  $0,5U_{avg}H^{1/2}$  com as dimensões geométricas em m.

- (a) 10.000 galões de combustível de aviação são derramados uniformemente sobre um piso e inflamados. Suponha que o combustível tenha propriedades de heptano. O heptano queima em sua taxa máxima de 70 g/m<sup>2</sup>s.
- (b) Depois que o combustível de aviação se esgota, os móveis queimam. Eles podem ser tratados como madeira. A madeira queima de acordo com a curva sólida da Figura 11.17. Assumir o efeito de forma  $C_1 = W_2^{0,1}$ ,  $U_{avg}$  é a área do piso e  $U_{avg}H^{1/2}$  refere-se ao fator de ventilação envolvendo a área de fluxo das aberturas por onde o ar entra e a altura das aberturas. A carga de combustível é de 50 kg/m<sup>2</sup> de área de piso.

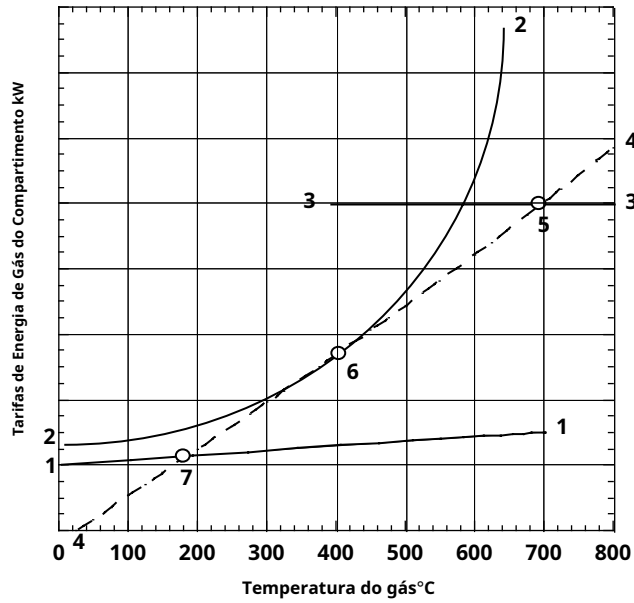
11,9 Esboce qualitativamente as curvas de taxa de perda e taxa de ganho para esses três estados de incêndio: (a) chama apenas tocando o teto, (b) o início do flashover e (c) o estado estequiométrico onde o incêndio é apenas limitado pela ventilação. Assuma que a curva permanece fixa no tempo e é quase linear.



Use o gráfico acima no qual a taxa de geração de energia para o compartimento é dada pela curva em função da temperatura do compartimento e da taxa de perda de energia; calor do compartimento é descrito abaixo.

- (a)  $eu$  representa a curva de perda logo após o início do incêndio no compartimento. Qual é a temperatura do compartimento e a taxa de liberação de energia? Identifique este ponto na figura acima.
- (b) À medida que as paredes do compartimento aquecem, as perdas diminuem e a curva permanece linear. Qual é a temperatura do gás imediatamente antes e depois que o fogo se torna limitado pela ventilação? Desenhe a curva e rotule os pontos VL# e VL+ respectivamente.
- (c) Os bombeiros chegam após o flashover e adicionam água ao fogo, aumentando as perdas. A curva de perda permanece linear. Qual é a temperatura do gás imediatamente antes e depois que a supressão reduz drasticamente o fogo? Desenhe a curva na figura acima. Suponha que a taxa de perda para supressão seja proporcional à diferença entre a temperatura do gás do compartimento e a temperatura ambiente,  $T - T_1$ .

11.10 Identifique os sete elementos no gráfico com a melhor afirmação abaixo:



- 0Taxa de perda de calor \_\_\_\_\_
- 0Poder de fogo do berço de madeira \_\_\_\_\_
- 0Estado instável \_\_\_\_\_
- 0Fogo totalmente desenvolvido \_\_\_\_\_
- 0Poder de fogo sob condições de ventilação limitada \_\_\_\_\_
- 0Flashover \_\_\_\_\_
- 0Estado crítico \_\_\_\_\_
- 0Estado estável \_\_\_\_\_
- 0Taxa de fluxo de calor e entalpia \_\_\_\_\_
- 0Poder de fogo de uma parede em chamas \_\_\_\_\_

# 12

## Grupos de dimensionamento e adimensional

### 12.1 Introdução

Os irmãos Wright não poderiam ter conseguido seu primeiro voo sem o uso de um túnel de vento. Ainda hoje, as aeronaves não podem ser projetadas e desenvolvidas sem testes em túnel de vento. Embora as equações básicas da dinâmica dos fluidos tenham sido estabelecidas há quase 200 anos, elas ainda não podem ser resolvidas completamente no maior dos computadores. O teste de túnel de vento permite a investigação do fluxo sobre formas complexas em escalas geométricas menores, mantendo o número de Reynolds constante. O número representa a razão entre o momento e as forças viscosas, ou seja,

$$\frac{\rho u^2 L}{\mu} \approx \frac{\rho U L}{\mu}$$

onde a lei da viscosidade de Newton foi usada (stress  $\tau = \mu \frac{du}{dy}$  gradiente de velocidade) e  $\mu$  é a viscosidade,  $\rho$  é densidade,  $u$  é a velocidade e  $L$  é uma escala de comprimento. Apesar de  $Re$  ser suficiente para garantir a semelhança entre o protótipo e o modelo, muitos fenômenos exigem a preservação de muitos grupos para garantir a semelhança completa. O fogo se enquadra nessa categoria. No entanto, isso não impede o uso de modelos em escala ou correlações adimensionais para fenômenos de incêndio para estender a generalidade a outras escalas e condições. Este processo incompleto é a arte de dimensionar.

O escalonamento parcial requer conhecimento da física para inclusão e identificação das variáveis dominantes. Muitos campos usam essa técnica, em particular o design de navios. Aí o número de Froude,  $Fr = \frac{u}{\sqrt{g L}}$ , é preservado à custa de deixar  $Re$  seja o que for, desde que seja grande o suficiente para tornar o fluxo turbulento. Como veremos, a modelagem de Froude dessa forma é muito eficaz na modelagem de fluxos de fumaça e fenômenos de incêndio não confinados.

As variáveis adimensionais constituídas pelas variáveis dependentes e as coordenadas de tempo e espaço serão designadas por  $(\Lambda)$ . Propriedades e outras constantes que formam

arranjos adimensionais são comumente denominados grupos e são freqüentemente designados por  $\pi$ 's. O estabelecimento das variáveis e grupos adimensionais pode levar à extensão dos resultados experimentais por meio de fórmulas aproximadas. O uso de tais fórmulas às vezes tem sido chamado de modelagem de incêndio, pois permite a previsão de fenômenos. Essas fórmulas geralmente são dadas por leis de potência onde os expoentes podem ser estabelecidos por teoria ou ajuste direto de curva. O primeiro é o preferido. Essas fórmulas, ou correlações empíricas, são muito valiosas e sua precisão pode ser superior aos melhores modelos de CFD.

Embora as correlações possam ser desenvolvidas a partir de experimentos em pequena escala, elas não foram necessariamente projetadas para replicar um sistema de escala maior. Tal processo de replicação é denominado modelagem em escala. Pode ser muito poderoso para design e investigação de acidentes em incêndio. Novamente, a base de similaridade será incompleta, pois todos os  $\pi$ 's relevantes não podem ser preservados. A modelagem de escala bem sucedida no fogo foi discutida por Heskestad [1], Croce [2], Quintiere, McCaffrey e Kashiwagi [3] e Emori e Saito [4]. Thomas [5,6] e Quintiere [7] fizeram revisões sobre o assunto. Novas abordagens foram introduzidas usando modelagem de pressão como apresentada por Alpert [8] e modelos de água salgada como realizados por Steckler, Baum e Quintiere [9]. Mesmo o crescimento do fogo foi modelado com sucesso por Parker [10]. Algumas ilustrações serão dadas aqui,

## 12.2 Abordagens para Estabelecer Grupos Adimensionais

Três métodos podem ser usados para obter funcionalidade não dimensional. O primeiro é o teorema  $\pi$  de Buckingham, que começa com um conjunto escolhido de variáveis e parâmetros relevantes pertencentes a uma aplicação de modelagem específica. Os números de variáveis independentes físicas são então determinados. O número de  $\pi$  grupos é igual ao número de variáveis menos as dimensões. Em segundo lugar, a equação diferencial parcial fundamental pertinente é identificada e as variáveis são tornadas adimensionais com parâmetros de normalização adequados. Terceiro, a física governante é identificada na forma mais simples, mas completa. Então as relações adimensionais e dimensionais são derivadas por identidades. Usaremos o último método.

Uma ilustração dos três métodos é dada para o problema de escoamento incompressível sobre uma placa plana. O fluxo é constante e bidimensional, como mostrado na Figura 12.1, com a aproximação da velocidade de fluxo constante designada como  $u_\infty$ .

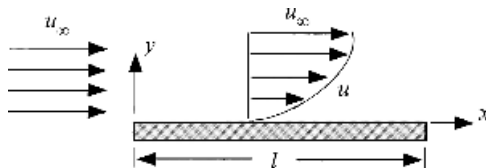


Figura 12.1 Fluxo sobre uma placa plana

### 12.2.1 Método Buckingham pi

Em geral, a velocidade no fluxo  $u$  é uma função de  $\rho, \mu, l, u, \nu$ . Sete variáveis e parâmetros são identificados no problema:  $\rho, \mu, \nu, u, l, \rho, \mu$  (viscosidade). Como aparecem três dimensões, M (massa), L (comprimento) e T (tempo), três variáveis ou parâmetros podem ser eliminados formando quatro grupos adimensionais:  $\rho l u / \mu, \nu / l, \rho l^2 / \mu T, \mu / \rho l^2$ .

Três variáveis de repetição são selecionadas, como  $\rho, u, l$ , para formar os  $\pi$ 's do outro variáveis. Deixar  $\rho l u / \mu, \nu / l, \rho l^2 / \mu T, \mu / \rho l^2$ . Portanto, por análise dimensional  $\rho l u / \mu$  não deve ter dimensões. Equacionar potências para cada dimensão dá

$$\begin{aligned} M: & \quad 0 = c_1 \rho^a u^b l^c \mu^d; & c_1 = 1 \\ EU: & \quad 0 = a + b + c - 3d; & a = b - 2d \\ T: & \quad 0 = -a - b + c; & a = b - c \end{aligned}$$

Descobriu-se isso!  $\rho l u / \mu = Re$ , o número de Reynolds. (Observe que  $Re = \rho l u / \mu$ ). Os outros  $\pi$ 's podem ser determinados de maneira semelhante, ou simplesmente por inspeção:

$$\pi_2 = \nu / l; \quad \pi_3 = l / x \quad e \quad \pi_4 = l / s$$

A relação funcional adimensional segue como

$$\frac{u}{\nu} = f\left(\frac{l}{x}, \frac{y}{l}, Re\right)$$

### 12.2.2 Método de equação diferencial parcial (PDE)

Este método começa com o conhecimento da equação governante. A equação governante para escoamento bidimensional estável sem gradiente de pressão é

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

com condições de contorno:

$$\begin{aligned} u &= 0; \quad v = 0 \quad \text{em } y=0 \\ u &= u_0; \quad v = 0 \quad \text{em } y=l \\ u &= 0; \quad v = 0 \quad \text{em } y=l \end{aligned}$$

A conservação da massa fornece outra equação necessária, mas essencialmente fornece informações semelhantes para a componente da velocidade. As variáveis adimensionais são selecionadas como:

$$\begin{aligned} \hat{u} &= u / u_0; & \hat{v} &= v / u_0 \\ \hat{x} &= x / l; & \hat{y} &= y / l \end{aligned}$$

Substituindo dá

$$\frac{v_{oc\hat{e}}}{x} \frac{v_{oc\hat{e}}}{y} \frac{v_{oc\hat{e}}}{l} \frac{v_{oc\hat{e}}}{l^2}$$

A mesma funcionalidade adimensional é aparente a partir do método Buckingham pi.

### 12.2.3 Análise dimensional

Vamos usar uma abordagem de volume de controle para o fluido na camada limite e reconhecer a lei da viscosidade de Newton. Onde gradientes ou relações derivadas podem ser aplicadas, apenas a forma dimensional é empregada para formar uma relação. Além disso, não se busca a formulação precisa da equação de momento do volume de controle, mas apenas sua forma funcional aproximada. Da Equação (3.34), escrevemos (com o símbolo  $\tau$  implicando uma igualdade dimensional) para uma unidade de profundidade noz direção

$$\tau = \mu \frac{v_{oc\hat{e}}}{y}$$

Na forma adimensional:

$$\frac{\tau}{\rho u^2} = \frac{\mu}{\rho u l} \frac{v_{oc\hat{e}}}{l}$$

Conseqüentemente,

$$\frac{\tau}{\rho u^2} = f\left(\frac{\mu}{\rho u l}, \frac{v_{oc\hat{e}}}{l}\right)$$

## 12.3 Grupos Adimensionais das Equações de Conservação

Os grupos adimensionais que se aplicam aos fenômenos de incêndio serão derivados da terceira abordagem usando formas dimensionais das equações de conservação. A densidade será considerada constante, !sem qualquer perda na generalidade, exceto para o termo de fluabilidade. Além disso, apenas a equação do momento vertical será examinada explicitamente. Os parâmetros de normalização para as variáveis serão designados como  $\hat{u}$ . Em alguns casos, os fatores de normalização não serão a contrapartida física da variável, por exemplo  $\hat{x} = x/l$ , onde  $l$  é um comprimento geométrico. Os grupos pi serão derivados e as variáveis adimensionais serão preservadas, por exemplo,  $\hat{u} = u/u_0$  ( $u_0 = l$ ). Depois de derivar os grupos pi  $\hat{u}$ , examinaremos então seu uso em correlações e como empregá-los em aplicativos de modelagem em escala. O uso comum de símbolos será feito e, portanto, nem sempre serão definidos aqui.



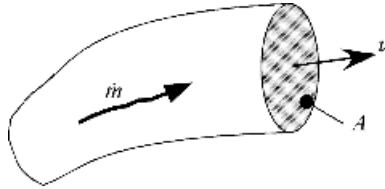


Figura 12.2 Taxa de fluxo de massa

### 12.3.1 Conservação de massa

A partir da Figura 3.5, a vazão mássica pode ser representada como

$$\dot{m} = \rho u A \tag{12:1"}$$

como visto na Figura 12.2. A área será representada em termos do comprimento da escala de A (lze da mesma forma e u para volume.

### 12.3.2 Conservação do momento

Considere uma forma da equação do momento vertical (Equação (3.24)) com um termo de empuxo e a pressão como seu afastamento da hidrostática. Na forma funcional,

$$\rho V \frac{d\langle u \rangle}{dt} = \rho g V - p A \tag{12:2"}$$

conforme demonstrado na Figura 12.3.

A relação entre os termos da Equação (12.2) pode ser usada para estabelecer parâmetros de normalização. Por exemplo, sob condições de fluxo não forçado não há fator de escala de velocidade óbvio (por exemplo,  $u_0$ ). No entanto, pode-se determinar que é apropriado em condições de convecção natural. Vamos examinar como isso é feito.

Relacione o termo do fluxo de momento com a força de empuxo:

$$\rho u A = \rho g V \tag{12:3"}$$

Pela lei dos gases perfeitos (sob pressão constante)

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{T_0}{T} \tag{12:4"}$$

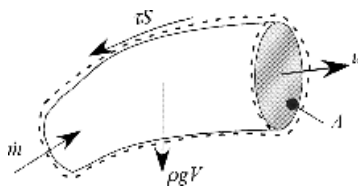


Figura 12.3 Equilíbrio do momento

Daí, segue que

$$\text{você} \left( \frac{T_1}{T_1} \right) \frac{g}{g} \quad 12:5''$$

e, portanto, um fator de normalização apropriado para a velocidade é

$$\text{você} \frac{g}{g} \quad 12:6''$$

Esta não precisa ser a única escolha, mas é muito apropriada para convecção natural e representa uma velocidade máxima ideal devido à flutuabilidade.

Da mesma forma, ao igualar o termo de momento instável com empuxo dá uma escala de tempo

$$t \left( \frac{\text{você}}{g} \right) \frac{eu}{g} \quad 12:7''$$

A pressão e o estresse podem ser normalizados como

$$\# (p) \frac{1}{g} \quad 12:8''$$

Usando a lei da viscosidade de Newton,

$$\# \left( \frac{\text{você}}{\text{eu}} \right) \frac{\text{você}}{\text{eu}} \quad 12:9''$$

e igualando os termos de fluxo de momento e tensão dá

$$1 \text{você} \frac{eu}{eu} \quad 12:10''$$

com a razão como o número de Reynolds,

$$Re \# \frac{1 \text{você} eu}{\text{impulso}} \left( \frac{\text{impulso}}{\text{força de cisalhamento}} \right) \quad 12:11''$$

Alternativamente, escrevendo a Equação (12.10) em termos da velocidade adimensional e usando a primeira parte da Equação (12.5) paravocê dá (uma solução aproximada)

$$\text{você} \left( \frac{1}{Gr} \right) \quad 12:12''$$

Onde  $Gr$  denota o número de Grashof.  $Gr$  é uma alternativa para  $Re$  para fluxos de convecção puramente naturais.

### 12.3.3 Equação de energia

É a equação da energia que produz muito mais grupos através dos processos de combustão, transferência de calor, evaporação, etc. Examinaremos esses processos. Figura 12.4

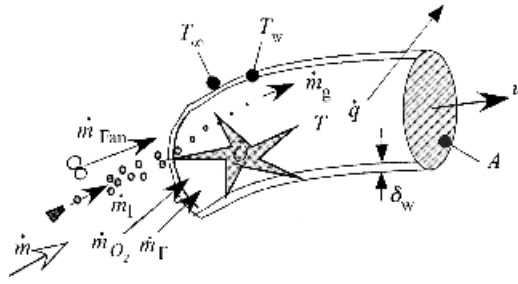


Figura 12.4 Transferencia de energia

é a base dos processos físicos e químicos que estão sendo considerados, novamente em forma funcional.

Os fluxos de massa incluem combustível (F), oxigênio (O<sub>2</sub>), água líquida (l), vapor de água evaporado (g) e fluxos forçados (ventilador). A energia química ou poder de fogo é designada como Q<sub>e</sub> e todas as taxas de perda de calor por q. Embora a Figura 12.4 não represente necessariamente um incêndio em uma sala, aplicam-se as formulações de perda de calor do Capítulo 11. Da Equação (3.48), a forma funcional da equação de energia é

$$\rho C_p V \frac{dT}{dt} = \sum \dot{m}_i h_i(T) - \sum \dot{m}_e h_e(T) + (Q_{in} - Q_{out} - \dot{m}_{chrg} h_{chrg}) \quad (12:13)$$

sendo o último termo a taxa de energia necessária para a evaporação das gotículas de água. Lembre-se de que o poder de fogo dentro do volume de controle é

$$Q_{in} = \dot{m}_F h_c \quad \text{combustível controlado} \quad (12:14a)$$

ou

$$Q_{in} = \frac{\dot{m}_{O_2} h_c}{r} \quad \text{ventilação limitada} \quad (12:14b)$$

Relacionar o termo de energia instável (ou taxa de entalpia advectada) com o poder de fogo fornece o segundo grupo comumente chamado de Q (ou o número Zukoski para o professor Edward Zukoski, que popularizou seu uso no fogo):

$$Q = \frac{Q_{in}}{\rho C_p T_1} \left( \frac{\text{potência de fogo}}{\text{taxa de fluxo de entalpia}} \right) \quad (12:15)$$

onde aqui Q<sub>e</sub> é baseado na escala de comprimento l. Deve-se notar que este grupo dá origem a uma escala de comprimento inerente para fogo em convecção natural:

$$l_{eu} = \left( \frac{Q_{in}}{\rho C_p T_1} \right)^{1/5} \quad (12:16)$$

Esta escala de comprimento pode ser associada à altura da chama e ao tamanho dos redemoinhos turbulentos em larga escala nas plumas de fogo. É uma escala de comprimento natural para incêndios.

12.3.4 Perdas de calor

No Capítulo 11 foram descritos os fluxos de calor para os limites sólidos de um recinto. Eles são resumidos aqui com o propósito de produzir as informações relevantes ! grupos. Considere primeiro a taxa de perda radiante através de uma superfície de fluxo,UMA,de um volume de controle ao redor da fase gasosa do invólucro na Figura 12.4:

$$q_o = A \epsilon_g (T_g^4 - T_c^4) + \epsilon_w (T_g^4 - T_c^4) \tag{12:17}$$

onde  $\epsilon_g$  é a emissividade do gás e as paredes foram assumidas como um corpo negro. A emissividade do gás pode ser representada como

$$\epsilon_g = \epsilon_g \tag{12:18}$$

com  $\epsilon_g$  sendo o coeficiente de absorção e, portanto, outro  $\epsilon_g$  é

$$\epsilon_g = \frac{\text{radiação emitida}}{\text{Radiação de corpo negro}} \tag{12:19}$$

Este grupo é difícil de preservar para fumaça e fogo em escamação e pode ser problemático.

Uma perda de radiação empírica alternativa para o ambiente usado para incêndios não confinados produz o grupo adimensional,

$$X_r = \frac{q_r}{Q} \tag{12:20}$$

A transferência de calor para as paredes ou outras superfícies sólidas segue um caminho paralelo da fase gasosa como radiação e convecção até a condução através da espessura da parede, ec. Essa taxa de fluxo de calor na parede pode ser expressa como

$$q_c = q_r + q_c \tag{12:21}$$

A troca de radiação para as paredes do corpo negro pode ser representada como

$$q_r = \epsilon_w (T_g^4 - T_c^4) \tag{12:22}$$

e convecção como

$$q_c = h_c (T_g - T_c) \tag{12:23}$$

Onde  $S$  é a área da superfície da parede. O coeficiente de transferência de calor,  $h_c$ , pode ser explicitamente representado em termos de uma correlação específica de transferência de calor, ou seja,

$$h_c = \frac{k}{L} \text{Re}^m \text{Pr}^n \tag{12:24}$$

A perda de condução é

$$q_c = \frac{k_c (T_c - T_1)}{L} \tag{12:25}$$

Onde  $k$  para uma parede termicamente espessa, e  $h$  para um que é termicamente fino.

Grupos de transferência de calor  $Bi$  agora podem ser produzidos a partir dessas relações. Vamos considerá-los em termos de  $Q$ 's, ou seja, números de Zukoski para transferência de calor. Normalizando com a advecção da entalpia, o grupo de condução é

$$Q_k = \frac{k \Delta T}{\rho c_p T_1} \left( \frac{\text{parede condução}}{\text{fluxo de entalpia}} \right) \quad (12.26a)$$

Substituindo portda Equação (12.7) dá

$$Q_k = \frac{k \Delta T}{\rho c_p g} \quad (12.26b)$$

Da mesma forma, para a convecção,

$$Q_h = \frac{h \Delta T}{\rho c_p g} \left( \frac{\text{Convecção}}{\text{fluxo de entalpia}} \right) \quad (12.27)$$

Para radiação, obtemos

$$Q_r = \frac{\sigma T_3^4}{\rho c_p g} \left( \frac{\text{radiação}}{\text{fluxo de entalpia}} \right) \quad (12.28)$$

Além disso, para uma parede de espessura finita,  $L$ , devemos incluir

$$Q_L = \frac{L}{k} \left( \frac{\text{espessura}}{\text{comprimento térmico}} \right) \quad (12.29)$$

É interessante estimar a magnitude desses números de Zukoski para materiais de parede típicos que podem ser expostos ao fogo:

$$Q_k \text{ e } Q_h \text{ para } 10^3 \text{ a } 10^2$$

$$Q_r \text{ para } 10^2 \text{ a } 10^1$$

Assim, em algumas circunstâncias, as perdas de calor podem ser desprezadas em comparação com  $Q$  para 1, o termo de combustão.

### 12.3.5 Fluxos de massa

Existe uma contrapartida para o número de energia de Zukoski para fluxos de massa. Esses números de massa de Zukoski podem ser facilmente mostrados para os fenômenos representados na Figura 12.4 como

$$m_a = \frac{\dot{m}}{\rho g} \left( \frac{\text{fluxo do ventilador}}{\text{fluxo flutuante}} \right) \quad (12.30)$$

Outro termo de fluxo de massa pode ser devido à evaporação, por exemplo, resfriamento de água de um aspersor ou degradação de combustível gasoso da fase condensada. Do Capítulo 9, podemos facilmente deduzir que

$$\dot{m}_v = \frac{m_v}{A} \tag{12:31}$$

no qual  $\dot{m}_v$  depende de  $Gr, Re, Pr, B, \rho, c_p, T_v, T_1 = T_2, r_0, S_{O_2}, Y_{F,O}$  e outros fatores que envolvem a radiação da chama e a repressão.

A taxa de fluxo de massa de vapor devido à evaporação pode ser representada de forma semelhante. Da Equação (6.35) vê-se que o fluxo de massa de evaporação adimensional é

$$\dot{m}_v = \frac{m_v}{A} = \frac{M_g}{M} \frac{e_{13,b}}{e_{13,v}} \tag{12:32}$$

e

$$\dot{m}_v = \frac{M_g h_{fg}}{RT_{eu}} \left( \frac{\text{evaporação}}{\text{energia térmica}} \right) \tag{12:33}$$

onde  $b$  refere-se à ebulição e  $v$  à vaporização da superfície. A razão de peso molecular é uma constante e pode ser incidental na maioria dos casos. Assim, vemos que  $e_{13}$  é o grupo de propriedades do material necessário para determiná-lo.

### 12.3.6 Gotas de líquido

O fluxo de massa resultante da evaporação de gotículas de líquido é significativo para aplicações de dimensionamento de incêndio. Tal escalonamento foi demonstrado por Heskestad [11], e resultados específicos serão discutidos posteriormente. Como primeira aproximação, gotículas monodispersas independentes de diâmetro esférico,  $D_{e,u}$ , e densidade de volume de partículas,  $n_{0,0}$ , pode ser considerado.

A conservação do número de gotículas,  $n$ , poderia ser representado como uma equação de conservação na forma funcional como

$$\frac{dn}{dt} = -n_{\text{col}} \tag{12:34}$$

Onde  $n_{\text{col}}$  é a taxa de perda devido a colisões de gotas umas com as outras e com as superfícies. Uma equação constitutiva é necessária para essa perda, mas é muito complexa para ser abordada aqui. Basta notar que há outro grupo devido a este efeito:

$$\frac{n}{n_{\text{ref}}} \tag{12:35a}$$

onde o número de gotículas de referência é baseado na vazão inicial de água líquida  $\dot{m}_{l,0}$  através do diâmetro do bocal  $D_0$  no tamanho inicial da gota  $D_{l,0}$ . Portanto,

$$\dot{m}_{l,0} = \frac{\rho_l}{4} D_0^2 v_0$$

e

$$\frac{m_{\text{got}}}{\rho_{\text{got}} D_{\text{got}}^3} \tag{12:35b}$$

Então

$$\frac{n_{\text{got}} D_{\text{got}}^3}{V_{\text{got}}} \tag{12:35c}$$

Onde  $V_{\text{got}}$  é a vazão volumétrica de descarga inicial.

O momento inicial do jato também deve ser considerado, pois é significativo. Um diâmetro efetivo do bocal pode ser determinado para levar em conta esse momento, uma vez que as descargas dos aspersores perdem o momento quando atingem a placa de dispersão de gotículas. Este diâmetro efetivo pode ser encontrado medindo o empuxo inicial  $F_0$  do pulverizador. Conseqüentemente, outro grupo segue como

$$\frac{F_0}{\rho_{\text{got}} V_{\text{got}} D_0} \left( \frac{\text{impulso}}{\text{espalhar}} \right) \tag{12:36}$$

Esta é uma importante consideração de escala, pois o momento de pulverização é um fator de controle nas trajetórias das gotas.

A consideração final para a dinâmica das gotas vem da equação de momento aplicada a uma única gota, conforme ilustrado na Figura 12.5:

$$m \frac{du}{dt} = mg - \frac{\rho_{\text{ar}} u^2}{2} C_D \tag{12:37a}$$

com o coeficiente de força de arrasto tomado no regime de número de Reynolds pequeno, pois as gotas são pequenas [11]:

$$C_D = 24 \frac{\mu}{\rho_{\text{ar}} u D} \tag{12:37b}$$

As variáveis dependentes são normalizadas como  $\hat{u} = \frac{u}{u_0}$ ,  $\hat{D} = \frac{D}{D_0}$ ,  $\hat{t} = \frac{t}{t_0}$ .

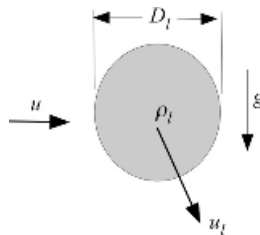


Figura 12.5 Dinâmica de gotas

Vamos examinar o movimento da gota (Equação (12.37)) junto com seu transporte de evaporação (Equação (12.32)) e a conservação da massa para uma única gota:

$$\frac{dD_{eu}}{dt} = \frac{m_{g,00}}{g} \tag{12:38}$$

Na forma funcional, e tomando a proporção de ambos os lados, isso dá

$$D_{eu} \frac{dD_{eu}}{D_{eu}} = \frac{m_{g,00}}{g} \left( \frac{\text{taxa de evaporação}}{\text{taxa de perda de massa de gotículas}} \right) \tag{12:39}$$

Das Equações (12.37) e (12.38), a razão dos dois últimos termos dá

$$D_{eu}^3 \frac{dD_{eu}}{D_{eu}^3} = \frac{\text{Coito de gota}}{\text{força de arrasto}} \tag{12:40}$$

onde  $d^3 D_{eu} / D_{eu}^3 = 1/3$ , um diâmetro viscoso.

Este diâmetro viscoso contém o importante efeitos que devem ser abordados (enquanto  $D_{eu}$  pode ser ignorado no fluxo em massa). Portanto, modifiquemos em um grupo alternativo:

$$D_{eu}^3 \frac{dD_{eu}}{D_{eu}^3} = \frac{m_{R_{eu}}}{\rho_{eu}} \tag{12:41}$$

Assim, podemos usar equivalentemente tanto  $D_{eu}$  ou  $m_{R_{eu}}$ . Finalmente, a Equação (12.32) fornece um grupo específico para a única gota em Q)

$$D_{eu} \frac{dD_{eu}}{D_{eu}} = \frac{1}{Q_{t,i}} \left( \frac{C_p \rho_{eu}}{h_c} \right) \left( \frac{\text{advecção}}{\text{transferência de massa}} \right) \tag{12:42}$$

Onde  $Q_{t,i}$  dado por Ranz e Marshall [12] como

$$\frac{h_c D_{eu}}{k} = 0.6 Re_{D_{eu}}^{1/2} Pr_{1=3} \tag{12:43}$$

por  $10 < Re_{D_{eu}} < 10^3$ . Consequentemente,  $Q_{t,i}$  alternativamente pode ser expresso como

$$Q_{t,i} = Pr_2 = \frac{3 D_{eu}^{1/2}}{Re_{D_{eu}}^{1/2}} \tag{12:44}$$

### 12.3.7 Espécies químicas

Uma conservação de espécies com possibilidade de reação química pode ser representada funcionalmente a partir da Equação (3.22) para espécies  $y_{eu}$  com rendimento químico,  $y_{eu}$  (massa de espécies  $y_{eu}$  por massa de combustível reagido):

$$D_{eu} \frac{dy_{eu}}{dt} = \frac{y_{eu} Q}{h_c} \tag{12:45}$$



O 1º grupo que surge é

$$\frac{y_{eu} c_p T_1}{h_c} \left( \frac{\text{energia entalpia}}{\text{energia química}} \right) \quad (12.46)$$

Uma abordagem alternativa pode ser abordar apenas a fração de mistura (massa de átomos de combustível original por massa de mistura), uma vez que foi estabelecido que existe uma relação firme entre  $y_{eu}$  para um determinado combustível. Observe que  $y_{eu}$  move de 1 a 0 para o início e fim do espaço de fogo e é regido pela Equação (12.45) para  $y_{eu} = 0$ . Isso então conserva os átomos de combustível. Sob essa abordagem, reconhece-se que

$$y_{eu} = f(\dots) \quad (12.47)$$

para um determinado combustível em condições de incêndio. Para o mesmo combustível, a fração de massa varia conforme  $S_{eu}$  (EU).

### 12.3.8 Fluxo de calor e inconsistências

Na implementação do escalonamento ou mesmo no desenvolvimento de correlações empíricas, verifica-se quase universalmente que a transferência de calor por radiação não está completamente incluída. Além disso, as propriedades térmicas do limite da parede raramente são incluídas nas correlações de incêndio. Consideremos o exemplo de modelagem em escala geométrica em que  $l$  é uma dimensão física do sistema. Então, para sistemas geometricamente semelhantes,  $w_p$  e  $\rho$  para manter o mesmo temperatura em pontos homólogos  $x/l$ ;  $y/l$ ;  $z/l$  e tempo  $t/l^2 = l$ . A Figura 12.6 mostra os sistemas modelo e protótipo. Vamos examinar as consequências do fluxo de calor do fogo para várias escolhas na escala. Observe preservando  $Q/l^2$ , é necessário que o modelo de poder de fogo seja selecionado de acordo com

$$Q_m = Q_p \frac{l_m^{5/2}}{l_p^{5/2}} \quad (12.48)$$

ou  $Q/l^2 = 2$ . Da Equação (12.13), se todas as perdas de calor também forem  $5/2$ , então  $T/l$ , ou a temperatura é invariante com o tamanho da escala. Vamos examinar o comportamento das perdas de calor da parede ou da superfície sob vários esquemas de escala para ver se isso pode ser feito. Será visto que todas as formas de transferência de calor não podem ser preservadas simultaneamente na incrustação.

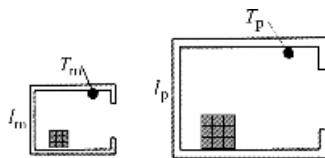


Figura 12.6 Modelar e prototipar sistemas semelhantes geométricos

Para dimensionamento completo na transferência de calor do modelo, o seguinte deve ser preservado:

$$\begin{aligned}
 & \text{!3\#}\%eu && ;\% (eu\&1 \\
 & \text{!5\#Q)} \quad k\# \frac{!k!c"1\bar{c}2}{!1Cp|3=4} && ;!k!c"1c(eu3=2 \\
 & \text{!6\#Q)} \quad c\# \frac{h_c p \% \% \%}{!1Cp|} && ;h_c( \quad eu1=2 \\
 & \text{!7\#Q)} \quad r\# \frac{\$T\bar{p}}{!1C \quad g} && ;T (l_1=6 \\
 & \text{!8\#} \quad \frac{!k!c"1\bar{c}2!}{k_c} \quad \frac{!g14}{eu} \quad \&c && ;\&c ( \quad \frac{k_l=4}{!k!c"1\bar{c}2} \quad !
 \end{aligned}$$

Além disso, para convecção turbulenta é comumente encontrado que o número de Nusselt é importante, Não  $cl=k$ . Desde a

$$h_c( \quad \frac{k! \quad g|3=2}{eu} \quad \frac{p \% \% \%}{!} \quad \&c \quad (eu1=5$$

(para fluxo laminar teríamos, em vez disso,  $h_c(eu\&1=4)$ ), vemos que surgem inconsistências:  $h_c(eu1=2$  ou  $eu1=5$  e  $T_1(eu1=6$ , enquanto deveria ser  $eu_0$  pois é difícil controlar a temperatura ambiente.

Várias estratégias podem ser empregadas para manter o dimensionamento parcial. Este é o significado da arte de escalar. Requer alguma visão sobre a importância dos efeitos concorrentes. Vamos primeiro considerar a manutenção de  $h_c$  constante. Isso preserva os efeitos de condução da parede. Consequentemente, reconhecendo que  $k_c(l_c$ , geralmente para materiais e, em seguida, assumindo  $cc(eu_0$  (uma vez que os calores específicos para sólidos não variam muito entre os materiais),

a partir de !5:  $k_c(l_c( eu3=4$

e

a partir de !8:  $\&c( eu1=4$

O fluxo de calor de condução segue:

$$q_{p0}( \quad \frac{k_c!T}{\&c} \quad \&c \quad T_1" ( \quad \frac{eu\&=}{eu1=4} (eu1=2 \quad !12:49"$$

e a taxa de perda de calor por condução da parede varia conforme necessário,  $eu_5=2$ .

Vamos tentar preservar a convecção. Se ignorarmos  $h_c$  mas mantenha a convecção da camada limite turbulenta mais correta (Equação (12.24)), então

$$q_{p0}(h_c!T\&T_c" (eu1=5 eu_0(eu1=5 \quad !12:50"$$

Finalmente, considere a radiação. Sob condições opticamente finas (pequeno),

$$q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 \quad (12.51)$$

e para o caso opticamente espesso (grande),

$$q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 \quad (12.52)$$

com a Equação (12.18). Se pudéssemos preservar, então

$$q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 \quad (12.53a)$$

e

$$Q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 A_s \quad (12.53b)$$

Esta preservação requer que  $\epsilon \ll 1$ . Isso poderia ser feito mudando o combustível no modelo para um que produzisse mais fuligem. Isso pode não ser feito com grande precisão, mas é viável.

O fluxo de calor por convecção é geralmente muito menor do que o fluxo de radiação em incêndios significativos. Preservando  $\epsilon \ll 1$ , o rendimento  $q_{\text{rad}}/q_{\text{conv}} \approx \epsilon / (h L)$ , que é inconsistente com o fluxo de radiação (Equação (12.53)). No entanto, se o mesmo combustível for usado no modelo e no protótipo e nenhuma mudança ocorrer em  $h$  ou  $L$ , então o fluxo de radiação é

$$Q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 A_s \quad (12.54a)$$

e

$$Q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 A_s \quad (12.54b)$$

Se o combustível for modificado de tal forma que  $\epsilon \ll 1$ , então o fluxo radiante para  $L$  (pequeno torna-se consistente com a condução como  $q_{\text{rad}}/q_{\text{cond}} \approx \epsilon / (k/L)$ , e a perda de calor por radiação vai conforme necessário,  $q_{\text{rad}}/q_{\text{conv}} \approx \epsilon / (h L)$ . Alternativamente, se acredita-se que a radiação predomina, pode ser útil considerar  $\epsilon$  grande e ignorar  $h$  mas exigir isso

$$q_{\text{rad}} \approx \epsilon \sigma T_s^4 \quad (12.54)$$

Como consequência desta escolha, mantendo  $\epsilon \ll 1$  e portanto  $h L \ll k$ , então  $q_{\text{rad}}/q_{\text{cond}} \approx \epsilon / (k/L)$ .

Esperamos que esta discussão tenha mostrado alguns dos problemas relacionados à obtenção do dimensionamento completo. No entanto, o dimensionamento parcial ponderado ainda é uma abordagem válida para obter resultados bastante precisos para geometrias complexas. Lembre-se, no dimensionamento, os fenômenos de turbulência e combustão são inerentes ao sistema e, portanto, não são necessários modelos empíricos como nas abordagens CFD. Além das inconsistências acima, também não é possível preservar o número ao longo (Equação (12.11)). No entanto, se o

pressão do sistema é alterada para mudar  $l_1$  entre o modelo e o protótipo,  $l_1$  pode ser preservado [8], ou seja,

$$Re \# \frac{l_1 \rho^{0.5} g^{0.5}}{\mu} (pl_{l_1=2})$$

Para preservar o Ré número,

$$p_m \# p_p \frac{\rho_m \mu_p}{\rho_p \mu_m} \quad !12:55"$$

Outra alternativa é realizar um experimento em maquete em uma centrífuga na qual a gravidade está aumentada [13]. Modificando ambos os modelos pode permitir a preservação de mais grupos. Assim, o escalonamento no fogo não está completo, mas ainda é uma ferramenta poderosa, e há muitas maneiras de explorá-lo. Mais adiante serão fornecidas ilustrações de exemplos bem-sucedidos de modelagem em escala e correlações com fenômenos específicos de incêndio.

### 12.3.9 Resumo

A Tabela 12.1 apresenta um resumo das variáveis adimensionais. Dois grupos adicionais foram adicionados, o número Weber,  $We$ , para levar em conta a formação de gotículas e o número de Nusselt,  $h_c l = k$ , para levar em conta a convecção da fase gasosa. Um Nusselt correspondente

Tabela 12.1 Variáveis adimensionais e escala em fogo

Variável/grupo	Adimensional	Escala/comentário
Velocidade, $v$	$\frac{v}{\sqrt{g l}}$	$v$ (eu <sub>1</sub> =2)
Temperatura, $T$	$\frac{T - T_1}{T_1}$	$T$ (I)
Pressão, $p$	$\frac{p - p_1}{p_1}$	$p$ (I)
Concentração, $S_e$	$\frac{S_e - S_{e1}}{S_{e1}}$	$S_e$ (I)
Número da gota, $n$	$\frac{n}{n_1}$	$n$ (I <sub>3</sub> =2)
Diâmetro da gota, $D_e$	$\frac{D_e}{D_{e1}}$	$D_e$ (eu <sub>1</sub> =2)
Taxa de queima por área, $m''_F$	$\frac{m''_F}{m''_{F1}}$	$m''_F$ (eu <sub>1</sub> Não # Pr)
Coordenadas X; y; z	$\frac{x}{l}$	$x_e$ (Independente)
Tempo, $t$	$\frac{t}{l/g}$	$t$ (I <sub>1</sub> =2)
$\frac{\rho \mu}{\mu^2}$ ; Ré	$Re \# \frac{\rho l v}{\mu}$	Geralmente ignorado

Tabela 12.1 !Contínuo"

Variável/grupo	Adimensional	Escala/comentário
# $\frac{\text{potência de fogo}}{\text{taxa de entalpia}} ; Q_1$	$\frac{Q_1}{C_p T_1 g^{e_{U3}=2}}$	Significativo na combustão
# $\frac{\text{emissão radiante}}{\text{emissão ideal}}$	%eu	% (eu&1; radiação de gás importante
# $\frac{\text{perda radiante}}{\text{potência de fogo}} ; X_r$	$X_r \# \frac{q_r}{Q_1}$	X (lo, importante para a queima livre
# $\frac{\text{condução}}{\text{entalpia}} ; Q_k$	$\frac{k l c^2}{C_p g^{e_{U3}=4}}$	k (lc (eu3=4, conduzir importante
# $\frac{\text{convecção}}{\text{entalpia}} ; Q_c$	$\frac{h_p}{C_p g}$	hc (eu1 =2, convecção importante
# $\frac{\text{radiação}}{\text{entalpia}} ; Q_r$	$\frac{T_1}{C_p g}$	T <sub>1</sub> (eu1=6, inconsistente com os outros
# $\frac{\text{espessura}}{\text{comprimento térmico}}$	$\frac{l}{k c} \text{eu}^{-1=4}$ &c	&c (eu <sup>1=4</sup> , espessura dos limites
# $\frac{\text{fluxo do ventilador}}{\text{advecção}} ; m_{f\grave{a}}$	$\frac{m_{f\grave{a}}}{g^{e_{U5}=2}}$	m_f\grave{a} (eu5= 2, fluxos forçados
# $\frac{\text{fluxo de combustível}}{\text{advecção}} ; m_f$	$\frac{m_f}{g^{e_{U5}=2}}$	O fluxo de massa de combustível depende B, G, Re, etc.
# $\frac{\text{sensato}}{\text{latente}} ; \#$	$C_p T_1 \& T_1 = \text{eu}$	Termo de taxa de queima
# $\frac{\text{disponível O}_2}{\text{O estequiométrico}} ; r_o$	$\frac{S_{O_2;1}}{r Y_{F;O}}$	Termo de taxa de queima
# $\frac{\text{energia de evaporação}}{\text{energia sensível}}$	$\frac{M g h f_g}{R T e_u}$	'Ativação' de vaporização
# $\frac{\text{perda de colisão}}{\text{partículas iniciais}}$	$n_{\text{colo}} \# \frac{n_{\text{colo}}}{V_{L;O} = D_{1;O}}$	n_colo (eu, colisão f taxa de A^mero
# $\frac{\text{impulso de pulverização}}{\text{impulso do jato}}$	$\frac{F_o}{\rho V_{L;O} = D_o}$	F_o (eu3 ; D_o é um e bocal eficaz diâmetro, D_o (eu
# $\frac{\text{taxa de evaporação}}{\text{perda de massa de gotículas}}$	$\frac{m_g}{\rho g} \text{eu}^{-1}$	m_g (eu0 (Vejo !17)
# $\frac{\text{peso da gota}}{\text{força de arrasto}} ; D^*$	$D^* \# \frac{D e_u R e_1}{\rho g}$	Deu (eu1=2
# $\frac{\text{advecção}}{\text{transferência de massa}}$	$Pr_2 = 3 D^* = 2 \frac{R e_1}{e_u} = 2$	Deu (eu &1=4, Inconsistência com !17
# $\frac{\text{com entalpia}}{\text{energia química}}$	$\frac{y e_u C_p T_1}{h_c}$	y_eu (eu0
# $\frac{\text{momento da gota}}{\text{tensão superficial}}$	$\frac{\rho g D^3}{\sigma} \text{eu}^{-2}$	Deu (eu&1, Inconsistência com !17
# $\frac{\text{entalpia}}{\text{energia de combustão}}$	$\frac{C_p T_1}{h_c = r}$	Quase sempre constante
# $\frac{\text{convecção}}{\text{condução}}$	Número # hcl=k	hc (eu&1



que inclui o efeito da concentração de oxigênio de fluxo livre e a fração de radiação da chama. Esses efeitos adicionais foram incluídos com base na teoria, e mais dados precisam ser estabelecidos para mostrar sua total importância. Os exemplos apresentados no Capítulo 10 para plumas demonstram uma infinidade de equações baseadas em parâmetros adimensionais. Alguns outros exemplos de plumas serão dados aqui.

### 12.4.1 Interações da pluma com um teto

Para a geometria da Figura 12.7, a temperatura máxima no jato de teto foi correlacionada por Alpert [15]:

$$\frac{(T - T_1) / (T_1 - T_0)}{H} \approx f \left( \frac{Q}{H^3} \right)^{2/3} \quad (12.57)$$

como visto no gráfico encontrado na Figura 12.7. Pode não ser óbvio porque o número de Zukoski baseado na altura  $H$  tem uma potência de  $2/3$ . Isso segue das Equações (12.2), (12.5) e

	$\dot{Q}$ (Btu/min)	$D$ (ft)	$H$ (ft)
△	4.67	0.33	1.58-4.1
○	3.36	0.33	1.58-4.1
□	2.0	0.33	1.58-4.1
●	15,000	1.6	15
■	40,000	2.5	15
◐	80,000	3.4	15
▲	150,000	4.4	15

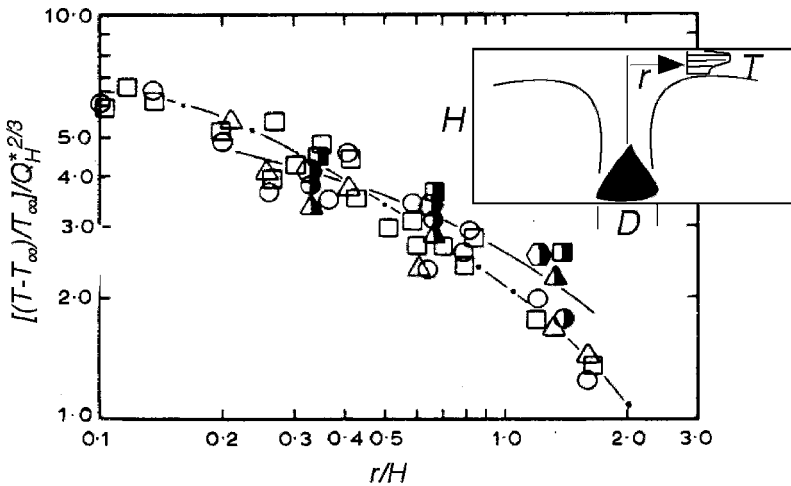


Figura 12.7 Temperatura máxima do jato de teto [15]

(12.13), em que  $u = \frac{gH}{Q^{1/3}} \cdot f \left( \frac{z}{H} \right)$  baseado em uma fraca flutuabilidade pluma. Consequentemente,  $T_1 = T_0 + \frac{gH}{2Q^{1/3}}$  é deduzido como Q<sup>2/3</sup>. Alpert [15] mostra similar resultados para a velocidade como

$$u = \frac{gH}{Q^{1/3}} \cdot f \left( \frac{z}{H} \right) \tag{12.58}$$

12.4.2 Enchimento de fumaça em um compartimento com vazamento

Zukoski [16] mostrou resultados teóricos que resistiram ao teste de muitas verificações experimentais para a temperatura e descida de uma camada de fumaça uniforme em um ambiente fechado, mas com vazamento. Semelhante à escala usada para o jato de teto, ele descobriu que

$$\frac{z_{camada}}{H} \approx \text{função} \left( \frac{t}{\tau} \right) \tag{12.59}$$

Onde

$$\tau = \frac{H}{\sqrt{gQ^{1/3}}} \approx \frac{S}{H}$$

Onde S é a área do piso.

Da mesma forma, a temperatura da camada segue como

$$\frac{T_1 - T_0}{T_1 - T_0} \approx \text{função} \left( \frac{t}{\tau} \right), \quad \frac{t}{\tau} = \frac{t}{1 + z_{camada}/H} \text{ para } Q \text{ pequeno} \tag{12.60}$$

Esses relacionamentos são mostrados na Figura 12.8.

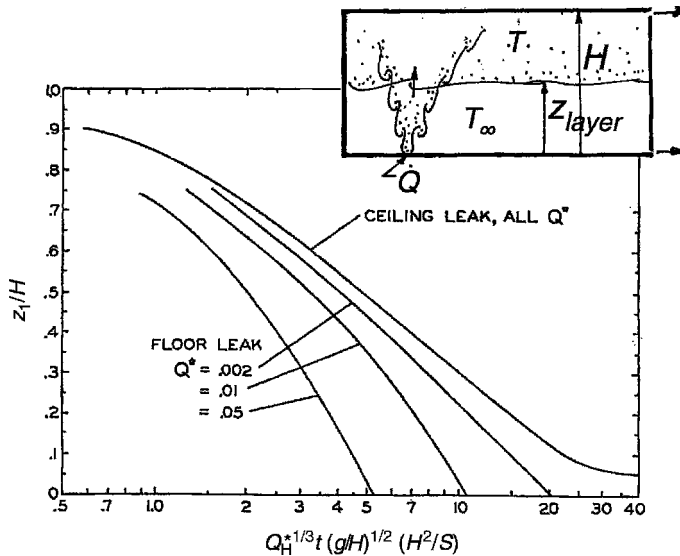


Figura 12.8 Enchimento de fumaça do compartimento [16]



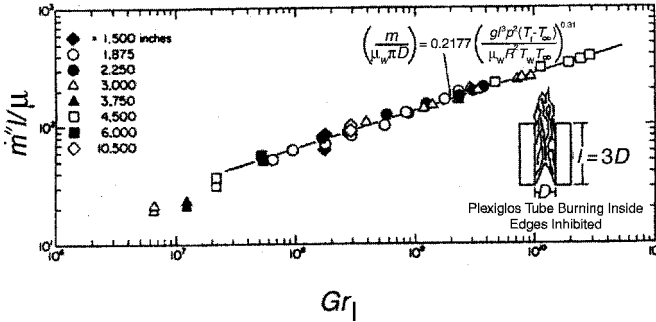


Figura 12.9 Taxa de queima dentro de tubos verticais [17]

### 12.4.3 Taxa de queima

A taxa de queima para superfícies geométricas simples queimando em fluxo forçado ou puramente flutuante foi apresentado no Capítulo 9. Em geral, pode-se descobrir que a queima constante pode ser expressa como

$$\frac{\dot{m}''}{\mu} = f(\text{Gr}_I, \text{Be}, \text{Ra}) \quad (12.61)$$

Onde  $\text{Be}$  é o Spalding modificado - número baseado em  $\mu_m$  (Equação (9.72)), e primário termos de radiação na forma de  $X_r$ , além de outros efeitos como água ( $g$  (Equação (9.78)), podem ser incluídos. Alguns exemplos adicionais de correlações de taxa de queima são mostrados na Figura 12.9 para queima dentro de tubos verticais [17] e Figura 12.10 para queima de cilindros e paredes verticais [18]. Os últimos dados de parede são incluídos no trabalho mostrado na Figura 9.11(b). Aqui o número de Grashof foi baseado na temperatura da chama e foi variado pela pressão:

$$\text{Gr}_{\text{eu}} = \frac{g \beta^2 p_1 (T_f - T_1)^2}{\mu^2 T_1} \quad (12.62)$$

Este é um exemplo de modelagem de pressão feita na Factory Mutual Research (FM Global) por deRis, Kanury e Yuen [17] e Alpert [8]. Na modelagem de pressão,  $\text{Gr}_e$  preservado com  $p_1$  (eu & 3 = 2) junto. Portanto  $\text{Gr}_e$  também é preservado e

$$Q \propto \frac{\dot{m}''_F}{\mu T_1} \left( \frac{\text{Gr}_e}{p_1} \right)^{0.31} \left( \frac{\text{Be}}{\text{Ra}} \right)^{0.31}$$

mas a radiação não é preservada como  $Q \propto \mu (p_1 \text{Gr}_e)^{0.31} \left( \frac{\text{Be}}{\text{Ra}} \right)^{0.31}$

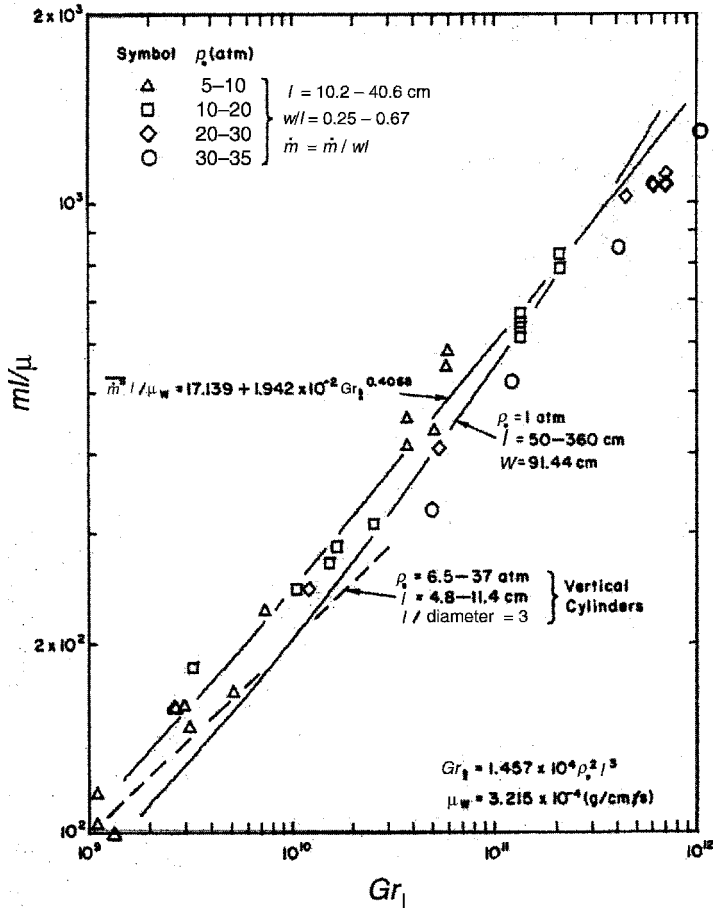


Figura 12.10 Taxa de queima em cilindros verticais e paredes [8]

12.4.4 Temperatura de incêndio do compartimento

No Capítulo 11 foi mostrado que a teoria do volume de controle para as propriedades da fumaça do compartimento a granel pode ser expressa em soluções adimensionais. A escala de comprimento característica envolve os componentes geométricos de aberturas de parede como  $Q_c^{1/3}$ . Assim, a correlação MQH [18] leva a

$$\frac{T_1 - T_{\infty}}{T_1} = 1 - \frac{1.6 Q_c^{1/3}}{C} \tag{12.63}$$

principalmente para fogos de piso centralizados e bem ventilados. Variações deste resultado foram mostradas para outras geometrias de combustível (ie Equação (11.39)).

Para o incêndio totalmente desenvolvido, várias correlações têm procurado retratar a temperatura nestes incêndios a fim de prever o impacto nas estruturas. O capítulo 11 destaca o trabalho do CIB sobre berços de madeira e a correspondente correlação pela Lei [19]. É instrutivo

acrescentar a correlação de Babrauskas [20] que se originou de uma solução numérica para descrever incêndios em compartimentos. De seu conjunto de soluções, para a temperatura máxima constante, ele ajustou parâmetros como

$$T & T_1 \# 11432.C")1)2)3)4)5 \tag{12.64a}$$

A partir dos resultados adimensionais estabelecidos na Tabela 12.1, este resultado tem a contrapartida adimensional como

$$)1\# \begin{cases} 1\% 0:51 \ln^*; & * < 1 \text{ para berços de madeira:} \\ 1 \text{ e } 0:05 \ln *^{5=3}; & * > 1 \end{cases} \tag{12.64b}$$

e

$$* \# \frac{p\% \cdot g_{A_0} \cdot H_o}{sm_{F,i} \cdot UMA_F} (Q)_{1_0}$$

Onde  $p\% 0:51$  es  $\#$  ar/combustível estequiométrico, ou

$$)1\# \frac{UMA_o \cdot H_o \cdot 0:5 \cdot h_c}{UMA_s \cdot T_4 \cdot T_4} (Q)_{1_0} \# \frac{UMA_{\#1}}{UMA_7} \tag{12.64c}$$

para incêndios em piscinas líquidas. Além disso,

$$)2\# 1:0 \& 0:94 \exp \& 54 \# \frac{p\% \cdot H_o \cdot 2=3 \& 1=3}{UMA \cdot k_c} (Q)_{2=3_0} \# \frac{!}{15} \cdot 8^{1=3} \tag{12.64d}$$

$$)3\# 1:0 \text{ e } 0:92 \exp \text{ e } 150 \# \frac{A_0 \cdot H_o \cdot 3=5 \#}{UMA \cdot k_c} \frac{t}{!k!c} \# \frac{!}{15} \cdot 8^{5=4} \cdot 2=5 (Q)_{3=5_0} \tag{12.64e}$$

$$)4\# 1:0 \text{ e } 0:205 H \& 0:3 \left( \frac{!}{15} \cdot 8^{3=2} \right)^{1=3} \tag{12.64f}$$

e

$$)5\# \text{ eficiência de combustão } \frac{h_c}{h_{c,ideal}} \tag{12.64g}$$

Esta correlação bastante completa mostra que os efeitos das propriedades do combustível e talvez a radiação de ventilação com o aparecimento de  $!;$  como as físicas não são evidentes, enquanto estas faltam na correlação da Lei [19] (Equação (11.45)). No entanto, a correlação de Law inclui o efeito de uma forma de compartimento. Também na Equação (12.64), os grupos adimensionais são indicados em comparação com a apresentação dimensional de Babrauskas, em unidades de kJ, kg, m, K, s, etc.

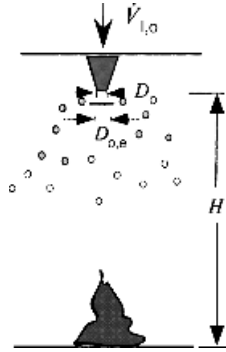


Figura 12.11 Efeito do spray de água em um incêndio de piscina

### 12.4.5 Efeito de sprays de água no fogo

Heskestad [21] mostrou que sprays de gotículas podem ser parcialmente incrustados no fogo. Ele desenvolveu uma correlação do caudal de água  $V_{l,0}$  necessários para a extinção de um incêndio de piscina, conforme mostrado na Figura 12.11. Heskestad determina que o fluxo de água necessário para a extinção é

$$V_{l,0} \frac{\text{ml}}{\text{s}} \approx 5.2 D_{0,e}^{1.08} H^{1.0} Q_{\text{inc}}^{0.41} \quad (12:65a)$$

Isso seguiu o gráfico de dados na Figura 12.12. A razão adimensional para esta correlação é que, na extinção para a cabeça do bocal atuando em fogo aberto, os grupos importantes para similaridade geométrica são  $\frac{V_{l,0}}{g^{1/2}}$ , de modo que obtemos a seguinte relação correspondente:

$$\frac{V_{l,0}}{g^{1/2}} \approx \text{função} \left( \frac{Q_{\text{inc}}}{g^{1/2}} \right) \quad (12:65b)$$

Aqui, a Heskestad seleciona o diâmetro do bocal com base na satisfação, ou seja, o diâmetro efetivo do bocal (não o real, devido às configurações de descarga complexas) é encontrado a partir de

$$D_{0,e} \approx \frac{4 V_{l,0}}{F_0} \quad (12:66)$$

Aqui  $H$  é tomado como a altura do bocal acima do fogo. Esses dados se mostram representativos para incêndios de cerca de 1 a 10 kW,  $H$  (0.1 a 1 m),  $V_{l,0}$  (1 a 50 ml/s) e fogo diâmetro,  $D$  (0.1 a 1,0 m).

Nesta escala de pulverização, o tamanho da gota também foi considerado, com Heskestad tentando manter  $\frac{V_{l,0}}{g^{1/2}}$  constante com  $D_{0,e}$  (eu  $\frac{V_{l,0}}{g^{1/2}}$  variou em 1 e 10 (ou  $D$  (0.1 e 1 m)). Assim, os bicos utilizados foram semelhantes, preservando  $\frac{V_{l,0}}{g^{1/2}}$ . Como um

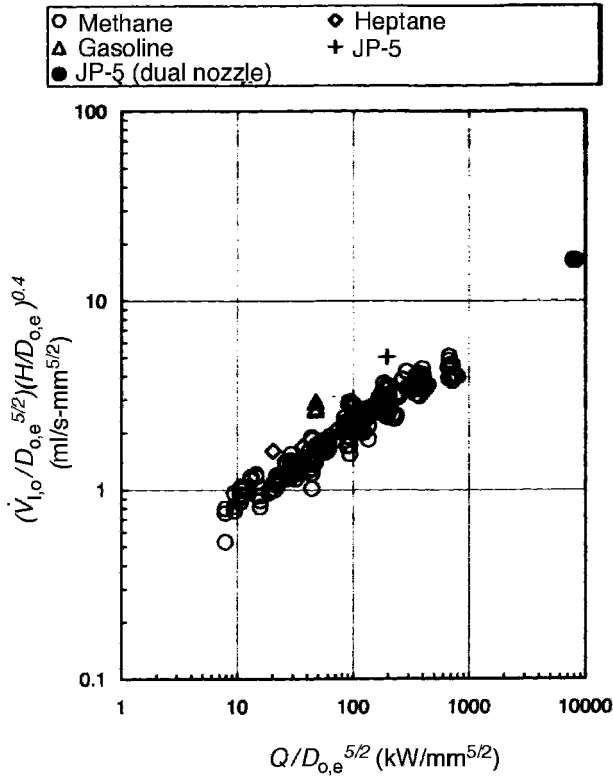


Figura 12.12 Taxa de fluxo de água crítica na extinção [21]

consequência,  $t_{evap} \propto \frac{m}{m_g} \left( \frac{D_u^3}{|Q|} \right) (D \cdot t)^2$  então escala como

$$t_{Evap} \propto \frac{m}{m_g} \left( \frac{D_u^3}{|Q|} \right) (D \cdot t)^2 \quad |12:67''$$

Isso está de acordo com a escala de tempo geral. Embora essa escala não seja perfeita, como  $t_{evap}$  e  $t_{life}$  não são mantidas, a correlação para bicos semelhantes é muito poderosa. Além disso, a base para a modelagem em escala de incêndios com supressão é racional e viável, e testes de projeto em pequena escala podem ser feitos com boa confiança.

### 12.5 Modelagem em Escala

O uso de modelagem em escala é uma ferramenta de projeto e análise muito poderosa. Ele tem sido usado por vários campos, como demonstrado no primeiro Simpósio Internacional de Modelagem em Escala [22] e os seguintes. Essa arte quase abandonada reuniu pesquisadores examinando estruturas, acústica, fluxos de maré, aeronaves, navios, projetos de veículos, incêndio e muito mais. Embora os métodos computacionais tenham tomado a dianteira hoje, os modelos em escala podem

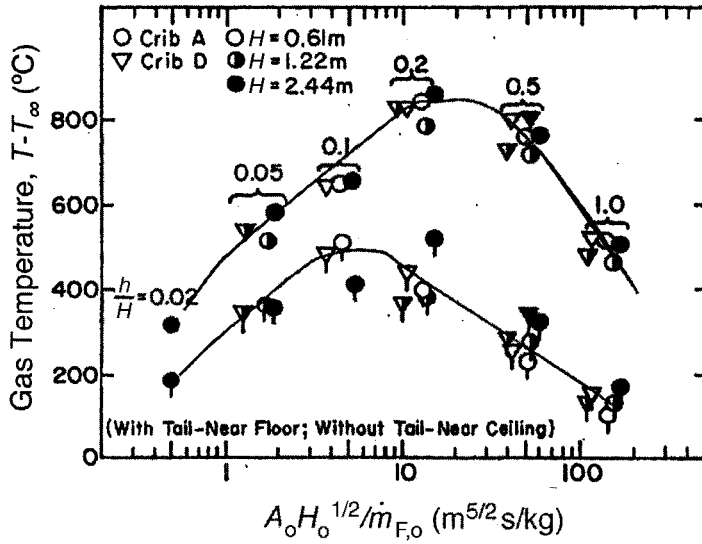


Figura 12.13 Temperaturas do gás em um gabinete [2]

ainda oferecem a possibilidade de maior precisão bem como uma plataforma para validar estas soluções informáticas. Alguns exemplos específicos de incêndio serão considerados para ilustração. Todos eles são baseados em dimensionamento parcial com Réignorado (mas mantido grande o suficiente para que o fluxo turbulento prevaleça), e a radiação da fase gasosa geralmente não é preservada.

12.5.1 Modelagem de Froude

O termo 'modelagem de Froude' foi cunhado (provavelmente por pesquisadores da Factory Mutual), pois isso está aumentando o fogo principalmente mantendo Q constante. É chamado de modelagem de Froude, pois esse grupo pertence à advecção e flutuabilidade e exige que as velocidades sejam dimensionadas conforme você (|g|<sup>1/2</sup> da Equação (12.6). Heskestad [1] e Croce [2] usaram isso de forma eficaz. Eles mostram que berços de madeira queimados em recintos podem produzir incrustações que obedecem

$$\left( T; \hat{Y}_{eu}; \frac{m_{F,0}}{m_{F,0}} \right) \# \text{função} \left( \hat{x}_{eu}; t; m_{F,0}; P; \frac{! ! 8}{! 5} \frac{6}{\#} \frac{h_c \& C; ! 2 8}{k C} \frac{|= g}{t_F} \# \frac{!! c'' \& 2}{k C T_F} \right) \quad ! 12:68''$$

Onde Pé a porosidade do berço da Equação (9.83), m<sub>F,0</sub> é a taxa de queima livre do berço e t<sub>F</sub> é o tempo de queima de m<sub>F,0</sub>. Os resultados para condições máximas de queima em um conjunto de configurações e escalas são mostrados nas Figuras 12.13 e 12.14. Nestes experimentos, foram utilizados berços semelhantes e recintos geometricamente semelhantes nas três escalas geométricas, de modo que Q<sub>l</sub> (l=2, e o material da parede p<sub>l</sub> foram alteradas com a escala conforme necessário. Esses resultados mostram o efeito de U<sub>MA</sub> H<sub>0</sub> = m<sub>F,0</sub> (ou a taxa de fluxo de ar sobre a taxa de alimentação de combustível) e a relação de altura de ventilação, H<sub>0</sub> = H.

A modelagem de Froude também foi usada para provar que um projeto compatível com o código para controle de fumaça do átrio estava com defeito e, conseqüentemente, o código foi responsabilizado por danos causados pela fumaça a um

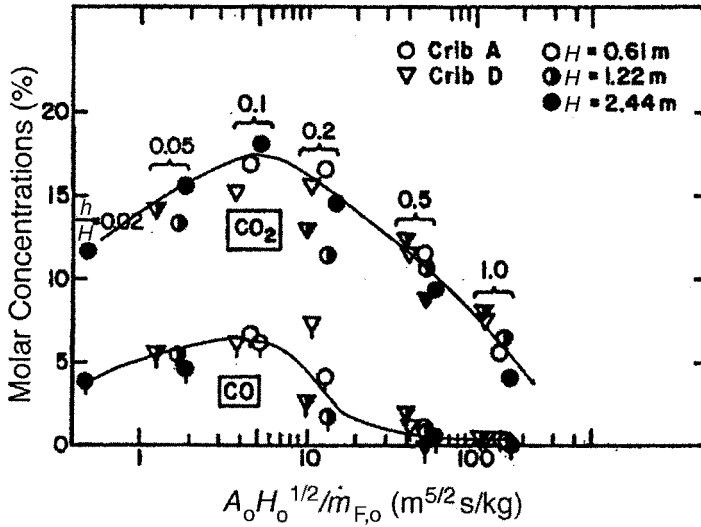


Figura 12.14 CO e CO<sub>2</sub> perto das concentrações de gás no teto [2]

grande compartimento quando um modelo em escala das condições foi introduzido em um processo civil [23]. A Figura 12.15 mostra aspectos desse teste de modelo em escala. O incêndio ocorreu no trenó do Papai Noel que fez com que ele caísse no porão do átrio da loja. Considerando os efeitos do ventilador e do fogo na escala, o sistema de controle de fumaça foi simulado. Os resultados registrados demonstraram que a entrada de alta velocidade do ar de reposição destruiu a estratificação da camada de fumaça, e a fumaça foi empurrada por toda a loja de departamentos do átrio.

Revisando a Tabela 12.1, percebe-se que vários grupos não são preservados na modelagem de Froude.  $Re$  é ignorado, mas a escala deve ser grande o suficiente para garantir um fluxo turbulento  $Re > 10^5$ . Isso se justifica longe de limites sólidos onde  $Re$  é grande e o fluxo invíscido é aproximado. Na aplicação Heskestad-Croce são usados apenas dois grupos de transferência de calor por condução:  $h$  e  $l$ . Os grupos na Equação (12.68) foram mantidos na escala variando as propriedades do material de contorno da parede e sua espessura.

Alternativamente, pode-se satisfazer a convecção perto de uma fronteira invocando  $h$  e  $l$  onde o coeficiente de transferência de calor é obtido de uma correlação apropriada envolvendo  $Re$  (por exemplo, Equação (12.38)). A radiação ainda pode ser um problema porque a re-radiação,  $l_r$ , e radiação de chama (ou fumaça),  $l_c$ , não são preservados. Assim, temos a 'arte' de dimensionar. Os termos podem ser desprezados quando seu efeito é pequeno. A prova está na verificação resultante em escala. Uma vantagem da modelagem em escala é que ela ainda seguirá a natureza, e tentativas matemáticas de simular turbulência ou radiação de fuligem são desnecessárias.

### 12.5.2 Métodos de escala analógica

Tem sido comum usar dois fluidos de densidades diferentes para simular o movimento da fumaça do fogo. Uma abordagem frequentemente utilizada é usar um modelo invertido em um tanque de água doce com água salgada tingida ou colorida, para visualização, a fim de simular o calor

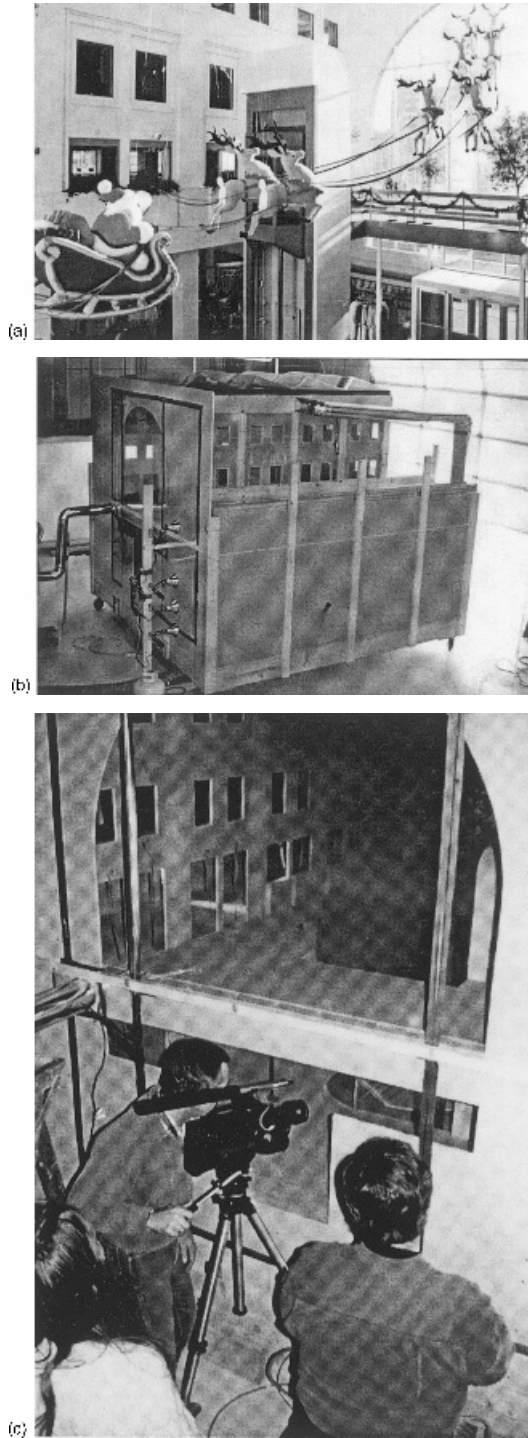


Figura 12.15 (a) O fogo ocorreu no tremó. (b) Modelo em escala do átrio. (c) Gravação da dinâmica da fumaça no modelo em escala



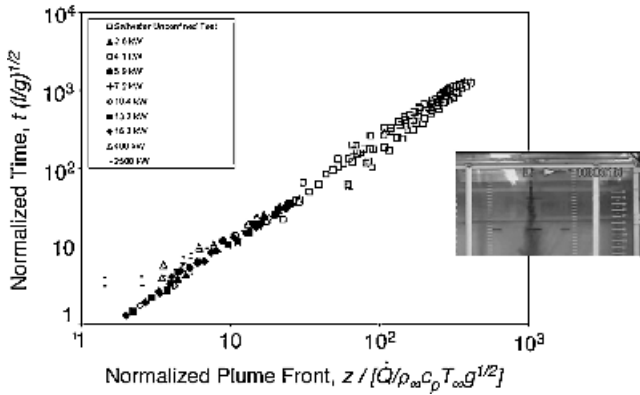


Figura 12.16 Tempo de subida da frente da pluma simulado por modelagem de água salgada [24,25]

produtos de combustão. Isso decorre da Equação (12.13) para combustão e da Equação (12.45) para a vazão de água salgada como fonte  $\dot{m}_s$ . Escrevemos a equação da energia como

$$\rho c_p (T - T_1) \frac{d}{dt} = \dot{m}_s \frac{c_p (T - T_1)}{T_1} (Q_{\text{net}}) \quad (12:69a)$$

para um sistema adiabático e a equação de concentração de espécies de sal como

$$\frac{d}{dt} (m_s) = \dot{m}_s \quad (12:69b)$$

A condição inicial é que  $T = T_1$  e  $m_s = 0$  e em limites sólidos  $T = T_1$  e  $\frac{d}{dt} = 0$ , sem fluxo de calor ou massa. Claro, a radiação é ignorada, mas isso se justifica longe da fonte. Observe que os termos de origem adimensional são  $\frac{d}{dt} = g z$  e  $\frac{d}{dt} = g z$  escolhido de acordo com uma dimensão geométrica, ou como Equação (12.16) para uma pluma não confinada dependendo se o fluxo é confinado ou não confinado.

A Figura 12.16 mostra a pluma de fogo ascendente (ou pluma de sal descendente) de Tanaka, Fujita e Yamaguchi [24] do Capítulo 10 em comparação com os dados de água salgada de Stregé [25]. Os dados de água salgada correspondem ao regime de longo prazo e seguem os dados de combustão de Tanaka.

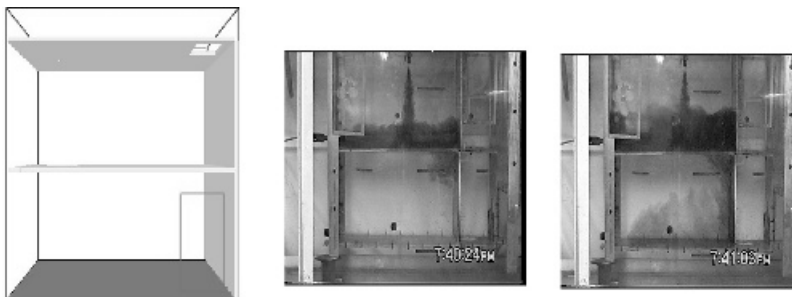


Figura 12.17 Simulação de fumaça de água salgada em um modelo de compartimento de dois andares (esquerda) (invertido) [26]

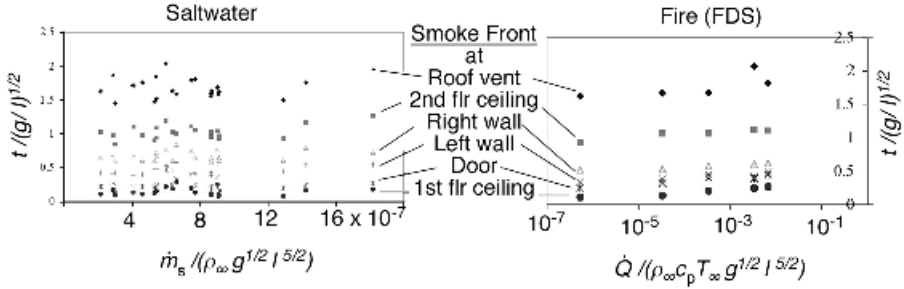


Figura 12.18 Tempos de chegada da frente de fumaça adimensional em vários locais no compartimento de dois andares [26]

Outro exemplo é ilustrado na Figura 12.17 para um compartimento com uma porta aberta no primeiro andar e aberturas de ventilação no teto em ambos os andares. Isso poderia produzir um padrão de fluxo complexo para a fumaça de um incêndio. Os tempos dos eventos foram registrados, para um incêndio originado no primeiro andar, como derivados de forma adimensional dos resultados do modelo de água salgada e comparados com os resultados do código Fire Dynamics Simulator (FDS) do NIST. A Figura 12.18 mostra uma comparação entre os tempos de evento neste sistema de duas salas para os tempos escalados de água salgada e o tempo correspondente para um sistema de combustão calculado usando FDS por Kelly [26], onde eu fui baseado na altura dos quartos. Os cálculos do FDS variaram o fogo de 10 a 103 kW em comparação com a fonte de sal muito pequena. Vê-se que o movimento do fluido é muito bem simulado nesta faixa de poder de fogo, pois os tempos dos eventos são independentes do poder de fogo adimensional.

Relacionar as temperaturas do fogo com a concentração de água salgada é problemático, mas pode ser feito através de medições cuidadosas. Yao e Marshall [27] fizeram medições de concentração de sal usando uma técnica de fluorescência a laser não intrusiva. Estes foram relacionados à distribuição de temperatura de um jato de teto. A Figura 12.19 mostra a distribuição do sinal de laser para concentração de sal na região de impacto de uma pluma e seu jato de teto.

O sistema de água salgada de baixa fluatuabilidade tende a se tornar laminar à medida que o jato do teto se propaga para longe da pluma devido à fluatuabilidade que suprime a turbulência.

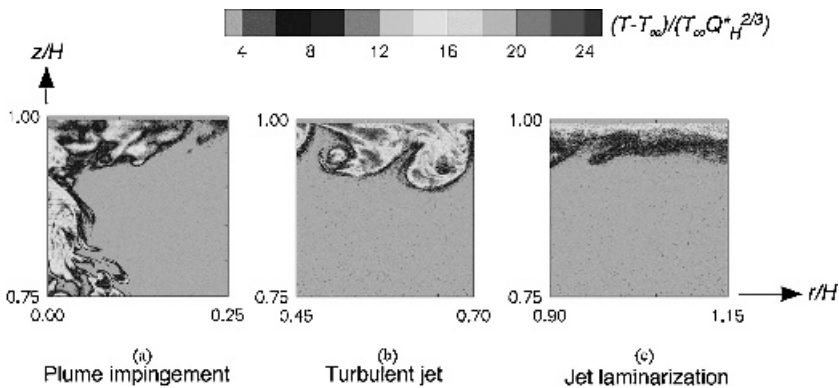


Figura 12.19 Distribuição de concentração de água salgada fluorescente em um jato de teto [27]

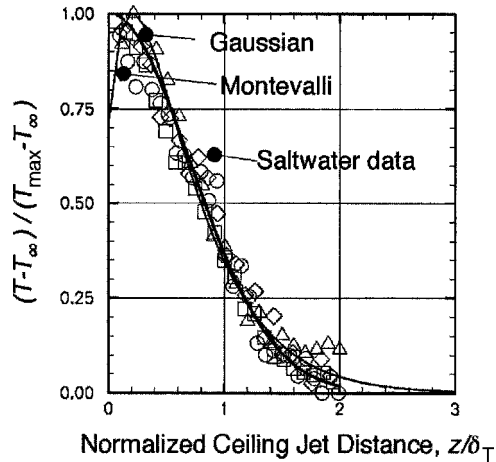


Figura 12.20 Distribuição de temperatura do jato de teto [27]

A Figura 12.20 mostra a distribuição de temperatura do jato no teto normalizada pela elevação máxima do jato em função da distância do teto normalizada com a espessura do jato. Os resultados se aplicam a concentrações de sal ou temperatura e mostram que a distribuição é independente da distância da pluma. Esta técnica analógica de água salgada é um método poderoso para examinar fluxos induzidos pelo fogo, em particular com a tecnologia demonstrada por Yao e Marshall [27].

## Referências

1. Heskestad, G., Modelagem de incêndios em recintos fechados, Proc. Pentear. Inst., 1973, 14, págs. 1021-30.
2. Croce, PA, Modelagem de incêndios em recintos ventilados, Parte 1. Incêndios de fontes de madeira quase estáveis, FMRCJ.I.7A0R5.G0, Factory Mutual Research, Norwood, Massachusetts, julho de 1978.
3. Quintiere, JG, McCaffrey, BJ e Kashiwagi, T., Um estudo de escala de um corredor sujeito a um incêndio em uma sala, Combustão. Sci. Tecnol., 1978, 18, 1-19.
4. Emori, RI e Saito, K., Um estudo das leis de escala em incêndios em piscinas e berços, Combustão. Sci. Tecnol., 1983, 31, 217-31.
5. Thomas, PH, Modelagem de incêndios em compartimentos, Segurança contra Incêndios J., 1983, 5, 181-90.
6. Thomas, PH, Análise dimensional: uma arte mágica na pesquisa do fogo, Segurança contra Incêndios J., 2000, 34, 111-41.
7. Quintiere, JG, Aplicações de escala em pesquisa de incêndio, Segurança contra Incêndios J., 1989, 15, 3-29.
8. Alpert, RL, Modelagem de pressão de incêndios controlados por radiação, Proc. Pentear. Inst., 1977, 16, págs. 1489-500.
9. Steckler, KD, Baum, HR e Quintiere, JG, modelagem de água salgada de fluxos induzidos por incêndio em compartimentos de vários compartimentos, Proc. Pentear. Inst., 1986, 21, págs. 143-9.
10. Parker, WJ Uma avaliação das correlações entre experimentos de laboratório para o Programa de Segurança contra Incêndios de Aeronaves da FAA, Parte 6: modelagem em escala reduzida do compartimento à pressão atmosférica, NBS-GCR 83 448, National Bureau of Standards, fevereiro de 1985.
11. Heskestad, G., Dimensionando a interação de jatos de água e chamas, Segurança contra Incêndios J., setembro de 2002, 37, 535-614.

12. Ranz, WE e Marshall, WR, Evaporação de gotas: Parte 2, Química Eng. Prog., 1952, 48, 173.
13. Altenkirch, RA, Eichhorn, R. e Shang, PC, Efeitos de flutuabilidade em chamas que se espalham por combustíveis termicamente finos, Combustão e Chama, 1980, 37, 71-83.
14. Heskestad, G., Alturas luminosas de chamas de difusão turbulenta, Segurança contra Incêndios J., 1983, 5, 103-8.
15. Alpert, RL, Jato de teto turbulento induzido por incêndios em grande escala, Combustão. Sci. Tecnol., 1975, 11, 197-213.
16. Zukoski, EE, Desenvolvimento de uma camada de teto estratificado nos estágios iniciais de um incêndio em sala fechada, Fogo e Materiais, 1978, 2, 54-62.
17. deRis, J., Kanury, AM e Yuen, MC, Modelagem de pressão de polímeros, Proc. Pentear. Inst., 1973, 14, págs. 1033-43.
18. McCaffrey, BJ, Quintiere, JG e Harkleroad, MF, Estimando a temperatura ambiente e a probabilidade de flashover usando correlações de dados de teste de incêndio, Tecnologia de fogo, maio de 1981, 17, 98-119.
19. Lei, M., Uma base para o projeto de proteção contra incêndio de estruturas de edifícios, O Engenheiro de Estruturas, janeiro de 1983, 61A.
20. Babrauskas, V., Uma aproximação de forma fechada para temperaturas de incêndio do compartimento pós-flashover, Segurança contra Incêndios J., 1981, 4, 63-73.
21. Heskestad, G., Extinção de incêndios em piscinas de gás e líquido com jatos de água, Segurança contra Incêndios J., Junho de 2003, 38, 301-17.
22. Emori, RI (ed.), Simpósio Internacional de Modelagem em Escala, A Sociedade Japonesa de Engenheiros Mecânicos, Tóquio, Japão, 18 a 22 de julho de 1988.
23. Quintiere, JG e Dillon, ME, Reconstrução em maquete de fogo em um átrio, no Segundo Simpósio Internacional de Modelagem em escala (ed. K. Saito), Universidade de Kentucky, Lexington, Kentucky, 23-27 de junho de 1997.
24. Tanaka, T., Fujita, T. e Yamaguchi, J., Investigação sobre o tempo de subida de frentes flutuantes de plumas de fogo, Int. J. Códigos de Incêndio Baseados no Desempenho da Engng, 2000, 2, 14-25.
25. Strege, SM, O uso de água salgada e técnicas de modelagem de campo computacional para determinar o arrastamento de plumas dentro de um recinto para vários cenários de incêndio, incluindo incêndios em piso inclinado, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia de Proteção contra Incêndios, Universidade de Maryland, College Park, Maryland, 2000.
26. Kelly, AA, Exame do movimento de fumaça em um compartimento de dois andares usando água salgada e modelagem computacional de dinâmica de fluidos, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia de Proteção contra Incêndios, Universidade de Maryland, College Park, Maryland, 2001.
27. Yao, X. e Marshall, AW, Caracterizando a dinâmica do jato de teto turbulento com modelagem de água salgada, Fire Safety Science-Proceedings do Oitavo Simpósio Internacional, Eds. Gottuk, GT e Lattimer, BY, pp. 927-938.

# Apêndice

## Propriedades de inflamabilidade

Archibald Tewarson, FM Global, Norwood, Massachusetts, EUA

Essas tabelas foram fornecidas pelo Dr. Archibald Tewarson e são adicionadas como uma ajuda na realização de cálculos para materiais. O Dr. Tewarson foi o único responsável pelo desenvolvimento de técnicas para medir as propriedades dos materiais relacionadas às suas características de fogo e pela compilação sistemática de bancos de dados dessas propriedades. Suas contribuições são únicas para este campo incipiente da ciência do fogo. Ele foi pioneiro no uso de produtos de depleção de oxigênio e combustão para medir as taxas de liberação de energia na combustão de materiais sob condições de incêndio. Ele generosamente liberou essas tabelas para uso no texto.

As tabelas foram retiradas de A. Tewarson, Inflamabilidade de Polímeros, Capítulo 11 em *Plastics and the Environment*, AL Andrady (editor), John Wiley and Sons, Inc. Hoboken, NJ 2003.

tabela 1 Temperatura de transição do vidro ( $T_g$ ), temperatura de fusão ( $T_m$ ) e índice de fluxo de fusão (MFI) de polímeros

Polímero	$T_g$ (°C)	$T_m$ (°C)	MFI (g/10 min)
Polímeros comuns			
Polietileno de baixa densidade, PE-LD PE de alta densidade, PE-HD	"125	105-110	1,4
Polipropileno, PP (atático)	"20	130-135	2,2
Polivinilacetato, PVAC	28	160-165	21,5
Polietilenotereftalato, PET	69	103-106	
Policloreto de vinila, PVC	81	250	
Álcool Polivinílico, PVAL	85		
PP (isotático)	100		
Poliestireno, PS	100		9,0
Polimetilmetacrilato, PMMA	100-120	130, 160	2.1, 6.2
Polímeros de alta temperatura			
Poliétertercetona, PEK	119-225		
Polieteretercetona, PEEK		340	
Polietersulfona, PES	190		
Polímeros halogenados			
Perfluoroalcoxicano, PFA TFE,HFP,VDF	75	300-310	
fluoropolímero 200 TFE,HFP,VDF		115-125	20
fluoropolímero 400 TFE,HFP,VDF		150-160	10
fluoropolímero 500 Fluoreto de polivinilideno, PVDF		165-180	10
Etilenoclorotrifluoroetileno, ECTFE		160-170	
Etilenotetrafluoroetileno, ETFE		240	
Perfluoroetileno-propileno, FEP MFA		245-267	
		260-270	
		280-290	
Tetrafluoretileno, TFE	130	327	

**mesa 2** Rendimento de carvão, temperaturas de vaporização/decomposição ( $T_v=T_d$ ), índice de oxigênio limitante (LOI) e classificações UL 94 para polímeros

Polímero	$T_v=T_d$ (C)	Rendimento de carvão (%)	LOI <sub>lim</sub> (%)	Classificação UL 94 <sup>b</sup>
Polímeros comuns				
Poli(l-metilestireno)	341	0	18	HB
Polioximetileno (POM)	361	0	15	HB
Poliestireno (PS)	364	0	18	HB
Poli(metilmetacrilato) (PMMA) Elastômero	398	2	17	HB
de poliuretano (PU) Polidimetilsiloxano	422	3	17	HB
(PDMS) Poli(acrilonitrila-butadieno-	444	0	30	HB
estireno) (ABS) Polietilenotereftalato (PET)	444	0	18	HB
	474	13	21	HB
Poliftalamida	488	3	(22)	HB
Poliamida 6 (PA6) -	497	1	21	HB
Polietileno de Nylon (PE)	505	0	18	HB
Polímeros de alta temperatura				
Éster de cianato de bisfenol-A (BCE)	470	33	24	V-1
Éster de cianato de triazina fenólico	480	62	30	V-0
(PT) Polietilenonaftalato (PEN)	495	24	32	V-2
Polisulfona (PSF)	537	30	30	V-1
Policarbonato (PC)	546	25	26	V-2
Poliéster de cristal líquido	564	38	40	V-0
Polipromellitimida (PI)	567	70	37	V-0
Polieterimida (PEI)	575	52	47	V-0
Polifenilenoossulfeto (PPS)	578	45	44	V-0
Polipara(benzoil)fenileno	602	66	41	V-0
Polieteretercetona (PEEK)	606	50	35	V-0
Polifenilsulfona (PPSF)	606	44	38	V-0
Poliétercetona (PEK)	614	56	40	V-0
Poliétercetonaacetona (PEKK)	619	62	40	V-0
Poliamidaimida (PAI)	628	55	45	V-0
Poliamida (Kevlar1)	628	43	38	V-0
Polibenzimidazol (PBI)	630	70	42	V-0
Poliparafenileno	652	75	55	V-0
Polibenzobisoxazol (PBO)	789	75	56	V-0
Polímeros halogenados				
Poli(cloreto de vinil) (PVC) Polifluoreto	270	11	50	V-0
de vinilideno (PVDF)	320-375	37	43-65	V-0
Poli(clorotrifluoroetileno) (PCTFE) Éster	380	0	95	V-0
de cianato fluorado	583	44	40	V-0
Poli(tetrafluoretileno) (PTFE)	612	0	95	V-0

<sup>u</sup>maConcentração mínima de oxigênio necessária para queimar a 20.C.  
<sup>b</sup>v, queima vertical; HB, queima horizontal.

Tabela 3 Perda de re-radiação da superfície e calor de gaseificação (EU) de polímeros

Polímero/amostra	$q_{-H}^{(0)}$ (kW/m <sup>2</sup> )	EU (kJ/g)	
		DSC	ASTM E 2058
Polímeros comuns			
Filtro de papel	10		3,6
Papel ondulado	10		2,2
Douglas madeira de abeto	10		1,8
Madeira compensada/retardado ao fogo (FR) Polipropileno, PP	10		1,0
	15	2,0	2,0
Poliétileno, PE, PE de baixa densidade-alta densidade	15	1,9	1,8
	15	2,2	2,3
Polioximetileno, POM	13	2,4	2,4
Polimetilmetacrilato, PMMA	11	1,6	1,6
Nylon 6,6	15		2,4
Poliisopreno	10		2,0
Acrilonitrila-butadieno-estireno, ABS	10		3,2
Estireno-butadieno	10		2,7
Poliestireno, espumas PS	10-13		1,3-1,9
PS granular	13	1,8	1,7
Poliuretano, PU, espumas flexíveis PU	16-19	1,4	1,2-2,7
espumas rígidas	14-22		1,2-5,3
Poliisocianurato, PIU, espumas	14-37		1,2-6,4
Poliésteres/fibra de vidro	10-15		1,4-6,4
espumas de PE	12		1,4-1,7
Polímeros de alta temperatura			
Policarbonato, PC	11		2,1
espuma fenólica	20		1,6
Espuma Fenólica/FR	20		3,7
Fenólicas/fibras de vidro	20		7,3
Poliamida fenólico-aromática	15		7,8
Polímeros halogenados			
PE/25% cloro (Cl) PE/	12		2,1
36% Cl	12		3,0
PE/48% Cl	10		3,1
Policloreto de vinila, PVC, PVC	15		2,5
rígido plastificado	10		1,7
Etileno-tetrafluoroetileno, ETFE	27		0,9
Perfluoroetileno-propileno, FEP	38		2,4
Etileno-tetrafluoroetileno, ETFE	48		0,8-1,8
Perfluoro-alcoialcano, PFA	37		1,0



Tabela 4 Propriedades termofísicas e de ignição de polímeros<sup>suma</sup>

Polímero	T <sub>v</sub> =T <sub>d</sub> (C)	CHF (kW/m <sup>2</sup> )	T <sub>ig</sub> (C)	l (g/cm <sup>3</sup> )	c (J/g K)	k (W/m K)	(kIc# <sub>0,5</sub> (kW <sup>1/2</sup> /m <sup>2</sup> K)	TRP <sub>Exp</sub>	TRP <sub>caib</sub> partir de	
									T <sub>v</sub> =T <sub>lg</sub>	T <sub>ig</sub> <sup>c</sup>
Polímeros comuns										
PE-1	387	15	443	0,94	2,15	0,30	0,779	454	286	327
PE-2	404			0,95	2,03	0,31	0,773		297	
PE-3	356			0,95	2,12	0,37	0,863		290	
PP-1	308			0,90	2,25	0,19	0,620		179	
PP-2	293			0,90	2,48	0,21	0,685		187	
PP-3	325			1,19	1,90	0,39	0,939		286	
PP-4	298			1,21	1,76	0,39	0,911		253	
PP-5	274			1,11	1,95	0,34	0,858		218	
PP-6	310	15	443	0,93	2,20	0,20	0,640	288	186	271
PP-7	346	15	443	0,90	2,22	0,23	0,678	323	221	287
PP-8	296	10	374	1,06	2,08	0,23	0,712	277	197	252
PP-9	341	15	443	1,04	1,93	0,31	0,789	333	253	334
PE-PP-1	284			0,91	1,98	0,17	0,553		146	
PE-PP-2	305			0,88	2,15	0,21	0,630		180	
PVC-1	257	10	374	1,95	1,14	0,25	0,745	215	177	264
Nylon 66	428			1,50	1,69	0,58	1,213		495	
Nylon 12	418			1,04	1,79	0,18	0,579		230	
PMMA	330	10	374	1,19	2,09	0,27	0,819	274	254	290
POM	252	10	374	1,41	1,92	0,27	0,855	250	198	303
EPDM-1	447			1,15	1,75	0,30	0,777		332	
EPDM-2	572			1,16	1,39	0,36	0,762		421	
EPDM-3	565			1,21	1,48	0,45	0,898		489	
SMC-éster	341	20	497	1,64	1,14	0,37	0,832	483	267	397
TPO-1	334			0,97	1,87	0,33	0,774		243	
							Média			
							Desvio padrão			
							0,140			
Polímeros de engenharia avançada de alta temperatura										
PSF	537	30	580	1,24	1,30	0,28	0,672	469	347	376
OUHADINHA	606	30	580	1,32	1,80	0,25	0,771	550	452	432
PC-1	397			1,12	1,68	0,18	0,582		219	
PC-2	454	20	497	1,18	1,51	0,27	0,694	357	301	331
PC-3	411			1,19	2,06	0,20	0,700		274	

Tabela 4 (Continuo)

Polímero	T <sub>v</sub> =T <sub>d</sub> (t)(C)	CHF (kW/m <sup>2</sup> )	T <sub>ig</sub> (t)(C)	! (g/cm <sup>3</sup> )	c (J/g K)k (W/m K)	(kLc#0,5 (kWSt <sup>1/2</sup> /m <sup>2</sup> K)	TRPExp	TRP <sub>Ca</sub> a partir de	
								T <sub>v</sub> =T <sub>d</sub> <sup>b</sup>	T <sub>ig</sub> <sup>c</sup>
PC-4	450	20	497	1,20	2,18	0,22	434	326	362
PC-5	413			1,18	1,10	0,19		195	
PC-6	546	30	580	1,20	1,20	0,21	455	289	308
PC-7	546	30	580	1,20	1,20	0,21	455	289	308
PEI	575	25	540	1,27	1,40	0,22	435	347	325
					Média				
					Desvio padrão				
					Polímeros de engenharia avançada altamente halogenados				
PTFE	401	50	700	2,18	1,00	0,25	654	281	502
FEP	401	50	700	2,15	1,20	0,25	680	306	546
ETFE	337	25	540	1,70	0,90	0,23	481	188	308
PCTFE	369	30	580	2,11	0,90	0,22	460	226	362
ECTFE	401	38	613	1,69	1,00	0,15	450	192	299
PVDF	348	40	643	1,70	1,30	0,13	506	176	334
CPVC	348	40	643	1,50	0,90	0,22	435	179	340
					Média				
					Desvio padrão				
					Espumas e elastômeros expandidos				
PEU-1	248			0,11	1,77	0,04		20	
PEU-2	252			0,09	1,56	0,06		21	
PEU-3	262			0,02	1,65	0,02		6	
ABS-PVC-1	240	19	487	0,10	1,35	0,02	73	11	24
ABS-PVC-2	238			0,07	2,02	0,15		32	
PS-1	339			0,09	1,70	0,17		51	
PS-2	432	20	497	0,13	1,62	0,10	146	60	69
EPDM-1	276			0,44	2h30	0,07		68	
EPDM-2	334			0,41	1,51	0,21		113	
TPO-2	284			0,97	1,87	0,13		128	
TPO-3	396			0,93	1,96	0,20		227	

PVC-2	269	10	374	1,20	1,37	0,14	0,480	263	119	162
PVC-Vidro	261			1,00	1,05	0,23	0,491		118	
Elastômeros de PVC	267			1,60	1,24	0,10	0,445		110	
				Tecidos						
PET-1	394	10	374	0,66	1,32	0,09	0,280	174	105	99
PET-2	305			0,69	1,56	0,04	0,207		59	
Nylon 6	380	20	497	0,12	2,19	0,24	0,251	154	90	120

uma: Fluxo de calor crítico para ignição pilotada (CHF), temperatura de ignição pilotada (T<sub>ig</sub>), parâmetro de resposta térmica (TRP) " #IK C#Tig\$ T-##;

b) T<sub>v</sub>: Valores foram usados no cálculo dos valores de TRP.

c) T<sub>ig</sub>: Valores de CHF foram usados no cálculo dos valores de TRP.

Tabela 5 Tempo de ignição medido no calorímetro de cone ASTM E 1354 e valores de parâmetros de resposta térmica derivados dos dados

Polímeros	Tempo de ignição (segundos)										TRP <sub>Exp</sub> (kW <sub>s</sub> <sup>1/2</sup> /m <sup>2</sup> )
	Fluxo de calor radiante incidente, $q_{\text{ig}}(\text{kW/m}^2)$										
	20	25	30	40	50	70	75	100			
Poliétileno de alta densidade, PE-HD	403		171	91	58					364	
Poliétileno, PE	403			159		47				526	
Polipropileno, PP	120		63	35	27					291	
Polipropileno, PP	218			86		41				556	
PP/fibras de vidro (1082)		168			47		23	13		377	
Poliestireno, PS	417			97		50				556	
espuma PS	NI <sub>b</sub>		73	28	18					168	
PS-fogo retardado (FR)	244			90		51				667	
PS espuma-FR	NI		77	40	24					221	
Nylon	1923			65		31				333	
Nylon 6	700		193	115	74					379	
Fibras de nylon/vidro (11077)		193			53		21	13		359	
Polióximetileno, POM	259			74		24				357	
Polimetilmetacrilato, PMMA	176			36		11				222	
Polibutilenotereftalato, PBT	609			113		59				588	
Poliétilenotereftalato, PET	718			116		42				435	
Acrlonitrila-butadieno-estireno,	299		130	68	43					317	
ABS ABS-FR	212			66		39				556	
ABS-PVC	5198			61		39				357	
Elastômero termoplástico de vinil	NI			1271		60				294	
Poliuretano, espuma de PU	12			1		1				76	
Termoplástico PU-FR	302			60		38				500	
EPDM/estireno acrlonitrila, SAN	486			68		36				417	
Poliéster/fibras de vidro (30%)	NI			309						256	
Poliéster isoftálico	256		115	59	109					256	
Poliéster isoftálico/fibra de vidro (77%)	480		172	91	38					296	
Polivinil éster	332		120	78	38					426	
Éster polivinílico/fibra de vidro (69%)	646		235	104	78					263	
Éster polivinílico/fibra de vidro (1031)		278			74		34	18		444	

Éster polivinílico/fibra de vidrio (1087)	281	172	100	62	22	11	312
Epóxi	337	120	75	57			457
Epóxi/fibra de vidrio (69%) Epóxi/ fibra de vidrio (1003) Epóxi/fibra de vidrio (1006) Epóxi/fibra de vidrio (1040) Epóxi/fibra de vidrio (1066)	198			50	73	19	555
Epóxi/fibra de vidrio (1067) Epóxi/ fibra de vidrio (1070) Epóxi/fibra de vidrio (1071) Epóxi/fibra de vidrio (1089) Epóxi/fibra de vidrio (1090)	159			49	23	14	397
Epóxi/fibra de grafite (1091) Epóxi/ fibra de grafite (1092) Epóxi/fibra de grafite (1093) Éster de cianato/ fibra de vidrio (1046) Acrílico/fibra de vidrio	140			18	13	9	512
	209			48	14	9	288
	229			63	24	18	433
	128			63	30	23	517
	535			34	18	10	334
	479			105	60	40	665
	NI			120	54	34	592
	275			76	53	28	484
	338			94	32	23	493
	199			58	44	28	554
		252	148	101	20	10	302
Painéis acrílicos Kydex,	553						180
Policarbonato FR, PC-1	200		38				233
PC-2	NI		182				455
	6400		144				370
Poliétileno reticulado (XLPE) Óxido de polifenileno, PPO-poliestireno (PS) PPO/fibras de vidrio	750		105				385
	479		87				455
	465		45				435
							588
Poliifenilosulfeto, PPS/fibras de vidrio (1069)	NI			105	57	30	
PPS/fibras de grafite (1083)	NI				69	26	330
PPS/fibras de vidrio (1084) PPS/fibras de grafite (1085) Poliarilsulfona/fibras de grafite (1081)	NI			244	70	48	623
Poliétersulfona/fibras de grafite (1078)	NI			173	59	33	510
Polieteretercetona, PEEK/fibras de vidrio (30%) PEEK/fibras de grafite (1086)	NI			122	40	19	360
				172	47	21	352
	NI		390	142			301
				307	80	42	514
Poliétersetonacetona, PEKK/fibras de vidrio (1079)	NI			223	92	53	710
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1095)	237				42	22	513
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1096)	503			141	60	36	608
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1097)	NI				66	37	605

Tabela 5 (Contínuo)

Polímeros	Tempo de ignição (segundos)										TRPE <sub>Exp</sub> (kW <sub>s</sub> <sup>1/2</sup> /m <sup>2</sup> )
	Fluxo de calor radiante incidente, q <sub>ig</sub> (kW/m <sup>2</sup> )										
	20	25	30	40	50	70	75	100			
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1098)		NI			110		32	27		515	
Fenólicas/fibras de vidro (45%)	423			214	165					683	
Fenólico/fibras de vidro (1099)		NI			121		33	22		409	
Fenólico/fibras de vidro (1100)		NI			125			40		728	
Fenólico/fibras de vidro (1101)		NI			210		55	25		382	
Fenólico/fibras de vidro (1014)		NI			214		73	54		738	
Fenólico/fibras de vidro (1015)		NI			238		113	59		765	
Fenólico/fibras de vidro (1017)		NI			180		83	43		641	
Fenólico/fibras de vidro (1018)		NI			313		140	88		998	
Fenólico /fibras de grafite (1102)		NI					79	45		684	
Fibras fenólicas/grafite (1103)		NI			104		34	20		398	
Fibras fenólicas/grafite (1104)		NI			187		88	65		982	
Fibras fenólicas/PE (1073) Fibras		714			129		28	10		267	
fenólicas/aramida (1074) Fibras de		1110			163		33	15		278	
poliimida/vidro (1105) Abeto de		NI			175		75	55		844	
Douglas	254			34					12	222	
Cicutá	307		73	35	19					175	
Lã	24		15	11	9					232	
fibra acrílica	52		28	16	19					175	
Policloreto de vinila, PVC flexível-1	117			27					11	244	
PVC flexível-2	102			21					15	333	
PVC flexível-3 (LOI 25%)	119		61	41	25				12	285	
PVC-FR flexível-1	236			47					14	222	
PVC-FR flexível-2	176			36						263	
PVC-FR (Sb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ) flexível-4 (LOI 30%) PVC-FR (triaril	136		84	64	37					397	
fosfato) flexível-5 (LOI 34%) PVC-FR (alquilaril	278		103	69	45					345	
fosfato) flexível-6 (LOI 28%) PVC rígido-1	114		72	49	35					401	
	5159			73					45	385	

PVC rígido-2	3591	85	48	417
PVC rígido-3	5171	187	43	357
PVC rígido-1 (LOI 50%)	NI	276	82	388
PVC rígido-2	NI	153	87	390
PVC clorado (CPVC)	NI	621	372	1111

NI:sem ignição





Epóxi/fibras de vidro (1003) Epóxi/ fibras de vidro (1006) Epóxi/fibras de vidro (1040) Epóxi/fibras de vidro (1066) Epóxi/fibras de vidro (1067)	43	159		294	191	335	2
Epóxi/fibras de vidro (1070) Epóxi/ fibras de vidro (1071) Epóxi /fibras de vidro (1089) Epóxi/fibras de vidro (1090) Epóxi/fibras de grafite (1091)	43	231		266	271	489	3
Epóxi/fibras de grafite (1092) Epóxi/ fibras de grafite (1093) Éster de cianato/fibras de vidro (1046) Painéis acrílicos Kydex, FR	43	175		196	300	279	1
	43	20		93	141	202	2
	43	39		178	217	232	2
	43	118		114	144	173	1
	43	NI			197	241	2
	43	164		189	242	242	2
	43	105		171	244	202	3
	43	121		130	196	226	2
	42	117	176				3
			Polímeros de alta temperatura				
Policarbonato, PC-1	42	16	429	342			21
PC-2	42	144	420	535			14
Poliétileno reticulado (XLPE) Óxido de polifenileno, PPO-poliestireno (PS) PPO/fibras de vidro	42	88	192	268			5
	42	219	265	301			2
	42	154	276	386			6
Poliétilenosulfeto, PPS/fibras de vidro (1069)	43	NI	52		71	183	3
PPS/fibras de grafite (1083)	43	NI			60	80	2
PPS/fibras de vidro (1084) PPS/fibras de grafite (1085) Poliarilsulfona/fibras de grafite (1081)	43	NI	48		88	150	2
Poliétersulfona/fibras de grafite (1078)	43	NI	94		66	126	1
Polieteretercetona, PEEK/fibras de vidro (30%) PEEK/fibras de grafite (1086)	43	NI	24		47	60	1
	44	NI			41	65	0,3
	43		35		54	85	1
Poliétercetona, PEKK/fibras de vidro (1079)	43	NI			45	74	1
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1095)	43	160	21		213	270	1
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1096)	43	128	176		245	285	2
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1097)	43	NI			172	168	(1)
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1098) Fenólicas/ fibras de vidro ( 45%)	43	NI			91	146	1
	44		423	214			1
Fibras fenólicas/de vidro (1099)	43	NI			102	122	1
Fibras fenólicas/de vidro (1100)	43	NI			120	163	2
Fibras fenólicas/de vidro (1101)	43	NI			57	96	1



Tabela 7 Rendimentos médios de produtos e calor de combustão para polímeros de peças de uma minivan a partir dos dados medidos no aparelho de propagação de incêndio ASTM E 2058<sup>uma</sup>

Descrição parcial	Polímeros	y <sub>i</sub> (g/g)				!h <sub>c</sub> (kJ/g)
		CO	CO <sub>2</sub>	HC <sub>b</sub>	Fumaça	
		Revestimento da cabeça				
Tecido, exposto	Nylon 6	0,086	2,09	0,001	0,045	28,8
		Painel de instrumentos				
Cobrir	PVC	0,057	1,72	0,005	0,109	24,4
Prateleira, painel principal	computador	0,051	1,86	0,002	0,105	20,2
		Ressonador				
Estrutura	PP	0,041	2,46	0,002	0,072	34,6
Tubo de admissão	EPDM	0,045	2,51	0,001	0,100	33,8
		Isolamento do painel de chute				
Apoio	PVC	0,061	1,26	0,006	0,070	17,4
		Dutos de ar				
Grandes dutos	PP	0,056	2,52	0,004	0,080	35,5
		Coluna de direção				
Bota interna	NR	0,061	1,87	0,003	0,130	25,6
Algodão de má qualidade	Algodão/poliéster <sup>c</sup>	0,039	2,17	0,002	0,087	29,4
		Reservatório de fluido de freio				
Reservatório	PP	0,058	2,41	0,011	0,072	33,9
		Bandeja do limpador de para-brisa				
Estrutura	SMC	0,061	1,86	0,003	0,100	25,5
		Isolamento de pára-choques de redução de som				
espuma de alta densidade	PS	0,064	1,8	0,002	0,098	24,6
		Isolamento do forro do capô				
Face	BICHO DE ESTIMAÇÃO	0,041	1,47	0,003	0,022	20
		Tampa do poço da roda				
Escudo do tanque de combustível	PP	0,054	2,45	0,002	0,065	34,5
		Unidade de climatização				
Cobrir	PP	0,057	2,49	0,002	0,060	35
Selo, espuma	ABS-PVC	0,089	1,62	0,001	0,060	22,6
		Tanque de combustível				
Tanque	EDUCAÇÃO FÍSICA	0,032	2,33	0,005	0,042	32,7
		Farol				
Lente	computador	0,049	1,67	0,004	0,113	18,2
		Carcaça da bateria				
Cobrir	PP	0,045	2,59	0,004	0,071	36,2
		Lado do motor de isolamento da				
Grommet, tampa do chicote de fios	antepara HDPF	0,064	2,67	0,012	0,058	38,2

<sup>uma</sup>Combustão em ar normal a 50 kW/m<sup>2</sup>de fluxo de calor externo no aparelho ASTM E 2058.

<sup>b</sup>HC-hidrocarbonetos totais.

<sup>c</sup>Algodão/poliéster: mistura de algodão, poliéster e outras fibras.

Tabela 8 Calor médio de combustão e rendimentos de produtos para polímeros a partir dos dados medidos no aparelho de propagação de fogo ASTM E 2058

Polímero	Composição	y <sub>i</sub> (g/g)			!h <sub>c</sub> (kJ/g)	
		CO	CO <sub>2</sub>	HC <sub>uma</sub>		Fumaça
Polímeros comuns						
Polietileno, PE	CH <sub>2</sub>	0,024	2,76	0,007	0,060	38,4
Polipropileno, PP	CH <sub>2</sub>	0,024	2,79	0,006	0,059	38,6
Poliestireno, PS	CH	0,060	2,33	0,014	0,164	27,0
Espuma de poliestireno	CH <sub>1,1</sub>	0,061	2,32	0,015	0,194	25,5
Madeira	CH <sub>1,7</sub> O <sub>0,73</sub>	0,004	1,30	0,001	0,015	12,6
Polioximetileno, POM	CH <sub>2,0</sub> O	0,001	1,40	0,001	0,001	14,4
Polimetilmetacrilato, Poliéster	CH <sub>1,6</sub> O <sub>0,40</sub>	0,010	2,12	0,001	0,022	24,2
PMMA	CH <sub>1,4</sub> O <sub>0,22</sub>	0,075	1,61	0,025	0,188	20,1
Nylon	CH <sub>1,8</sub> O <sub>0,17</sub> N <sub>0,17</sub>	0,038	2,06	0,016	0,075	27,1
Espumas flexíveis de poliuretano	CH <sub>1,8</sub> O <sub>0,32</sub> N <sub>0,06</sub>	0,028	1,53	0,004	0,070	17,6
Espumas rígidas de poliuretano	CH <sub>1,1</sub> O <sub>0,21</sub> N <sub>0,10</sub>	0,036	1,43	0,003	0,118	16,4
Polímeros de alta temperatura						
Polieteretercetona, PEEK	CH <sub>0,63</sub> O <sub>0,16</sub>	0,029	1,60	0,001	0,008	17,0
Polisulfona, PSO	CH <sub>0,81</sub> O <sub>0,15</sub> S <sub>0,04</sub>	0,034	1,80	0,001	0,020	20,0
Poliétersulfona, PES		0,040	1,50	0,001	0,021	16,7
Polieterimida, PEI	CH <sub>0,65</sub> O <sub>0,16</sub> N <sub>0,05</sub>	0,026	2,00	0,001	0,014	20,7
Policarbonato, PC	CH <sub>0,88</sub> O <sub>0,19</sub>	0,054	1,50	0,001	0,112	16,7
Polímeros halogenados						
PE \$ 25% Cl	CH <sub>1,9</sub> Cl <sub>0,13</sub>	0,042	1,71	0,016	0,115	22,6
PE \$ 36% Cl	CH <sub>1,8</sub> Cl <sub>0,22</sub>	0,051	0,83	0,017	0,139	10,6
PE \$ 48% Cl	CH <sub>1,7</sub> Cl <sub>0,36</sub>	0,049	0,59	0,015	0,134	5,7
Policloreto de vinila, PVC	CH <sub>1,5</sub> Cl <sub>0,50</sub>	0,063	0,46	0,023	0,172	7,7
PVC clorado	CH <sub>1,3</sub> Cl <sub>0,70</sub>	0,052	0,48	0,001	0,043	6,0
Fluoreto de polivinilideno, PVDF	CHF	0,055	0,53	0,001	0,037	5,4
Polietilenotetrafluoretileno, ETFE	CHF	0,035	0,78	0,001	0,028	7,3
Polietilenoclorotrifluoretileno, ECTFE	CHCl <sub>0,25</sub> F <sub>0,75</sub>	0,095	0,41	0,001	0,038	4,5
Politetrafluoretileno, TFE	FC <sub>2</sub>	0,092	0,38	0,001	0,003	2,8
Polifluoralcoxi, PFA	FC <sub>1,6</sub>	0,099	0,42	0,001	0,002	1,8
Etilenopropileno polifluorado, FEP	FC <sub>1,8</sub>	0,116	0,25	0,001	0,003	1,0

umaHC-hidrocarboneto gasoso total.

Tabela 9 Calor médio efetivo (químico) de combustão e rendimento de fumaça calculado a partir dos dados medidos no calorímetro de cone ASTM E 1354<sup>uma</sup>

Polímeros	!hc(MJ/kg)	yfumaça(g/g)
Polímeros comuns		
Poliétileno de alta densidade,	40,0	0,035
Poliétileno HDPE, PE	43,4	0,027
Polipropileno, PP	44,0	0,046
Polipropileno, PP	42,6	0,043
PP/fibras de vidro (1082)	NR	0,105
Poliestireno, PS	35,8	0,085
PS-FR	13,8	0,144
espuma PS	27,7	0,128
PS espuma-FR	26,7	0,136
Nylon	27,9	0,025
Nylon 6	28,8	0,011
Fibras de nylon/vidro (1077)	NR	0,089
Polioximetileno, POM	13,4	0,002
Polimetilmetacrilato, PMMA	24,2	0,010
Polibutilenotereftalato, PBT	20,9	0,066
Poliétilenotereftalato, PET	14,3	0,050
Acrilonitrila-butadieno-estireno,	30,0	0,105
ABS ABS	29,4	0,066
ABS-FR	11,7	0,132
ABS-PVC	17,6	0,124
Elastômero termoplástico de vinil	6,4	0,056
Poliuretano, espuma de PU	18,4	0,054
Termoplástico PU-FR	19,6	0,068
EPDM/estireno acrilonitrila, SAN	29,0	0,116
Poliéster/fibras de vidro (30%)	16,0	0,049
Poliéster isoftálico	23,3	0,080
Poliéster isoftálico/fibras de vidro (77%)	27,0	0,032
Polivinil éster	22,0	0,076
Fibras de polivinil éster/vidro (69%)	26,0	0,079
Polivinil éster/fibras de vidro (1031)	NR	0,164
Polivinil éster/fibras de vidro (1087)	NR	0,128
Epóxi	25,0	0,106
Epóxi/fibras de vidro (69%) Epóxi/	27,5	0,056
fibras de vidro (1003) Epóxi/fibras de	NR	0,142
vidro (1006) Epóxi/fibras de vidro	NR	0,207
(1040) Epóxi/fibras de vidro (1066)	NR	0,058
Epóxi/fibras de vidro (1067) Epóxi/	NR	0,113
fibras de vidro (1070) Epóxi/fibras de	NR	0,115
vidro (1071) Epóxi/fibras de vidro	NR	0,143
(1089) Epóxi/fibras de vidro (1090)	NR	0,149
Epóxi/fibras de grafite (1091) Epóxi/	NR	0,058
fibras de grafite (1092) Cianato	NR	0,086
éster/fibras de vidro (1046) Acrílico/	NR	0,082
fibras de vidro	NR	0,049
	NR	0,103
	17,5	0,016
Painéis acrílicos Kydex, FR	10,2	0,095

Tabela 9 (Contínua)

Polímeros	!hc(MJ/kg)	yfumaça(g/g)
Polímeros e compósitos de alta temperatura		
Policarbonato, PC-1	21,9	0,098
PC-2	22,6	0,087
Polietileno reticulado (XLPE) Óxido de	23,8	0,026
polifenileno, PPO-poliestireno (PS) PPO/fibras	23,1	0,162
de vidro	25,4	0,133
Polifenilenosulfeto, PPS/fibras de vidro (1069)	NR	0,063
PPS/fibras de grafite (1083)	NR	0,075
PPS/fibras de vidro (1084) PPS/fibras de grafite	NR	0,075
(1085) Poliarilsulfona/fibras de grafite (1081)	NR	0,058
Poliétersulfona/fibras de grafite (1078)	NR	0,019
Polieteretercetona, PEEK/fibras de vidro (30%)	NR	0,014
PEEK/fibras de grafite (1086)	20,5	0,042
	NR	0,025
Poliétercetonacetona, PEKK/fibras de vidro (1079)	NR	0,058
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1095)	NR	0,077
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1096)	NR	0,096
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1097)	NR	0,095
Bismaleimida, IMC/fibras de grafite (1098) Fenólicas/	NR	0,033
fibras de vidro ( 45%)	22,0	0,026
Fenólico/fibras de vidro (1099)	NR	0,008
Fenólico/fibras de vidro (1100)	NR	0,037
Fenólico/fibras de vidro (1101)	NR	0,032
Fenólico/fibras de vidro (1014)	NR	0,031
Fenólico/fibras de vidro (1015)	NR	0,031
Fenólico/fibras de vidro (1017)	NR	0,015
Fenólico/fibras de vidro (1018)	NR	0,009
Fenólico /fibras de grafite (1102)	NR	0,039
Fibras fenólicas/grafite (1103)	NR	0,041
Fibras fenólicas/grafite (1104)	NR	0,021
Fibras fenólicas/PE (1073) Fibras	NR	0,054
fenólicas/aramida (1074) Espuma	NR	0,024
isolante fenólica Fibras de	10,0	0,026
poliimida/vidro (1105)	NR	0,014
Madeira		
Douglas Fir	14,7	0,010
Cicuta	13,3	0,015
Têxteis		
Lã	19,5	0,017
fibra acrílica	27,5	0,038
Polímeros halogenados		
PVC flexível-3 (LOI 25%) PVC-FR (Sb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	11,3	0,099
flexível-4 (LOI 30%) PVC-FR (triaril fosfato)	10,3	0,078
flexível-5 (LOI 34%) PVC rígido-1	10,8	0,098
	8,9	0,103
PVC rígido-2	10,8	0,112
PVC rígido-3	12,7	0,103
PVC rígido-1 (LOI 50%)	7,7	0,098
PVC rígido-2	8,3	0,076
PVC clorado (CPVC)	5,8	0,003

Tabela 10 Composição, peso molecular, razão estequiométrica ar-combustível (s), calor líquido de combustão completa ( $h_{c,T}$ ), e rendimentos estequiométricos máximos possíveis de produtos principais ( $y_{i,max}$ ) para polímeros comuns

Polímeros	Composição	M (g/mol)	s (g/g)	$h_{c,T}$ (kJ/g)	$y_{i,max}$			Fumaça
					CO <sub>2</sub>	CO	HC	
Poliétileno (PE)	CH <sub>2</sub>	14,0	14,7	43,6	3,14	2,00	1,14	0,86
Polipropileno (PP)	CH <sub>2</sub>	14,0	14,7	43,4	3,14	2,00	1,14	0,86
Poliestireno (PS)	CH	13,0	13,2	39,2	3,38	2,15	1,23	0,92
Espuma de poliestireno	CH <sub>1:1</sub>	13,1	13,4	39,2	3,36	2,14	1,22	0,92
Madeira	CH <sub>1:7</sub> O <sub>0:73</sub>	25,4	5,8	16,9	1,73	1,11	0,63	0,48
Polióximetileno (POM)	CH <sub>2:0</sub> O	30,0	4,6	15,4	1,47	0,93	0,53	0,40
Poliimetilmetacrilato (PMMA)	CH <sub>1:6</sub> O <sub>0:40</sub>	20,0	8,2	25,2	2,20	1,40	0,80	0,60
Poliéster	CH <sub>1:4</sub> O <sub>0:22</sub>	16,9	10,1	32,5	2,60	1,65	0,95	0,71
Alcool polivinílico	CH <sub>2:0</sub> O <sub>0:50</sub>	22,0	7,8	21,3	2,00	1,27	0,73	0,55
Poliétilenotereftalato (PET)	CH <sub>10:80</sub> O <sub>0:40</sub>	19,2	7,2	23,2	2,29	1,46	0,83	0,63
Poliacrilonitrila-butadieno-estireno (ABS)	CH <sub>1:1</sub> N <sub>0:07</sub>	14,1	13,2	38,1	3,13	1,99	1,14	0,85
Nylon	CH <sub>1:8</sub> O <sub>0:17</sub> N <sub>0:17</sub>	18,9	11,2	30,8	2,33	1,48	0,85	0,63
Espuma de poliuretano flexível	CH <sub>1:8</sub> O <sub>0:32</sub> N <sub>0:06</sub>	19,7	9,4	25,3	2,24	1,42	0,81	0,61
Espuma de poliuretano rígida	CH <sub>1:1</sub> O <sub>0:21</sub> N <sub>0:10</sub>	17,8	9,8	25,9	2,47	1,57	0,90	0,67

HC: hidrocarbonetos.

Tabela 11 Composição, peso molecular, razão estequiométrica ar-combustível (s), calor líquido de combustão completa (lh<sub>c,T</sub>), e rendimentos estequiométricos máximos possíveis de produtos principais (Y<sub>imax</sub>) para polímeros de alta temperatura

Polímeros	Composição	M (g/mol)	s (g/g)	lh <sub>c,T</sub> (kJ/g)	Y <sub>imax</sub> (g/g)						ENTÃO:
					CO <sub>2</sub>	CO	HC	Fumaça	HCN	NÃO <sub>2</sub>	
Poliétercetona (PEKK)	CH <sub>0,60</sub> O <sub>0,15</sub>	15,0 9,8		30,3 2,93	1,87	1,07	0,80	0,00		0,00	0,00
Poliétercetona (PEK)	CH <sub>0,62</sub> O <sub>0,15</sub>	15,0 9,9		30,2 2,93	1,86	1,07	0,80	0,00		0,00	0,00
Poliétertercetona (PEEK)	CH <sub>0,63</sub> O <sub>0,16</sub>	15,2 9,7		30,4 2,90	1,84	1,05	0,79	0,00		0,00	0,00
Poliamidaíma (PAI)	CH <sub>0,53</sub> O <sub>0,20</sub>	15,7 9,0		24,2 2,80	1,78	1,02	0,76	0,00		0,00	0,00
Policarbonato (PC)	CH <sub>0,88</sub> O <sub>0,19</sub>	15,9 9,7		30,1 2,76	1,76	1,01	0,75	0,00		0,00	0,00
Poliétilenonafalato (PEN)	CH <sub>0,71</sub> O <sub>0,29</sub>	17,4 8,2		2,54	1,61	0,92	0,69	0,00	0,00	0,00	0,00
Poliifenilenoóxido (PPO)	CHO <sub>0,13</sub>	15,0 10,9		2,93	1,87	1,07	0,80	0,00	0,00	0,00	0,00
Polibutanodiolterefalato (PBT)	CHO <sub>0,33</sub>	18,3 8,2		2,41	1,53	0,88	0,66	0,00	0,00	0,00	0,00
Polibenzoilfenileno	CH <sub>0,62</sub> O <sub>0,08</sub>	13,9 11,1		3,18	2,02	1,16	0,87	0,00	0,00	0,00	0,00
Fenol-formaldeído	CHO <sub>0,14</sub>	15,2 10,6		2,89	1,84	1,05	0,79	0,00	0,00	0,00	0,00
Polibenzimidazol (PBI)	CH <sub>0,60</sub> N <sub>0,20</sub>	15,4 12,0	30,8 2,86	1,82	1,04	0,78	0,35			0,60	0,00
Polifenilenosulfeto (PPS)	CH <sub>0,67</sub> S <sub>0,17</sub>	18,0 10,2	28,2 2,44	1,55	0,89	0,67	0,00			0,00	0,59
Polifenileno benzobisoxazol (PBO)	CH <sub>0,43</sub> O <sub>0,14</sub> N <sub>0,14</sub>	16,6 9,7		2,65	1,68	0,96	0,72	0,23	0,39	0,00	0,00
Poliimida (PI)	CH <sub>0,45</sub> O <sub>0,23</sub> N <sub>0,09</sub>	17,4 8,6		25,5 2,53	1,61	0,92	0,69	0,14		0,24	0,00
Polieterimida (PEI)	CH <sub>0,65</sub> O <sub>0,16</sub> N <sub>0,05</sub>	16,0 9,8		28,4 2,76	1,75	1,00	0,75	0,09		0,16	0,00
Poliaramida	CH <sub>0,71</sub> O <sub>0,14</sub> N <sub>0,14</sub>	16,9 10,1		2,60	1,66	0,95	0,71	0,22	0,38	0,00	0,00
Polifenileno benzobisoxazol	CH <sub>0,71</sub> O <sub>0,14</sub> N <sub>0,14</sub>	16,9 10,1		2,60	1,66	0,95	0,71	0,22	0,38	0,00	0,00
Copolímero aramida-ariléster	CH <sub>0,71</sub> O <sub>0,14</sub> N <sub>0,14</sub>	16,9 10,1	24,4 2,60	1,66	0,95	0,71	0,22			0,38	0,00
Polisulfona (PSF)	CH <sub>0,81</sub> O <sub>0,15</sub> S <sub>0,04</sub>	16,4 9,8	29,4 2,68	1,71	0,98	0,73	0,00			0,00	0,14
Polifenilenoetere sulfona PES	CH <sub>0,67</sub> O <sub>0,25</sub> S <sub>0,08</sub>	19,3 8,0	24,7 2,28	1,45	0,83	0,62	0,00			0,00	0,27





Tabela 13 Composição, peso molecular e propriedades de combustão de hidrocarbonetos e álcoois

Fluido	Composição	M (g/mol)	T <sub>ig, auto</sub> (!C)	T <sub>liver</sub> (!C)	!h <sub>c</sub> (kJ/g)	eu (kJ/g)	!h <sub>c=L</sub> (kJ/kj)	y <sub>co</sub> (g/g)	y <sub>sm</sub> (g/g)
Gasolina	n / D <sub>b</sub>	n/D	371	33	41,0	0,482	85	0,010	0,038
Hexano	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	86	225	69	41,5	0,500	83	0,009	0,035
Heptano	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	100	204	98	41,2	0,549	75	0,010	0,037
Octano	C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	114	206	125	41,0	0,603	68	0,010	0,038
Nonano	C <sub>9</sub> H <sub>20</sub>	128	205	151	40,8	0,638	64	0,011	0,039
Decano	C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	142	201	174	40,7	0,690	59	0,011	0,040
Undecano	C <sub>11</sub> H <sub>24</sub>	156	n/D	196	40,5	0,736	55	0,011	0,040
Dodecano	C <sub>12</sub> H <sub>26</sub>	170	203	216	40,4	0,777	52	0,012	0,041
Tridecano	C <sub>13</sub> H <sub>28</sub>	184	n/D		40,3	0,806	50	0,012	0,041
querosene	C <sub>14</sub> H <sub>30</sub>	198	260	232	40,3	0,857	47	0,012	0,042
Hexadecano	C <sub>16</sub> H <sub>34</sub>	226	202	287	40,1	0,911	44	0,012	0,042 na
Óleo mineral	n/D	466	n/D	360			72	n/D	n/D
Óleo de motor	n/D	n/D	n/D	n/D	29,3	0,473	62	n/D	n/D
Óleo de milho	n/D	n/D	393	n/D	22,3	0,413	54	n/D	n/D
Benzeno	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	78	498	80	27,6	0,368	75	0,067	0,181
Tolueno	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	92	480	110	27,7	0,338	82	0,066	0,178
Xileno	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	106	528	139	27,8	0,415	67	0,065	0,177
Metanol	CH <sub>4</sub> O	32	385	64	19,1	1,005	19	0,001	0,001
Etanol	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> O	46	363	78	25,6	0,776	33	0,001	0,008
Propanol	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> O	60	432	97	29,0	0,630	46	0,003	0,015
Butanol	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O	74	343	117	31,2	0,538	58	0,004	0,019

nd: não disponível.

Tabela 14 Valores assintóticos do fluxo de calor da chama para a combustão de líquidos e polímeros

Estado físico	Nome	Q <sub>0</sub> (kW/m <sup>2</sup> )	
		O <sub>2</sub> >30% (pequena escala)	Ar normal (grande escala)
	Átomo de carbono-hidrogênio alifático contendo combustíveis		
Líquidos	Heptano	32	41
	Hexano		40
	Octano		38
	Dodecano		28
	querosene		29
	Gasolina		35
	JP-4		34
	JP-5		38
	Fluidos do transformador	23-25	22-25
Polímeros	Polietileno, PE	61	
	Polipropileno, PP	67	
	Combustíveis contendo átomos de carbono-hidrogênio aromáticos		
Líquidos	Benzeno		44
	Tolueno		34
	Xileno		37
Polímeros	Poliestireno, PS	75	71
	Carbono-hidrogênio-átomo de oxigênio alifático contendo combustíveis		
Líquidos	Metanol	22	27
	Etanol		30
	Acetona		24
Polímeros	Polioximetileno, POM	50	
	Polimetilmetacrilato, PMMA	57	60
	Combustíveis contendo átomos de carbono-hidrogênio-nitrogênio alifáticos		
Líquidos	Adiponitrila		34
	Acetonitrila		35
	Combustíveis contendo átomos de carbono-hidrogênio-oxigênio-nitrogênio alifáticos		
Líquido	Diisocianato de tolueno		28
Polímeros	Espumas de poliuretano (flexíveis)	64-76	
	Espumas de poliuretano (rígidas)	49-53	
	Combustíveis contendo átomos de carbono-hidrogênio-halogênio alifáticos		
Polímeros	Policloreto de vinila, PVC	50	
	Etilentetrafluoroetileno, ETFE	50	
	Perfluoroetileno-propileno, FEP	52	

Tabela 15 Índice de oxigênio limitado (LOI)<sup>uma</sup> valores em 20°C para polímeros

Polímeros	LOI	Polímeros	LOI
Polímeros comuns			
Polioximetileno	15	Poliétercetonacetona (PEKK)	40
Algodão	16	Polipara(benzoi)fenileno	41
Acetato de celulose	17	Polibenzimidazol (PBI)	42
espuma de borracha natural	17	Polifenileno sulfeto (PPS)	44
Polipropileno	17	Poliamidaimida (PAI)	45
Polimetilmetacrilato	17	Polieterimida (PEI)	47
Espuma de poliuretano	17	Poliparafenileno	55
Polietileno	18	Polibenzobisoxazol (PBO)	56
Poliestireno	18	Compósitos	
Poliacrilonitrila	18	Polietileno/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (50%) ABS/fibras de vidro (20%) Epóxi/fibras de vidro (65%)	20
<small>abdómen</small>	18	Epóxi/fibras de vidro (65%)-300°C Fibras	22
Poli(l-metilestireno)	18	de epóxi/grafite (1092) Fibras de	38
Filtro de papel	18	poliéster/vidro (70%) Fibras de	16
Rayon	19	poliéster/vidro (70%)-300°C fenólicas/	33
Poliisopreno	19	fibras de vidro (80%)	20
Epóxi	20		28
Polietilenotereftalato (PET)	21	Fibras fenólicas/de vidro (80%)-100°C	53
Nylon 6	21	Fenólico/Kevlarr (80%)	98
Tecido de poliéster	21	Fenólico/Kevlarr (80%)-300°C PPS/	28
<small>Madeira compensada</small>	23	fibras de vidro (1069)	26
Borracha de silicone (RTV, etc.)	23	PEEK/fibras de vidro	64
Lã	24	(1086) PAS/grafite (1081)	58
Nylon 6,6	24-29	IMC/fibras de grafite (1097)	66
borracha de neoprene	26	IMC/fibras de grafite (1098)	55
Graxa de silicone	26	IMC/fibras de vidro (1097)	60
Polietilenoftalato (PEN)	32	Polímeros halogenados	
Polímeros de alta temperatura			
Policarbonato	26	Éster de cianato fluorado	40
Nomex1	29	Neoprene	40
Polidimetilsiloxano (PDMS)	30	Graxa de fluorossilicone	31-68
Polisulfona	31	Borracha de fluorocarbono	41-61
Éster polivinílico/fibras de vidro	34	Fluoreto de polivinilideno	43-65
(1031) Polieteretercetona (PEEK)	35	PVC (rígido)	50
Poliimida (Kapton1)	37	PVC (clorado)	45-60
Polipromellitimida (PI)	37	Cloreto de polivinilideno (Saranr)	60
Poliaramida (kevlar1)	38	Lubrificantes de clorotrifluoretileno	67-75
Polifenilsulfona (PPSF)	38	Tubulação de fluorocarbono (FEP/	77-100
Poliétercetona (PEK)	40	PFA) Politetrafluoretileno	95
		Politriclorofluoretileno	95

<sup>uma</sup>Concentração de oxigênio necessária para suportar a queima.

Tabela 16 Rendimento de fumaça para vários gases, líquidos e combustíveis sólidos

Estado	Nome genérico	Natureza genérica	Rendimento de fumaça (g/g)
Gás	Metano em butano	Saturado alifático	0,013–0,029
	Etileno, propileno	Alifático-insaturado	0,043–0,070
	Acetileno, butadieno	Alifático-altamente insaturado	0,096–0,125
Líquido	Álcoois, cetonas	Alifático	0,008–0,018
	Hidrocarbonetos	Alifático	0,037–0,078
		Aromático	0,177–0,181
Sólido	Celulósicos	Alifático (principalmente)	0,008–0,015
	Polímeros Sintéticos	Alifático-oxigenado	0,001–0,022
		Alifático-altamente fluorado	0,002–0,042
		Alifático-insaturado	0,060–0,075
		Aromático alifático insaturado-clorado	0,078–0,099
		0,131–0,191	

# Índice

- coeficiente de absorção, 15
- energia de ativação
  - definição, 78
  - valores típicos, 79
- forno adiabático, 128
- América em chamas, xiv, 1, 9
- autoignição
  - cálculo de, 105-106
  - temperaturas, 84
  - teoria de, 80-85
    - dados de madeira, 182-184
- Número de Avrogrado, 22
  
- Número B, Spalding, 8, 242
- Número Biot, 121, 172
- BLEVE, 140-141
- fator de bloqueio, 248
- espessura da camada limite, 236
- suposição de Boussinesq, 300, 302
- método Buckingham pi, 378-379
- velocidade de queima, Ver taxa de queima de velocidade de ame
  - teoria alternativa do volume de controle, 269-277
  - valores assintóticos, 259
  - efeito char, 230
  - efeitos cinéticos químicos, 277-282
  - materiais complexos, 267
  - convectivo, 248-252
  - definição, 227
  - comportamento de extinção, fluxo de massa 282-285, 228
  - efeitos de radiação, 255-259 teoria da camada estagnada, 233-242
  - efeitos da água, 262-267
  - berços de madeira, 268, 353, 362-364
- jato de teto, 395, 406
- Center for Fire Research (CFR), xiv, 9
- equilíbrio químico, 19
- reação química
  - completo, 20
  - estequiométrico, 21
- Equação de Clausius-Clapeyron
  - derivação, 141-143
  - uso em taxa de queima, incêndios de 240 compartimentos
    - taxa de queima para, Vertaxa de queima de incêndios em desenvolvimento, 358-361
    - dinâmica de fluidos de, 342-347
    - interação de combustível, 351-355
    - totalmente desenvolvido, 340-341, 360-364
    - transferência de calor para, 347-352
    - fogos de piscina, 353, 364
    - enchimento de fumaça, 396
    - temperaturas, 358-364, 398-399
- International du Batiment (CIB), 362
- equações de conservação
  - incêndios de compartimento, 356-357
  - formulação de volume de controle, 54-67
  - análise dimensional, 381-384 energia, 61-67
  - massa, 54
  - impulso, 59
  - plumas, 302-306, 312-313
  - espécies, 56-57
  - volume de controle
    - descrição, 49
    - relação ao sistema, 54
  
- Lei de Dalton, 25, 139
- número de Damkohler
  - em chamas, 234

- com condução, 121
- valores críticos, 123
- em propagação de chama, 210-211 sistema uniforme, 83,
- 88 deflagração, 77, 88
- detonação, 77, 88
- Universidade Técnica da Dinamarca (DTU), xv, 11
- coeficiente de difusão, 16
- velocidade de difusão, 16, 56 grupos adimensionais, 377, 392-394
- instituições de ensino, 11
- emissividade
  - em incêndios de compartimento, 349-351 definição, 15
- entalpia, 28
- razão de equivalência, 21
- Função de erro, 178-179
- evaporação
  - descrição, 137-140
  - grupos adimensionais, 386-388
  - evaporação instantânea, 140
  - taxas, 146-148
  - distribuição de temperatura, 149
  - de sprays de água, 400-401
- resfriamento evaporativo, 137
- FM Global, Ver Mútuo de Fábrica
- Mútuo de Fábrica, xiv, 10
- Lei de Fick, 8, 16, 56, 236
- fogo
  - custo, 2
  - definição, 3-6
  - desastres, 3
  - história, 1-2
  - ciência de, 6, 8
- plumas de fogo
  - com combustão, 311-315
  - descritos, 299
  - frequência de redemoinho, fração de arrastamento 298-300, taxa de arrastamento 312, velocidade de arrastamento 319-321, perfil gaussiano 300, 298
  - efeitos geométricos, 312-313
  - intermitência, 301
  - resultados de fonte de linha, escala de comprimento natural 308-310, resultados de fonte pontual 307, fração de radiação 308-310, perfil de cartola 297, 302, 315-316, 300
  - efeitos transitórios, 326-329, 405-406
  - origem virtual, 317-318
- Estação de Pesquisa de Incêndio (FRS), xiv, 9
- bola de fogo, 141, 328-332
- ponto de fogo, 136
- potência de fogo
  - compartimentos, 354
  - descrito, 8
  - adimensional, 383
  - plumas, 302
- Primeira lei da termodinâmica, 27, 34
- definição de chama, 3
- comprimento aquecido por chama, 201, 368 altura
- de chama, Ver fcomprimento da chama
- comprimento da chama
  - pluma axissimétrica, interação de teto 322-324, 325
  - no canto, 325
  - jato, 323-324
  - pluma de linha, 325
  - fogo na parede, 207, 326
  - contra a parede, 326
- propagação da chama, Ver ffolha de chama
- velocidade ame
  - descrição, 244
  - localização, 247
  - temperatura, 247
- velocidade da chama
  - em casas, 217-219
  - em líquidos, 216-217
  - mídia porosa, 215-216
  - chamas pré-misturadas
    - ideal, 88
    - valor limite, 93-95
    - técnicas de medição, teoria 89-90, 90-93
  - superfície sólida
    - efeito do número Damkohler, 211-212
    - efeito da orientação, 213-215
    - efeito da velocidade e oxigênio, 212-213
    - soluções exatas, 211
    - fluxo oposto, 192-193
    - teoria termicamente espessa, 200-202
    - teoria termicamente fina, 194-196 efeitos transitórios, 198-200 auxiliado pelo vento, 192-193
  - temperatura da chama
    - adiabático, 29, 93, 103-104
    - crítico para extinção, 95, 103, 264, 277-278, 281
    - máximo em plumas turbulentas, 316

limites de inflamabilidade

**descrição, 98-102**

**efeito diluente, 102**

para mistura de combustível, 104

inferior, 95

efeito de pressão, 101

relações estequiométricas, 102-103

superior, 95

**flashback, 90**

**flashover, 340-342, 365-367 ponto de**

**inflamação**

**descrição, 98, 135**

copo aberto, fechado, 135

**mecânica dos fluidos**

revisão, 14-15

fluxos adimensionais, 386

**lei de Fourier, 8, 15**

**Número de Froude**

definido, 377

invariante de pluma, 377

controlado por combustível, 341

misturas de gases, 23-25

**Função de Gibbs, 141-142**

**número de Grashof**

em chamas, 249

**definição, 16**

em modelagem de pressão, 397

**fluxo de calor**

assintótico para chamas, 431

em queima, 228, 257

crítico na propagação da chama, 198

crítico na ignição, 174, 413-415 no fogo, 166

para ignição, 171

**medição de, 170**

na propagação da chama de fluxo oposto, 202-203

em inconsistências de escala, 389-392 re-

radiação de superfície em queima, 412

para chamas de parede, 207-208

**calor de combustão**

**definição, 28**

pelo calor das formações, 33

ideais, 36

líquidos, 430

por oxigênio, 36

polímeros, 424-430

valores em incêndio, 37, 228

componentes de veículos, 423

**calor de formação**

**definição, 30**

valores, 31

**calor de gaseificação**

líquidos, 150

modificado para radiação, 256

modificado para água, 263

polímeros, 412

sólidos, 231-233

**calor de vaporização, 135**

taxa de liberação de calor, (HRR), Ver firepotenciar a

transferência de calor

em compartimentos, 347-351

condução, 15

convecção, 15, 167

definição, 8

adimensional, 384-386

radiação, 15, 167, 169-170

revisão, 15-16

coeficiente de transferência de calor

incêndios no compartimento, 348

**definição, 15**

eficaz para radiação, 173 no

total, 173

**umidade relativa, 143**

equação de estado do gás ideal, 14, 24

**ignição, Veja também autoignição, ignição pilotada, ignição espontânea**

brilhante, 160, 183

líquidos, 135

sólidos, 159

teoria termicamente espessa, 176-180 teoria

termicamente fina, 171-174 propriedades para

materiais comuns, 184-187 de madeira, 181-184

**energia interna, 26**

chamas a jato, 308

**Número de Lewis, 16, 239 limite de oxigênio**

limitante (LOI), 432 limite inferior de

inflamabilidade, Ver flamabilidade

limite

**fração de massa, 23**

coeficiente de transferência de

massa, 16 fração de mistura, 243,

301 mol, 21

**fração molar, 23**

**peso molecular, 21**



Escritório Nacional de Padrões (NBS)

VerNIST

Comissão Nacional de Prevenção de Incêndios e Controle, 1

Associação Nacional de Proteção contra Incêndios (NFPA), 8

Instituto Nacional de Padrões e Tecnologia (NIST)

programa inicial, xiv

fundação, 8

Investigação do WTC, 10-11 National Science Foundation Research

para Necessidades Nacionais (NSF RANN),

xiv, 9

Segunda lei de Newton, 26, 59

pressão parcial, 25

gás perfeito, Verignição

pilotada a gás ideal

em líquidos, 135-136

energia mínima para, 86

em sólidos, 160-161

teoria, 85-86

lei de Planck, 15

Número Prandtl, 16

coeficiente pré-exponencial, 79

pressão, 13

modelagem de pressão

descrição, 392

taxa de queima, paredes, 398

taxa de queima, tubos, 397

propriedades

em chamas, 253

extenso, 13, 26

dados de inflamabilidade,

ignição 409-433, 165

intensivo, 13, 26

propagação de chama de fluxo

oposto, 204 pirólise, 20, 163-164

diâmetro de têmpera

cálculos, 108-109

definição, 95

teoria, 95-97

radiação, Vertaxa de reação de

transferência de calor, 78-79

Número de Reynolds

química, 235, 261

definição, 15, 377

Teorema do transporte de Reynolds, 50

pressão de saturação, 139

estados de saturação, 139

temperatura de saturação

definição, 135

função de pressão,

modelagem em escala 139

descrito, 401

Modelagem de Froude, modelagem

de água salgada 402-403, número de

Schmidt 403-406, 16

autoaquecimento, 118

Diagrama de Semenov

autoignição, 81, 106

taxa de queima, 279-281

incêndios de compartimento,

365-369 ignição pilotada, 87, 107

propagação, 94, 108, 280 diâmetro

de têmpera, 96, 109 tensão de

cisalhamento, 14

Número Sherwood, 16

Variável Shvab-Zeldovich, 241

Society of Fire Protection Engineers, (SFPE), xv

ignição espontânea

tempo de ignição adiabático, 129

tempo aproximado para, 130

descrição, 117-119

métodos experimentais, 124-127

teoria, 119-124

coeficiente estequiométrico, 22

sistema, 25

temperatura

transição vítrea, 410

ignição, 137, 164, 413

fusão, 410

definição termodinâmica, 13

vaporização, 242, 411

prazos

queima, 198

reação química, 85, 161-162

fluxo, 382

ignição, 161

difusão térmica, 85

mistura, 162-163

pirólise, 163-164

ignição espontânea, 127-130

profundidade de penetração térmica

em ignição, 176, 178 em

propagação de chama,

201 termoquímica, 19

termodinâmica, 13-14

Constante de gás universal, 24

ventilação limitada, 21, 341

Número Weber, 392-393

berços de madeira, Ver trabalho de taxa de  
queima, 27

World Trade Center (WTC), 2, 10-11

colheita

definição, 35, 228

para líquidos, 430

máximo possível, 427-429

para polímeros, 424

fumaça, 425-426, 433

para componentes de veículos, 423

modelo de zona

compartimentos, 355

descrito, 49

Número Zukoski

jato de teto, 395

geral, 383

perdas de calor, 385

número de massa, 386

pluma, 319