

5 Revisão bibliográfica do estado da arte

5.1 Introdução

Até 2007, houve apenas um grande acidente industrial envolvendo o GNL. Foi em outubro de 1944, quando GNL vazou de um tanque da *East Ohio Gas*, da facilidade de distribuição (*peakshaving*) em *Cleveland*, OH, devido, segundo apurado, a uma falha ocorrida no material de construção de um tanque que apresentou incompatibilidade para operar em baixas temperaturas (Raj, 2007b). Como não havia depósito de contenção no piso contíguo ao parque de tanques para drenar GNL derramado, desafortunadamente, houve formação de nuvem de vapor inflamável com subsequente ignição e o líquido derramado galgou ruas vizinhas e o sistema de esgoto. O escalonamento do acidente resultou em danos diretos e 128 fatalidades (CEC, 2006).

A partir de então regulamentações mais rígidas de segurança industrial foram promulgadas, demandando o uso de materiais criogênicos na construção dos tanques de armazenamento e um projeto da instalação capaz de conter qualquer GNL derramado.

Adicionalmente, passou-se a exigir mais na parte da segurança de processo e operacional, aumentando significativamente a capacitação e treinamento do pessoal envolvido. O mesmo ocorreu com as tecnologias de construção de navios e tanques de armazenamento que evoluíram drasticamente. Devido às modificações havidas nos códigos e ao comprometimento das empresas com a garantia da segurança, em todo o globo, os índices de acidentes com GNL desde '*Cleveland*' é considerado hoje em dia como sendo inexpressivo (ABS, 2006).

Para se ter uma avaliação inicial da periculosidade da indústria de GNL e qual é a percepção que se tem a respeito, elaborou-se uma consulta preliminar a algumas bases de dados referenciais, posto que não foi objetivo deste trabalho realizar, aprofundar-se na análise dos acidentes ou diagnosticar resultados dessa indústria. Visitou-se a página da CEC (*The California Energy Commission*)²⁴ que dá conta do acidente acima e mais cinco considerados relevantes, relatados no estudo de impacto ambiental *Billiton Cabrillo Port Liquefied Natural Gas Deepwater Port - Revised Draft Environmental Impact Report* (3.13.2006), *Appendix C3-1 Chronological list of LNG accidents*²⁵, constante daquela página. São eles: (i) o acidente de *La Spezia*, Itália, em 1971, com a ocorrência de *rollover* [definição apresentada no item 4.5.1.3. (Navios de tanques prismáticos auto-portantes)] com liberação de 2.000 t de vapor despressurizadas pelas válvulas de segurança durante algumas horas, sem vítimas, mas danificando levemente o domo de um dos tanques do metaneiro *Esso Brega*; (ii) o de *Staten Island*, NY, em fevereiro de 1973, quando houve um incêndio durante reparos de um tanque de GNL da *Texas Eastern Transmission*, colapsando seu domo de concreto que desabou, ceifando a vida de 40 pessoas; (iii) o de *Arzew*, Argélia, em 1977, por conta da substituição de uma

²⁴ Disponível em: <<http://www.energy.ca.gov/lng/safety.html>>. Acesso em 7 mai.2009.

²⁵ Disponível em:

<http://www.slc.ca.gov/division_pages/DEPM/DEPM_Programs_and_Reports/BHP_Deep_Water_Port/BHP_DEIS-R.html>. Acesso em: 10 jun. 2009.

válvula de liga de alumínio fundido ao invés de aço inoxidável, fora de especificação para trabalho criogênico, resultando na morte de uma pessoa por congelamento; (iv) o de *Cove Point*, MD, em 1979, com a explosão da subestação elétrica do terminal de regasificação *Columbia Gas LNG Terminal*, com uma fatalidade e um acidentado grave, e (v) o acidente de *Skikda*, Argélia, em janeiro de 2004, envolvendo vazamento de vapor inflamável seguido de incêndio/explosão nos trens nºs 20, 30 e 40 da planta de liquefação de GN, redundando em 27 fatalidades e 56 feridos, sem danos, contudo, aos três tanques de GNL da instalação. Observa-se que dos seis acidentes mais significativos acima transcritos daquele relatório, ocorridos entre 1944 e 2004 (60 anos) e que redundaram em fatalidades e lesões graves, não houve nenhum envolvendo diretamente um navio metaneiro. Somente o acidente de *Cleveland*, OH, em 1944, atingiu o público externo.

Consultou-se também a base de dados APELL (*Awareness and Preparedness for Emergencies on a Local Level*)²⁶ da UNEP (*United Nations Environmental Programme*), que provê informações sobre desastres entre 1970 e 1998, contemplando variados produtos perigosos. Constatou-se que dos 55 acidentes ocorridos com metano, GN, GLP e outros hidrocarbonetos e produtos químicos correlatos, nenhum deles envolveu GNL.

Naturalmente que os números acima, preliminarmente obtidos, registre-se, não são nenhum indicador de que o GNL seja mais ou menos seguro do que os outros produtos perigosos, uma vez que esses dados não foram normalizados com respeito ao tamanho de cada indústria de *per se* (número de facilidades/metaneiro, uso total do produto, etc.), mas, tão somente, sinalizam que a tecnologia de GNL afigura apresentar um nível de segurança razoavelmente bom.

Como visto, nenhum único indivíduo do público, fora dos trabalhadores da indústria de GNL, foi exposto a qualquer tipo de risco causado pelo criogênico em qualquer lugar (Raj, 2007b; ABS, 2006). Não obstante todas essas salvaguardas, ainda assim (o que é natural), existe um considerável e justificável interesse por parte do público e de agências governamentais reguladoras mencionadas no capítulo 2 (Contextualização, metodologia da pesquisa e estrutura do trabalho), com os riscos potenciais que a atividade GNL acarreta durante o armazenamento e transporte, sobretudo por que o tamanho tanto dos navios metaneiros como a capacidade dos terminais estão aumentando cada vez mais.

Até os anos '70 a questão ficava circunscrita somente aos acidentes envolvendo derramamento de GNL. Porém, com o ataque às 'torres gêmeas' do *World Trade Center* em 'onze de setembro' de 2001, os ataques no *Yemen*, em outubro de 2000 ao *destroyer* americano USS *Cole* atracado no porto de *Aden*, em outubro de 2002, ao petroleiro francês *Limburg*, no porto de *Al-Mukalla*, trouxeram à luz atos potenciais de terrorismo, acarretando grande preocupação das autoridades, justificando o escalonamento da proteção contra ataques terroristas, e a elaboração estudos mais vez mais detalhados.

Nos anos '70 e '80, as questões de segurança resultaram na realização de numerosos experimentos e testes de campo para se compreender os tipos, características e a extensão dos perigos colocados por incêndios de GNL na terra e na água. Muitos modelos foram desenvolvidos para extrapolar os resultados encontrados nos testes, de modo a poder prever, da forma mais próxima possível, os perigos causados por grandes derramamentos de GNL resultantes de acidentes. A predição dos perigos possíveis associados com o armazenamento e transporte de GNL por metaneiros têm motivado um número substancial de estudos experimentais e analíticos (Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004).

²⁶ Disponível em. <http://www.uneptie.org/pc/apell/process/what_is_apell.html>. Acesso em: 26 jun. 2009.

5.2 Inserção do tema

Esta revisão de bibliografia contempla uma imersão em trabalhos de pesquisas experimentais e analíticos realizados até a presente data com GNL, envolvendo desde a escala de laboratório até derramamentos em escala de teste de campo, conforme critério do item 5.6 (Modelos para predição de efeitos físicos).

Especificamente, experimentos com dispersão e incêndios de GNL sobre a água e sobre a terra são revisitados. Explosões, ebulição da poça e explosões com transições rápidas de fase (*Rapid Phase Transition-RPT*) serão tratadas onde se fizerem necessárias e com a profundidade requerida à melhor compreensão do foco central do presente trabalho, que são os incêndios em poça na água.

Embora tenha havido avanços na compreensão do comportamento fenomenológico dos vazamentos de GNL, ainda existem lacunas de conhecimento técnico para a melhoria dessas predições. Quantificar emissões radiantes de grandes incêndios ainda está sujeito a incertezas consideráveis, posto que parâmetros associados a chamas de difusão turbulenta de grandes escalas não puderam ser ainda determinados para um dado incêndio (Muñoz et al., 2004).

Esta revisão contempla, portanto, uma visita ao trabalho experimental feito até então sobre derramamentos de GNL, bem como trabalhos sobre a modelagem e trabalhos analíticos já desenvolvidos.

Ela foi motivada pela necessidade de se pesquisar lacunas e oportunidades de melhoria eventualmente existentes. Algumas dessas lacunas serão abordadas adiante, no contexto da modelagem corrente e nos resultados dos testes realizados. Uma discussão será apresentada sobre o atual estágio do conhecimento, com contribuições incrementais para a referida melhoria de seu conteúdo (Luketa-Hanlin, 2006). Envolve, por conseguinte: (i) conhecer os dados dos vários experimentos de incêndios com GNL, incluindo os maiores já realizados, (ii) estabelecer o estado da arte na modelagem da radiação térmica envolvida e a precisão das predições, e (iii) avaliar a adequação dos modelos correntes quanto à sua aplicação em situações que são várias ordens de magnitude maiores do que aquela usada nos teste de campo (Raj, 2007b).

A identificação dos perigos e avaliação dos riscos de incêndios com GNL contempla considerações sobre três questões fundamentais: (i) descrição das características dos incêndios, a saber, dimensões físicas e emissão de radiação térmica, tanto na magnitude como na distribuição através da geometria da pluma do incêndio, (ii) atenuação da intensidade da radiação devido à absorção e espalhamento na atmosfera participante e completa absorção e/ou reflexão em objetos intervenientes, e (iii) características do receptor no que concerne à absorção da radiação e sua resposta.

5.3 Considerações preliminares

Cresceu, atualmente, o interesse com os riscos associados com o armazenamento, manuseio e transporte de GNL, devido a planos de se expandir consideravelmente o mercado desse energético, com a construção de diversos novos terminais de importação (recebimento) nos Estados Unidos (EUA), Europa, Canadá, Japão e México; além das preocupações com ataques terroristas com os terminais e com os próprios navios metaneiros (Luketa-Hanlin, 2006).

Devido aos grandes volumes envolvidos, os perigos são agora de escalas monumentais, tornando, conseqüentemente, difícil a predição dos riscos associados. Dessa forma, são necessários esforços experimentais, numéricos e analíticos. Os esforços de experimentalistas concentraram-se nas décadas de '70 e '80, em derrames de GNL na água e na terra, com e sem ignição subsequente.

Mas, recentemente, com o renovado interesse sobre o tema, vários trabalhos vêm sendo publicados sobre modelagem, como, por exemplo, Sandia (2008, 2004); Johnson e Cornwel (2007); Fay (2007, 2006, 2003); Raj (2007a, 2007b, 2005); TMS (2006); ABS (2004); FERC (2004); Lehr e Simecek-Beatty (2004); Pitblado et al. (2004); Cornwell e Johnson (2004); Quest (2003); Vallejo (2003). Marcos importantes e estudos foram desenvolvidos por Sandia (2008, 2004), Luketa-Hanlin (2006), ABS (2004), FERC (2004), Lehr e Simecek-Beatty (2004), Fay (2003), Quest (2003, 2001), para balizar e prover requisitos governamentais de segurança para atividade nos EEUU, fornecendo resultados diferentes, parcialmente devido às incertezas, e parcialmente devido às diferenças entre os critérios para predição dos perigos dessas liberações em grandes escalas²⁷. Trabalhos de pesquisa experimental de Koopman e Ermak (2007), Cleaver et al. (2007), Hissong (2007), Vesovic (2007), Conrado e Vesovic (2000), Valencia-Chavez e Reid (1979) também podem ser citados como exemplos.

GNL é composto, como visto, fundamentalmente, de metano (85 a 95% v/v), com etano, propano e pequenas frações de hidrocarbonetos mais pesados compondo o restante. Uma vez transportado a um terminal importador, é re-gasificado para distribuição via gasodutos. Como visto, por ser um criogênico, quando é derramado se vaporiza produzindo vapores de GN. O vapor liberado, predominantemente metano, é inflamável nas concentrações volumétricas entre 5% e 15% v/v nas condições atmosféricas usuais (293 K @ 101,32 kPa) (Sandia, 2004).

Os perigos do GNL são variados. Incluem lesões na pele por contato direto, gera ondas de pressão por transições rápidas de fase (*Rapid Phase Transitions-RPT's*), deflagrações, detonações, incêndios em nuvem e em poça (Luketa-Hanlin, 2006). Sua temperatura criogênica causa fragilização (*embrittlement*) dos materiais.

Como ele desloca o ar, pode causar asfixia, ou danos aos pulmões por inalação de vapores a baixas temperaturas. Em contato com a água, com uma temperatura muito acima de seu ponto de ebulição, existe a possibilidade de uma RPT devido a elevados gradientes de temperatura, em que há uma passagem tão rápida de fase com uma velocidade tão alta que gera movienta a atmosfera reinante com forte turbulência, capaz de gerar uma onda de choque com violento deslocamento do ar e altas sobrepressões atmosféricas. Este é um tipo de 'explosão' por um processo em que não há combustão ou aceleração da frente de chama. Essas sobrepressões consideráveis podem causar danos estruturais.

Existem também perigos relacionados com fenômenos térmicos oriundos de diferentes tipos de processos de combustão, como incêndio em poça, em nuvem e explosões. Se uma ignição ocorre imediatamente durante a liberação de GNL, a poça de líquido formada no substrato pode sustentar um 'incêndio em poça'.

Por outro lado, se a ignição da nuvem de vapor em um ambiente aberto ocorrer durante o tempo em que o líquido ainda estiver em processo de vaporização, haverá um tipo de incêndio denominado 'em nuvem' ou 'em deflagração' (*flashfire*), que se propaga de volta à poça de líquido, resultando em um incêndio 'em poça'. Muito da ignição da nuvem de vapor, depois que todo o líquido tenha evaporado, resulta somente em incêndio em nuvem.

²⁷ Para maiores detalhes, vide discussão no item 5.6 (Modelos para predição de efeitos físicos).

Dependendo da densidade do gás e da porosidade das obstruções encontradas na trajetória da propagação e dispersão da nuvem, um incêndio em nuvem pode se acelerar de tal forma pela turbulência e pelos obstáculos encontrados, podendo formar uma deflagração rápida. Se a nuvem de vapor inflamável estiver próxima de locais onde haja obstruções devido ao congestionamento no arranjo de equipamentos, prédios, etc. podem acarretar efeito significativo na magnitude e na aceleração da frente da chama, devido aos efeitos da interação e cisalhamento entre a massa reacional fluida e as estruturas.

O perigo às pessoas e objetos, fora de um incêndio em poça ou um incêndio em nuvem, provém, fundamentalmente, da radiação térmica emitida pelas chamas. Dependendo da localização relativa do indivíduo, do tempo de exposição e de outros parâmetros, sua pele pode sofrer lesões, queimaduras ou outro tipo de efeitos danosos. São a magnitude e a extensão do perigo a queimaduras provocadas pela inflamabilidade do GNL que despertam tanta preocupação e interesse do público e das autoridades.

Uma visão geral dos mecanismos da fenomenologia do que ocorre quando da punção do costado de um *carrier* e da sequência dos eventuais eventos que lhe sucedem, pode ser observada na Figura 5.1. Destaca-se, na cor vermelha, o percurso da punção mecânica do costado do navio seguida das consequências correspondentes.

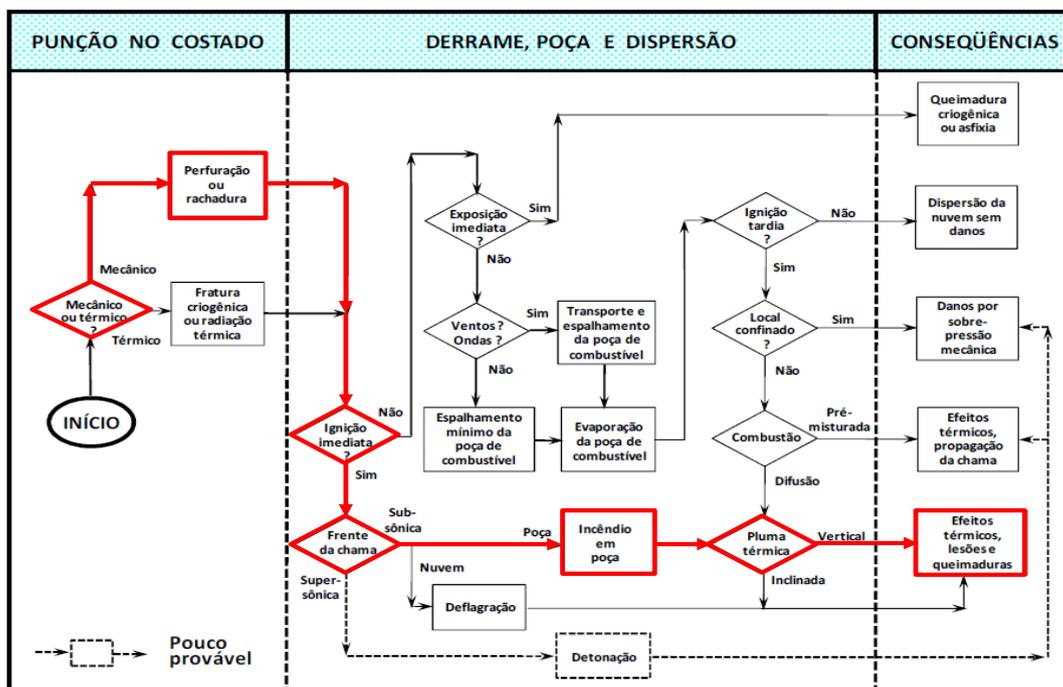


Figura 5.1 – Mecanismos de punção do costado, derrame, dispersão e consequências no transporte marítimo de GNL

5.3.1 Fenomenologia do derramamento e dispersão de GNL

Para se compreender a física envolvida, considere-se um vazamento proveniente de um rasgo no costado navio metaneiro, conforme o esquema e as duas fotos da Figura 5.2. Ela mostra, na foto do lado superior esquerdo, a punção ocorrida no costado de um navio, e, no lado direito o lançamento de GNL na atmosfera feito por meio de uma tubulação na horizontal no deque de um navio, para ilustrar a formação da nuvem de

GNL, contendo vapor d'água condensado pelo resfriamento do GNL que se vaporiza (mais, adiante). Na parte inferior da figura é mostrado o desenho esquemático do GNL armazenado num tanque esférico, com as partes usualmente envolvidas num derrame em um corpo d'água.

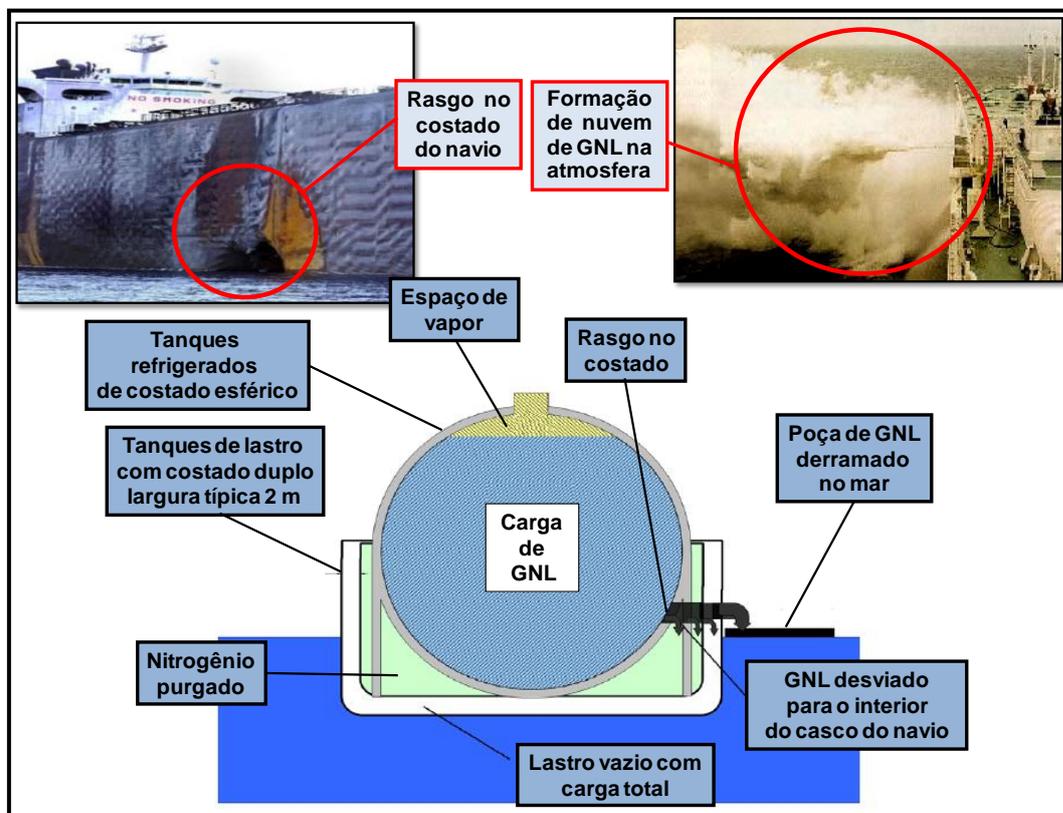


Figura 5.2 - Perfuração do costado de um metaneiro seguida de derrame de GNL
Adaptado de: Sandia (2004)

A determinação da quantidade vazada é o primeiro passo para prever os perigos potenciais. O furo no costado do navio em um (ou mais) de seus de cinco a seis tanques, pode ocorrer acima ou abaixo da linha da água. A avaliação da taxa de vazamento - ou de derrame - do GNL na água depende, por exemplo, da forma do tanque, de seu tamanho, do percentual de enchimento, da localização do furo no costado do navio.

Outra taxa de interesse, é a de como o criogênico se vaporiza na poça formada após o derrame, e é essa que aparece na literatura com diversas denominações, de acordo com cada experimentalista. Por exemplo, podem ser citadas: *'burning rate'*, *'combustion rate'*, *'fuel volatilization rate'*, *'shrinking rate'*, *'vaporization rate'*.

Focando na poça, optou-se por estabelecer uma padronização de nomenclatura de como expressar essa taxa. O que se mede, usualmente, é a velocidade média entre os valores obtidos nos experimentos, em m/s, com que a poça regride de tamanho devido à vaporização do líquido criogênico. Foi verificado com este trabalho, que ela é estimada dividindo-se o volume total de GNL derramado pela área medida da poça e pela duração experimentada durante a queima intensa em regime permanente (Raj, 2007b). Esse 'encolhimento' (*shrinkage*), de um modo geral, começa a ocorrer a partir de quando ela não mais se 'espalha' (mais, adiante). Porém, existem várias denominações para o mesmo fenômeno: evaporação (*evaporation*), volatilização (*volatilization*), vaporização (*vaporization*), apenas alguns para serem citados.

No contexto deste trabalho será adotada então a nomenclatura 'velocidade de vaporização' tomada na média entre os diversos valores adquiridos nos experimentos e

sua notação será a já consagrada na literatura, $\langle \dot{y} \rangle$, expressa em m/s, onde o adorno do sobrepono designa uma taxa e os colchetes para significar a média entre diversos valores medidos ou calculados. Esta mesma velocidade, $\langle \dot{y} \rangle$, muitas vezes aparece na literatura multiplicada pela densidade do GNL, normalmente no seu ponto de ebulição, e passa a ser designada, na maioria dos casos, como ‘burn rate’, ‘burning rate’ e ‘vaporization rate’, denotando, no entanto, ambiguidade quando se usa o mesmo termo ‘burning rate’ para $\langle \dot{y} \rangle$ e para a nova grandeza derivada, cuja notação é \dot{m}_v'' (mais, logo abaixo), denominada ‘abreviadamente’ como ‘vazão mássica de vaporização’, como discutido abaixo.

Isso implica em que essa nova grandeza derivada, tenha dimensões do produto de uma velocidade [m/s], por uma densidade [kg/m³], ou seja [m/s]·[kg/m³], resultando em [kg/(s·m²)], ou [kg/s·m²], onde [] significa as dimensões físicas da grandeza considerada. Mas, numericamente, $\left[\frac{\text{kg}}{\text{s}\cdot\text{m}^2}\right] \equiv \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\cdot\text{s}}\right]$, sendo que é o lado direito da identidade que aparece na literatura. Por outras palavras, significa, fisicamente, que massa é transportada por unidade de tempo por unidade de área, kg/s·m², mas também com dimensões e conceito idênticos às de massa transportada por unidade de área por unidade de tempo, ou seja, kg/m²·s.

A notação já consagrada para esta nova grandeza é \dot{m}_v'' , e será a utilizada ao longo deste trabalho. O sobrepono designa uma taxa e o duplo primo indica uma grandeza por unidade de área, e o subscrito refere-se à vaporização.

Na literatura, são usados diferentes significados para o termo ‘fluxo’. Kreyszig (1999, p. 496), por exemplo, define ‘fluxo’ (ou ‘fluxo integral’) através de uma superfície S , como sendo a massa que cruza esta superfície por unidade de tempo, [kg/s], dado pela integral $\iint_S ([\rho\mathbf{u}] \cdot \hat{\mathbf{n}})dA$ (para o vetor $[\rho\mathbf{u}]$ contínuo, S sendo lisa por partes, e o escalar $[\rho\mathbf{u}] \cdot \hat{\mathbf{n}}$ sendo contínuo por partes). Kaplan (2002, p. 307) o define, também em [kg/s], como $\iint_S \rho u_n d\sigma \equiv \iint_S \rho(\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}})d\sigma$, onde $d\sigma$ é o elemento de área. Já Slattery (1999, 1972, p.451), considera ‘fluxo de massa’ em relação à uma configuração fixa de referência, como a massa da espécie A por unidade de área por unidade de tempo, [kg/m²·s], que atravessa a superfície, dado por $\rho_{(A)}\mathbf{u}_{(A)}$; Bird et al. (2002, p. 536) consideram o ‘vetor do fluxo convectivo de massa’, de forma semelhante, dado por $\rho_\alpha\mathbf{u}$, sendo ρ_α a densidade da espécie α . Warnatz et al. (1999), de forma análoga, consideram ‘fluxo’ (ou ‘densidade de fluxo’) como a variável conservada dividida por (área·tempo).

Como se verá adiante no item 5.5.1 (Experimentos de incêndios em poça e em nuvem com GNL), essa nova grandeza, \dot{m}_v'' , é a soma de duas contribuições: (i) vaporização (e não combustão) da poça de GNL por ebulição devido à transferência de calor gerada pelo gradiente de temperatura entre o substrato (água) e o criogênico, cuja notação por coerência, passará a ser \dot{m}_e'' , somada à (ii) transferência radiativa de calor oriunda da chama gerada pela combustão dos vapores acima da poça cuja notação, que *mutatis mutandis*, será \dot{m}_r'' . De sorte que, doravante, será considerado pela notação

$$\dot{m}_v'' = \dot{m}_e'' + \dot{m}_r'' \quad (5.1)$$

A fim de para manter a coerência com a nomenclatura e simbologia já consagradas, será retida a idéia original dos pesquisadores de se usar o termo ‘rate’ no sentido de vazão: *flow rate* (vazão volumétrica) em [m³/s], *mass rate* (vazão mássica) em [kg/s], *heat transfer rate* (taxa de transferência de calor) em [J/s], etc., bem como o termo ‘vaporization’ que no idioma Inglês, é tido como vaporização. Assim, no contexto

deste trabalho, \dot{m}_v'' será denominada, 'abreviadamente'²⁸, de 'vazão mássica de vaporização', expressa em (massa global de combustível em vaporização)/(área da poça)(tempo), devidamente contextualizada e referenciada na Lista de Símbolos da parte pré-textual deste trabalho, para não pairar dúvidas e ambiguidades sobre a notação adotada.

Por conseguinte, estabelece-se a nítida diferença entre as duas grandezas, as duas notações e os dois conceitos: 'velocidade de vaporização' (o que se mede) e 'vazão mássica de vaporização' (o que se calcula). A relação entre elas é estabelecida por meio da densidade do líquido criogênico, de forma tal que

$$\dot{m}_v'' = \langle \dot{y} \rangle \rho_l \quad (5.2)$$

A composição do GNL varia também segundo a origem, conforme Tabela 4.2. Líquido de metano usado como representativo de GNL (mais, adiante) quando é resfriado na pressão atmosférica ambiente de 101,32 kPa (abs) até sua temperatura de ebulição de 111,66 K, se liquefaz com uma densidade entre 422,5 e 450 kg/m³ (ABS, 2004; Campbell, 1984), a depender se sua composição (ABS, 2004).

Isto é, o volume do gás é reduzido por um fator de $422,5/0,667 \approx 630$ e $450/0,667 \approx 680$ vezes, pois GN (vapor de GNL), tomando por base o metano como gás ideal à temperatura e pressão normais [293 K @ 101,325 kPa (abs)], ou seja, próximas às das condições atmosféricas usuais, apresenta densidade de 0,667 kg/m³ (Campbell, 1984)²⁹. Por conseguinte, nessas condições, é cerca de $0,667/1,178 \approx 0,6 \approx 60\%$ mais leve do que o ar, que nas mesmas condições tem densidade de 1,178 kg/m³ (ABS, 2004).

Já no ponto de ebulição, T_e , do GNL [111,16 K @ 101,32 kPa (abs)], GN apresenta densidade de 1,751 kg/m³ (ABS, 2004), ou seja, é $1,751/1,178 \approx 1,5$ vezes mais pesado do que o ar (Sandia, 2004), como visto anteriormente no item 4.1 (Dimensão multidisciplinar, áreas de conhecimento consideradas e delimitação da abrangência do trabalho). GNL com densidade de 422,5 kg/m³ no seu ponto de ebulição, quando é vertido sobre a água do mar, apresenta uma densidade relativa de $422,5 \text{ kg/m}^3 / 1.025 \text{ kg/m}^3 \approx 0,4$, ou seja, aproximadamente a metade daquela a água.

GNL flutua, então, sobre a água do mar e, devido à diferença relativa de densidades entre ambos, ocorre vigorosa transferência de calor da água para o GNL em função de seu elevado gradiente de temperatura presente de cerca de (293 K – 111,63 K) ≈ 180 K na pressão atmosférica local @ 101,32 kPa (abs). Nesse processo de violenta ebulição, GNL se vaporiza rapidamente formando uma nuvem baixa, flutuante e visível, devido à condensação do vapor d'água na atmosfera.

A forma e o tamanho da poça podem ser afetados pelas condições ambientais como vento, ondas e correntes marinhas. Até o momento, se desconhece como ondas na água afetam a formação da poça, mas é plausível supor que a taxa de vaporização do GNL aumente com a velocidade do vento, aumentando a área de contato e a transferência de calor por aumento da turbulência (Sandia, 2004).

Vento também pode aumentar a taxa de vaporização e alterar a espessura da poça, da mesma forma que as ondas, fragmentando a poça maior em múltiplas poças

²⁸ A denominação completa, pelo critério acima, e pelo conceito de 'fluxo' desses três últimos autores, seria 'vazão mássica de vaporização em [kg/s] por unidade de área [m²]', ou seja, [kg/m².s], para reter os conceitos de vazão e de fluxo. Adotou-se, entretanto, a denominação abreviada, por coerência com a literatura e por simplificação de escrita. Ela é robusta, pois está de acordo, física e matematicamente, com o conceito de 'fluxo' desses três últimos autores.

²⁹ Nas condições atmosféricas usuais @ 288,15 K (25 °C) e 101,32 kPa (abs), Campbell (1984) reporta o valor da densidade um pouco diferente como sendo 0,6784 kg/m³ para metano como gás ideal, e com densidade em relação ao ar (= 1) como sendo 0,5539. A densidade nesta temperatura (288,15 K) é cerca de $0,6784/0,667 \approx 2\%$ maior do que na temperatura de 293 K, o que é coerente, como esperado.

irregulares, diversas daquelas formadas em condições de calma (Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004; ABS, 2004).

A composição do GNL também afeta o tamanho da poça, pois a presença etano e propano tende a aumentar a taxa de vaporização e colapsar o vapor do filme formado na interface [vide item 5.3.2 (Formação e espalhamento da poça)] diminuindo o tamanho da poça. RPT's podem também ocorrer na poça causando um acréscimo na taxa de vaporização. Se o GNL liberado entrar em ignição imediata, um incêndio em poça resulta. E se a ignição não for imediata, o GNL se vaporizará rapidamente produzindo uma nuvem visível logo acima do nível da água que se espalhará com o vento (Luketa-Hanlin, 2006).

O vapor de GNL é incolor, porém, devido à sua temperatura muito baixa, o vapor d'água misturado na atmosfera, como visto acima, se condensa e produz uma nuvem visível. Embora existam vários componentes no GNL, metano evaporará primeiro, pois é o componente mais 'leve' (volátil), e, desta forma, a nuvem será composta primordialmente de metano (Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004).

Conforme constatado por esta pesquisa, próximo ao final da vaporização do metano começam a evaporar os componentes mais 'pesados' que fazem parte da composição da nuvem, uma vez que metano é predominante, devido sua maior volatilidade e fugacidade relativas, além de não formar misturas azeotrópicas nem de máximo nem de mínimo com os componentes mais 'pesados', sobretudo etano e propano. Detalhes podem ser obtidos em (Conrado e Vesovic, 2000) para vaporização de GNL em águas não confinadas e (Valencia-Chavez e Reid (1979) para águas confinadas; para fugacidades, volatilidades e azeótropos, Perry et al. (2007), Foust et al. (1982), Maron e Prutton (1965) poderão ser revisitados.

A nuvem formada se misturará com o ar, principalmente na periferia e em suas bordas, e quando as concentrações de metano estiverem entre o Limite Inferior de Inflamabilidade (LII) e Limite Superior de Inflamabilidade (LSI) a nuvem será susceptível à ignição.

Porém, antes de se passar para a física dos fenômenos de combustão das poças formadas decorrentes de derramamentos de GNL na água ou em terra, é necessário primeiro tecer considerações sobre a formação das poças, para a melhor compreensão dos fenômenos relacionados com a combustão em si dos incêndios, que é um dos objetivos do presente trabalho.

5.3.2 Formação e espalhamento da poça

Para poças com derramamentos não confinados de GNL na água, este se espalha e entra em ebulição com uma alta taxa de vaporização. Esta taxa é constantemente mantida devido a um contato contínuo através de um filme formado entre o GNL e a água a uma temperatura bem mais elevada, conforme esquematizado na Figura 5.3.

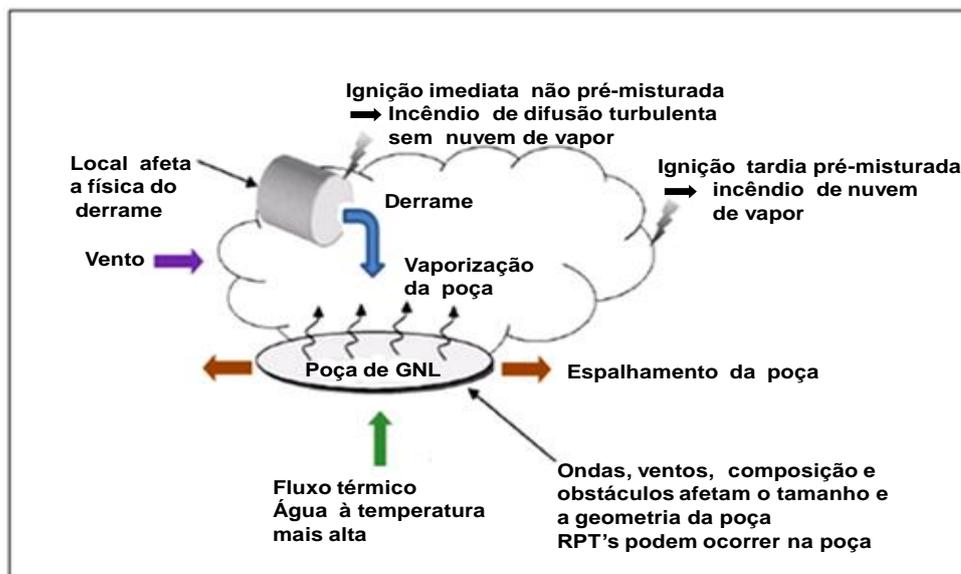


Figura 5.3 - Possíveis consequências do vazamento de GNL
Adaptado de: Luketa-Hanlin (2006)

O espalhamento de uma poça de GNL na água, é um assunto que ainda se discute, gera controvérsias e até hoje não há um consenso inequívoco e único, conforme pôde ser constatado ao longo da pesquisa realizada com o presente trabalho. Portanto, ele não tem a pretensão de esgotar o assunto que ainda hoje se pesquisa, mas tão somente trazer à baila a problemática, e buscar subsídios dentro de uma realidade compatível com os objetivos propostos.

Luketa-Hanlin (2006), por exemplo, explana que quando a vaporização da poça se dá pelo regime ‘ebulição de filme’ [mais, adiante, no item 5.3.2.1 (Experimentos e modelagem da ebulição da poça de GNL)], uma fina camada (filme) de vapor de GNL se forma entre a superfície da água e a poça de GNL. FERC (2004) e muitos pesquisadores (Hissong, 2007; Fay, 2003, 1973, 1969; Hoult, 1972a, 1972b; Webber e Brighton, 1987, 1986; dentre outros) já discutem o espalhamento da poça de GNL na água em termos de vários regimes de escoamento, como, por exemplo, ‘gravitacional-inercial’ (também denominado ‘invíscido’), ‘gravitacional-viscoso’ e ‘tensão superficial-viscoso’.

No regime gravitacional-inercial, isto é, no início do derrame, as forças de inércia governam o escoamento e são contrabalançadas pelas forças viscosas, admitindo-se, porém, simplificações. Neste regime, as forças de atrito estão presentes, mas são pequenas quando comparadas com as forças de inércia, podendo, portanto, serem relaxadas. O contrário ocorre quando o escoamento está mais desenvolvido, quando o regime é gravitacional-viscoso, as forças de inércia ainda estão presentes, mas, geralmente, se tornam pequenas comparadas com as forças viscosas. O ponto de transição entre esses dois regimes é tipicamente assumido quando as forças de inércia e viscosas se igualam. Como o GNL se vaporiza rapidamente quando derramado na água, a maioria dos vazamentos evaporam completamente, antes que as forças de atrito viscoso se tornem importantes. Porém, no caso de vazamentos rápidos (altas vazões) e de grande porte, eles podem perdurar o tempo suficiente para que tais forças devam ser consideradas (FERC, 2004).

Lehr e Simecek-Beatty (2004) sustentam que se um derramamento de GNL é acompanhado imediatamente de ignição com subsequente incêndio na poça derramada, é difícil que o escoamento da mesma transite de escoamento gravitacional-inercial para gravitacional-viscoso. Todavia, se a ignição for retardada, segundo esses autores, a poça poderá a escoar transitando pelo regime gravidade-viscoso até alcançar

o regime tensão superficial-viscoso, quando o filme chega a uma espessura mínima. Discutem ainda que, para grandes derramamentos, se as hipóteses de Fay (2003) são válidas, vazamentos de GNL na água podem transitar para o regime gravitacional-viscoso, e a razão para os modelos desconsiderarem esse efeito está relacionada com os volumes muito menores utilizados em testes e experimentos, quando comparados aos volumes necessários para que a espessura mínima seja atingida.

Assim, diante de escassos dados experimentais, Conrado e Vesovic (2000) e Otterman (1975) preferem não indicar qualquer transição nos mecanismos de escoamento da poça.

Fay (2007) do MIT avançou nas pesquisas quando apresenta o regime de escoamento 'supercrítico da poça', considerando o regime gravitacional-inercial e o escoamento como quase invíscido. Este movimento praticamente sem atrito viscoso está relacionado com o 'efeito Leidenfrost' [mais, adiante, no item 5.3.2.1 (Experimentos e modelagem da ebulição da poça de GNL)]. A poça do líquido em ebulição fica isolada do substrato por uma fina película de vapor de GNL com viscosidade muito menor, cerca de duas ordens de magnitude (10^2) menor do que a viscosidade do GNL e três ordens de magnitude (10^3) menor do que a viscosidade da água. (Fay, 2007; Luketa-Hanlin, 2006; FERC, 2004; ABS, 2004; Opschoor, 1980).

Esta discussão será usada como subsídio para o capítulo 6 (Física e formulação da modelagem do incêndio em poça) e para o Apêndice C (Modelagem matemática do derrame/espalhamento da poça acoplada à do incêndio de difusão turbulenta).

A presente revisão de literatura identificou o método proposto por Webber e Brighton (1987, 1986), descrito por Van den Bosch e Wetterings (1997) como um dos mais robustos, razão pela qual, muito provavelmente, tenham sido adotados por Fay (2003), FERC (2004) e ABS (2004). O método é baseado em soluções de similaridade de corpos de águas rasas (*shallow waters*) e na teoria da lubrificação, que introduz na equação de conservação da quantidade de movimento linear, um termo de desaceleração da frente da poça devido ao atrito viscoso tanto em escoamentos turbulentos como nos laminares.

Segundo o ABS (2004), o método de Webber e Brighton (1987) foi escolhido no diagnóstico elaborado no relatório para a FERC (2004), porque foi o único que incluía os efeitos do atrito, enquanto que o método de Shaw e Briscoe (1978) foi escolhido como representativo dos métodos baseados somente em espalhamento gravitacional. FERC (2004, p. 19), ao final de sua análise, recomenda estimar o atrito viscoso entre a poça de GNL e a superfície da água baseada na tensão de cisalhamento atuante no filme de vapor entre ambos fluidos, decorrente da ebulição do GNL. Entretanto, essa recomendação enfeixa controvérsias. A própria FERC (2004, p. 13) reconhece os comentários de Fay (2004) ao documento da ABS (2004). Fay reportou, naquele documento de 2004, sustentando que o método de Webber e Brighton (1987) não se aplica a todos os fluidos indistintamente, pois superestima o atrito viscoso, causando tendência de retardar o movimento da poça, opinião compartilhada também pelo *Center for Liquefied Natural Gas* (CLNG), mencionado, aliás, pelo ABS (2004).

Segundo comentários de Fay (2004), constantes na revisão encetada pela FERC (2004) ao relatório elaborado pelo ABS (2004), o método não leva em conta o fato de que o regime do escoamento é de 'ebulição de filme'. O vapor de GNL presente no filme é muito menos viscoso do que a água e o GNL.

Por outro lado, o modelo proposto por Webber e Brighton (1987) não considera o coeficiente de atrito um valor constante, justificando diversas circunstâncias, dependendo da superfície do substrato e se há formação do filme de ebulição. É plausível inferir, por conseguinte, que a fina camada de vapor reduza, significativamente, a fricção entre os dois líquidos, donde a FERC (2004) conclui que o

método de Webber e Brighton (1987) superestima os efeitos viscosos. Não obstante, a FERC (2004, p. 14) acrescenta também que sua revisão bibliográfica não havia identificado, até 2004, metodologia recomendada para estimar o atrito viscoso no caso de ebulição do filme.

Entretanto, recomenda uma abordagem simplificada que suponha a condição de haver completo escorregamento entre a poça de GNL e a superfície da água, estimando por análise dimensional o atrito viscoso a partir da tensão de cisalhamento atuante no filme de vapor sem, entretanto, apresentar sua modelagem. Esta hipótese implica a superfície da água permanecer estacionária e o perfil do campo de velocidades na borda externa da poça permanecer uniforme. Essa aproximação pode ser justificada pelo fato de a viscosidade do vapor de GNL ser muito menor do que a viscosidade de qualquer um dos líquidos, GNL e água (FERC, 2004).

Se o derrame for confinado por águas calmas (*quiescent waters*), o não espalhamento pode resultar na formação de uma camada de gelo abaixo da lâmina de GNL. À medida que a espessura desta camada aumenta, diminui a taxa de transferência de calor, reduzindo dessa forma a velocidade de vaporização. A velocidade de ebulição deveria ser similar para vazamentos confinados na terra, uma vez que há diminuição da velocidade de vaporização com o tempo (Reid e Wang, 1978). Pequenas formações de gelo foram observadas também em derrames não confinados na água, mas, durante o espalhamento, a interface turbulenta criada entre o GNL e a água, bem como a elevada taxa de transferência de calor fornecida pela água antes do incêndio, previne formação significativa de gelo.

Uma vez que a poça de GNL tenha se espalhado até sua área e diâmetro máximos, sua espessura se torna mínima. Após alcançar esta espessura, ela permanece constante com a constante vaporização, enquanto a área da poça começa a diminuir. Num dado momento, a tensão superficial não é mais capaz de manter contínua a película, e assim a camada de GNL pode se romper (Opschoor, 1980).

Há registros de que essa película tenha uma espessura mínima de 1 mm a 1,7 mm (Luketa-Hanlin, 2006; Opschoor, 1980; Boyle e Kneebone, 1973), independente da quantidade de GNL derramado. Como ela não é robusta o suficiente, não proporciona inércia térmica que permita congelar quantidades significativas de água (Luketa-Hanlin, 2006). ABS (2004) e Opschoor (1980) também corroboram esta assertiva, pontuando que apesar de a literatura indicar de forma consistente que pode haver formação de gelo na borda da poça somente, isso ocorre quando o derrame do criogênico na água é feito em escala de laboratório. Em casos de vazamentos de grandes escalas da indústria, como a do derrame oriundo de um metaneiro formando poças em mar de águas calmas e abrigadas, é assumido que não há formação de gelo (ABS, 2004).

Na prática, o tempo de vaporização máximo e o raio máximo de um derrame de GNL em mar de águas quiescentes são calculados desprezando-se a espessura mínima da camada e a perda devido à vaporização do GNL que fica submerso na água durante o vazamento. Neste caso, assume-se que o raio da poça máximo é alcançado no momento em que todo GNL tenha sido evaporado (Fay, 2003).

Opschoor (1975) calculou o tempo de evaporação e o raio máximo da poça sem considerar a formação da película de espessura mínima, demonstrando haver uma diferença de 5% em relação ao caso de considerá-la no modelo.

Velocidades de vaporização mais altas resultam em distâncias maiores do LII, que afetam a extensão dos perigos de incêndio em nuvem e explosões. Acréscimos nessa velocidade aumentarão também a velocidade (e a vazão mássica) global de vaporização, visto que há contribuições da transferência de calor a partir da água no processo de ebulição e da retroalimentação do calor irradiado pelo incêndio.

Um aumento na vazão mássica de vaporização decresce a área da poça, reduzindo o diâmetro do incêndio. Embora resultando num incêndio menor, a altura será mais elevada, devido a este acréscimo. A forma da poça determina também as distâncias a partir do incêndio nas quais as radiações térmicas serão perigosas. Dessa forma, determinar a vazão mássica de vaporização, a forma e o tamanho da poça são instrumentos para predição dos efeitos na proteção contra os perigos.

Os itens 5.3.2.1 (Experimentos e modelagem da ebulição da poça de GNL) e 5.3.2.2 (Experimentos e modelagem do espalhamento não confinado do GNL na água), discutem o assunto.

5.3.2.1 Experimentos e modelagem da ebulição da poça de GNL

A ebulição da poça ocorre quando GNL é derramado sobre a água, devido à elevada diferença de temperatura de aproximadamente 180 K entre ambos. Os modos de ebulição da poça e das correspondentes taxas de transferência de calor são função dessa diferença. É como se, hipoteticamente, a superfície de um volume do GNL imerso no seio da água, fosse trazida à tona da água no seu ponto de ebulição.

Nesta temperatura, ocorre a formação de vapor, ou a ebulição denominada de 'regime de ebulição nucleada', onde os locais de 'nucleação' (cavidades impregnadas de vapor ou gás) na superfície do GNL permitem a formação de bolhas. Embora a nucleação seja considerada como ocorrendo em uma superfície sólida, ela também pode ocorrer em um líquido homogêneo (Luketa-Hanlin, 2006; FERC, 2004).

Com o posterior incremento na temperatura da superfície, a formação de bolhas aumenta, produzindo altas velocidades locais no interior do filme próximo à superfície, aumentando, por conseguinte, a transferência de calor. Assim, neste regime, um acréscimo na diferença de temperatura aumenta a transferência de calor para o líquido criogênico. Ocorre, então, um pico de fluxo térmico no 'regime de ebulição nucleada'.

Eventualmente, a formação de bolhas é tão rápida que o líquido é impedido de entrar em contato com a superfície e o fluxo térmico diminui. Este é o denominado 'regime de transição'. Com o continuado acréscimo na temperatura de superfície, esta será coberta por um filme contínuo de vapor e a transferência de calor será reduzida, uma vez que o calor é transportado de forma mais escassa através do filme de vapor com baixa condutividade. Este é conhecido como 'regime de ebulição do filme', e a temperatura mínima para formar um filme estável em ebulição é denominada 'temperatura (ou ponto) de Leidenfrost'. Um fluxo mínimo de transferência de calor ocorre nesta temperatura (Luketa-Hanlin, 2006).

Com aumentos subsequentes na temperatura, o modo de transferência de calor se torna radiativo e aumentando essa taxa. E é devido ao efeito Leidenfrost que, segundo Fay (2007), o espalhamento em águas calmas (*quiescent*) da poça de GNL em evaporação possa ser considerado, na prática, como um escoamento essencialmente invíscido. A Figura 5.4 mostra a transição dos regimes de ebulição do GNL.

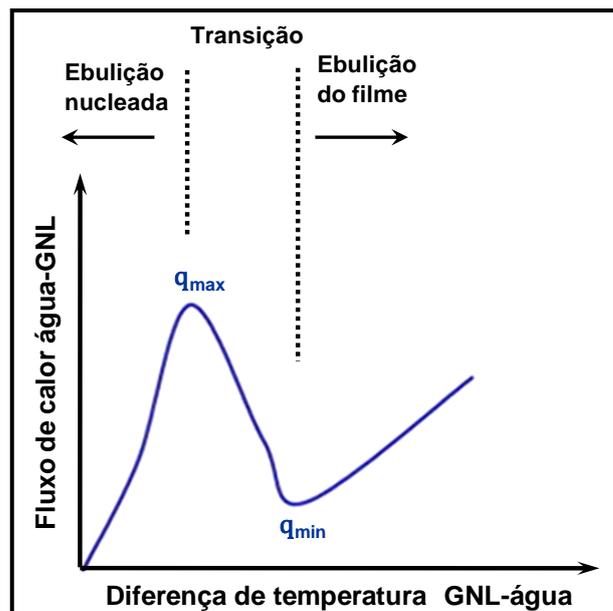


Figura 5.4 – Curva típica do fluxo térmico da ebulição
Adaptado de: Hissong (2007)

De acordo com essa figura, existe uma relação entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura. Em altas diferenças de temperatura, há ebulição do filme, devido à película de vapor de GNL entre a água e o fluido líquido. Em diferenças menores, o filme se desfaz e a ebulição caminha para a região de transição entre a ebulição do filme e a ebulição nucleada. Essa transição, como discutido, faz aumentar o coeficiente de transferência de calor próximo ao final da vaporização (Hissong, 2007).

Conforme Sandia (2004), como GNL é uma mistura de hidrocarbonetos, sua vaporização ocorrerá de acordo com a teoria das misturas, conforme os pesos moleculares, volatilidade e fugacidades de seus constituintes. Durante o espalhamento e vaporização da poça, ocorre o fracionamento do GNL com enriquecimento das frações mais pesadas. Metano vaporiza primeiro, seguido de etano e propano, restando na poça butano e umas poucas frações pesadas. Esse processo é conhecido na indústria como 'fracionamento' (*ageing*) ou 'acomodação atmosférica' (*weathering*).

O calor de ebulição de misturas pode ser substancialmente diferente para os componentes individuais (Perry et al., 1997; Mudan, 1984). Etano e propano têm pontos de ebulição mais altos na pressão atmosférica, 185 K e 213 K, respectivamente, enquanto que metano ferve a 111 K. Ebulição de filme ocorre com metano puro na água, mas com a adição de etano e propano, ocorrerá tanto no regime nucleado como no de transição, principalmente nos últimos estágios de vaporização da poça, embora este modo de ebulição possa ocorrer em qualquer tempo durante a vaporização, quando existe contato entre a água e as regiões mais ricas.

Baseado na literatura existente, ABS (2004) e, posteriormente, FERC (2004), fizeram estudo comparativo dos resultados do comportamento da poça com três tipos de modelos (i) ignorando o efeito da vaporização do filme de vapor de GNL no atrito viscoso, (ii) atrito viscoso baseado na tensão de cisalhamento no filme de vapor, e (iii) anulando o atrito, aplicados a vazamentos considerando diâmetros equivalentes de 1m e 5m no costado de um metaneiro, conforme a Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Comparação do comportamento da poça para diversos modelos de atrito viscoso

Adaptado de: FERC (2004)

Diâmetro do rasgo	1 m			5 m		
	Ignora ebulição de filme ⁽¹⁾	Ebulição de filme ⁽²⁾	Escoamento invíscido ⁽³⁾	Ignora ebulição do filme ⁽¹⁾	Ebulição do filme ⁽²⁾	Escoamento invíscido ⁽³⁾
Diâmetro máximo da poça [m]	130	130	130	180	350	370
Tempo de vaporização [min]	51	51	51	13	5,3	5,2

Observações:

⁽¹⁾ Método original constante de relatório interno da FERC, que ignora o efeito da ebulição de filme de vapor no atrito viscoso.⁽²⁾ Atrito baseado na tensão de cisalhamento atuando no filme de vapor.⁽³⁾ Anulando o termo de atrito viscoso.

Comparando os resultados para diâmetros do rasgo de 1 m, eles são idênticos, independente do modelo. Para 5m, o atrito baseado na tensão de cisalhamento atuando no filme de vapor resulta numa poça com raio 94% $(350 \text{ m}/180 \text{ m})^{30}$ maior do que quando se ignora os efeitos da ebulição do filme, e que quando o atrito é baseado no cisalhamento do filme de vapor não tem efeito muito significado quando comparado com o escoamento invíscido $(0,95 = 350 \text{ m}/370 \text{ m})$. Concluíram que, para diâmetros de 1 m, o efeito do atrito viscoso não é tão importante para ser considerado, mas, para derrames rápidos e de elevada vazão, os efeitos do atrito podem começar a afetar o espalhamento da poça.

FERC (2004) e ABS (2004) recomendam ainda o método de Webber e Brighton (1987), descrito em Van den Bosch e Weterings (1997) da TNO (1997), com a inclusão da tensão de cisalhamento no filme de vapor de GNL sugerida por Fay em FERC (2004), para cenários de vazamento de longa duração em águas calmas (*smooth, quiescent waters*). Esse método apresenta resultados semelhantes ao regime de escoamento em que predominam a gravidade e a inércia, por ser o método que possui maior fundamentação teórica, mais realista do que aqueles que não contemplam as forças viscosas. Porém, essa abordagem não se aplica a todos os fluidos, sobretudo quando o escoamento envolve ebulição e combustão simultâneas, conforme comentários e depoimentos de Fay (de 2004) ao relatório da FERC (2004), conforme visto.

FERC (2004) e ABS (2004) então recomendam, adicionalmente, que se adote a formulação integral, evitando classificar o vazamento como 'instantâneo' ou 'contínuo', uma vez que a formulação integral contempla os dois casos, ou seja, volume definido num tempo 'zero' para o primeiro caso e volume fixo com taxa transiente de vazamento para o segundo. Ainda com base em Fay (2003), essas entidades entendem que seja considerada a formação de poça semicircular em torno do metaneiro, pois é a configuração mais realista para a poça formada. Além do mais, esta abordagem permite também o uso da formulação integral, e tem a vantagem de acomodar no modelo, um termo fonte do vazamento que seja transiente, evitando a necessidade de tratá-lo como instantâneo ou contínuo.

Estas, aliás, foram as rotas adotadas por Fay (2003, 2007), e será a adotada no presente trabalho conforme desenvolvido e apresentado no Apêndice C. Fay (2003) computou a variação temporal das equações diferenciais parciais da conservação da

³⁰ No relatório divulgado para público, a FERC menciona 83 %, o que pode ser atribuído a um equívoco.

massa e da energia e a equação de Euler ao longo da linha de corrente radial da poça, com solução de similaridade, na forma conservativa das integrais. Assim, foi evitado o processo de incrementos finitos no passo de tempo, tratando o escoamento de forma global, permitindo correlações adimensionalizadas para descrever o histórico do mesmo, eliminando a variável tempo, substituída pelo diâmetro do rasgo no costado. O diâmetro da poça semicircular aparece na formulação, de forma implícita em um parâmetro global do escoamento, Y , que será abordado no Apêndice C.

Como os modelos atuais não consideram o efeito das ondas e correntes marinhas, os resultados são aproximados. Todavia, quando um metaneiro é atracado a um terminal, em águas abrigadas, ou em comportas, os efeitos das correntes marinhas e das marés, são praticamente desprezíveis. Esses efeitos tendem a aumentar a taxa de transferência de calor durante o espalhamento da poça, a vaporização, alongando a poça na direção das correntes, aumentando o tamanho do vazamento, e que associado com o vento, promove o arrasto da poça, aumentando ainda mais o tamanho do derrame.

Até 2008, a revisão de bibliografia de Sandia (2008) não havia identificado evidências de haver um modelo completo e robusto para derrame de GNL que englobe impactos simultâneos de vento, correntes marinhas, ação das ondas e marés. Apenas os trabalhos de Quest (2001, 2003) podem ser citados como um avanço, mas os resultados são ainda incipientes, por fornecem baixas estimativas do tamanho da poça, uma vez que modelam as ondas como objetos estacionários, desconsiderando seu movimento e a ação do vento e das correntes (Sandia, 2004).

Estudos e modelagem experimental em escala de laboratório com volumes que não passaram de uma dezena de metros cúbicos demonstraram que os efeitos da composição química afetam a taxa de vaporização do GNL, devendo ser incluído nos modelos de vaporização da poça. Eles demonstraram que a vaporização do GNL é diferente daquela do metano puro e que a vazão mássica de vaporização decresce consideravelmente nos últimos estágios do processo.

Conrado e Vesovic (2000) informam que tratar GNL como metano subestima o tempo de vaporização em 10 a 15%. Investigaram, também, a influência da composição química no comportamento de derrames de GNL e GLP em águas confinadas. O espalhamento foi baseado no regime de escoamento gravitacional-inercial, visto anteriormente, para descrever o comportamento da poça, incluindo a vaporização devido à transferência de calor da água para a poça de líquido. Concluíram que ocorre vaporização preferencial, e que a ebulição não ocorre à temperatura constante.

Foi encontrado decréscimo na velocidade de vaporização devido à variação na composição da poça ocorre nos estágios posteriores. A comparação da vaporização de GNL (90% metano, 10% etano) vs. metano foi diferente, e não considera a vaporização preferencial resultaria em subestimar o tempo de vaporização em cerca de 20%. Para vazamentos quase instantâneos, desprezar os efeitos da vaporização durante o espalhamento pareceu ser uma hipótese simplificadora razoável. Concluem que os modelos de espalhamento deveriam contemplar as propriedades do GNL, ao invés das do metano puro.

Böe (1998) em seus estudos de laboratório coloca que as misturas têm maiores coeficientes de transferência de calor do que os componentes puros, devido a efeitos localizados de evaporação preferencial. Seus experimentos mostraram que as vazões mássicas no início da vaporização de misturas de GNL são 10% maiores do que as de metano (Hissong, 2007). Böe (1998) também fez experimentos com misturas de metano-etano e metano-propano na água. Os resultados indicam que a adição de etano ou propano afeta a vazão mássica de evaporação.

Trabalhos de Drake et al. (1975), também em escala de laboratório, indicaram que GNL tem uma taxa de ebulição mais alta em superfícies confinadas, havendo formação de espuma de GNL na superfície da água com o aumento da taxa de ebulição, resultados estes que coincidiram com os trabalhos de Valencia-Chavez e Reid (1979).

Já ABS (2004) e FERC (2004) analisaram a incerteza global introduzida na modelagem do vazamento do GNL em um cenário de vazamento por um rasgo no costado de um metaneiro com ordem de grandeza do volume vazado (acima de 10.000 m³). A aproximação feita ao se usar metano puro, introduz incertezas desprezíveis ao problema, o que se afigura concebível para a escala industrial. Os metaneiros que estão sendo projetados e construídos a partir de 2008 com capacidades que chegam a 265.000 m³, já alcançam volumes vazamento da ordem de 50.000 m³ (Sandia, 2008).

5.3.2.2

Experimentos e modelagem do espalhamento não confinado de GNL na água

Diversos experimentos de pequenas escalas foram efetuados reportando vazão mássica e espalhamento de poças de GNL na água, sem ignição, mas poucos forneceram tais valores, pois as medições apresentaram grandes incertezas. As poças se tornavam irregulares com o vento, não sendo possível comparar detalhadamente dados experimentais com os modelos desenvolvidos.

Podem ser citadas cinco séries de experimentos, reportados nos trabalhos de (i) Boyle e Kneebone (1973), (ii) Burgess et al. (1970a, 1970b), (iii) Feldbauer et al. (1972) e May e McQueen (1973) (experimentos da ESO, em 'Matagorda Bay', Califórnia, EEUU), (iv) Puttock et al. (1982), Blackmore et al. (1982a, 1982b) e Colenbrander e Puttock (1983) (experimentos de 'Maplin Sands', Inglaterra), (v) Koopman et al. (1978) (experimentos 'Avocet' do LLNL-Lawrence Livermore National Laboratory, Califórnia, EEUU). Resumidamente, foram feitas medições do volume de GNL derramado, que variou entre 0,0055m³ a 20 m³, com os raios da poça variando entre 0,75 e 14 m, com vazões mássicas de vaporização³¹ computadas a partir do volume de derramamento variando entre 0.029 m³ e 0.195 m³.

Vários modelos foram desenvolvidos para o espalhamento de poças de GNL na água, citando-se alguns, Otterman (1975), Georgakis et al. (1979), Briscoe e Shaw (1980), Raj e Kalelkar (1974), Fay (1973), Hoult (1972a, 1972b), May e Perumal (1974) e Opschoor (1980). Otterman (1975) e Briscoe e Shaw (1980) promoveram uma comparação modelo a modelo para vazamentos de 1.000 m³ a 10.000 m³. A maioria deles assumiu que a poça como circular e que o espalhamento era governado somente pela gravidade, ignorando efeitos das correntes, ebulição preferencial e quebra da poça. Alguns deles são adiante descritos, com abordagens típicas do espalhamento.

Opschoor (1980) desenvolveu seu modelo considerando águas abertas sem muita ondulação. Os resultados foram comparados com os experimentos de Boyle e Kneebone (1973) para derrames com 38 kg. Houve concordância na taxa de vaporização para águas confinadas durante o período de formação do gelo e uma boa concordância para o raio da poça. Quando comparado com os experimentos do U.S. *Bureau of Mines* de Burgess et al. (1970a) e Burgess et al. (1970b), o modelo forneceu valores da poça variando com o tempo, abaixo dos encontrados nos testes.

³¹ Alguns experimentos reportaram as velocidades de vaporização em m/s. As vazões mássicas de vaporização foram obtidas multiplicando as velocidades de vaporização pela densidade do GNL, supostamente de 422,5 kg/m³ no ponto de ebulição normal.

Waite et al. (1983) incorporam a transferência de calor, a vaporização preferencial do metano (89% v/v) e etano (10% v/v), e espalhamento da poça governada pela gravidade. Nesse processo, Waite et al. (1983) assumiram um fluxo típico de calor para a ebulição do filme em 25 kW/m^2 , tendo o modelo obtido boa concordância em até 20% do raio da poça encontrado nos testes do U.S. *Bureau of Mines* acima. Este fluxo térmico forneceu melhor concordância do que o valor de 100 kW/m^2 , tipicamente encontrado na literatura.

Brandeis e Ermak (1983) desenvolveram um modelo numérico baseado nas equações filtradas temporalmente e tomadas na média pela profundidade para águas rasas, contemplando derramamentos instantâneos e contínuos incluindo efeitos de transferência de calor e de massa, tensões de cisalhamento e superficiais; a quebra das poças foi tratada incluindo o efeito das tensões de cisalhamento e superficiais. Encontrou-se que o tempo necessário para se alcançar o raio de regime permanente para derrames contínuos aumentava com o crescimento da tensão de cisalhamento, e o raio da poça não era afetado. Os resultados foram comparados com Boyle e Kneebone (1973) com um vazamento de $0,0817 \text{ m}^3$ apresentando boa concordância.

Cavanaugh et al. (1994) desenvolveram o código computacional LSM90®, que simula vazamentos multicomponentes na terra e na água, o qual leva em conta a evaporação brusca por expansão (*flashing*) de líquido, mistura com o ar como aerossol, evaporação da poça de líquido e efeitos de transferência de calor e massa. O espalhamento foi considerado como sendo governado pela gravidade e a ação das ondas foi modelada. Resultados foram comparados com as séries dos experimentos da 'ESSO' [Feldbauer et al. (1972) e May et McQueen (1973)] e de 'Burro' (Koopman, 1982a, 1982b). A diferença entre os resultados experimentais e computados para a taxa de vaporização variou entre 1% e 48%, com 8 dos 10 casos ficando dentro de 14%. O tamanho do derramamento com o qual as comparações foram feitas não foi estabelecido.

Trabalhos de modelagem mais avançada de espalhamento da poça podem também ser citados, como, por exemplo, os de Sandia (2008), Fay (2007), Johnson e Cornwell (2007), Hissong (2007), Lehr e Simecek-Beatty (2004), Fay (2003), Rew et al., (1997), Opschoor (1980), Raj et al. (1979a, 1979b), Raj (1979c) e Raj e Kalelkar (1974).

5.4

Dispersão de GNL derramado e efeitos da combustão e radiação térmica

Como visto, a nuvem formada misturar-se-á com o ar, principalmente em suas bordas, e, quando as concentrações de metano estiverem entre os LSI e LII, ou seja, respectivamente, entre 5% e 15% v/v, a mistura poderá sustentar a chama de um incêndio, caso entre em ignição (Luketa-Hanlin, 2006).

Na literatura científica de incêndios, radiação térmica já está consagrada como o mecanismo dominante de transferência de calor, governando o crescimento e a propagação de alguns tipos de incêndio. Dois tipos principais de tipos de incêndios são citados na literatura (Sacadura, 2005): (i) em compartimentos (*enclosure fires*), e (ii) externos (*outdoors*). O primeiro grupo compreende prédios, salas, túneis. Dentre os externos, aparecem as florestas ou sítios de vida selvagem, diferenciados dos incêndios em plantas industriais ou urbanos (exteriores a prédios).

Em vazamentos industriais, combustão não pré-misturada é referida na indústria como 'incêndio', com a taxa de mistura combustível-ar sendo governada pela difusão turbulenta do escoamento (na literatura encontra-se que em escala de laboratório,

combustão não pré-misturada sendo referida como ‘chama de difusão’). Se a ignição ocorre imediatamente após o vazamento, antes que a mistura tenha lugar, e não ao final quando o combustível está completamente misturado com o ar, então a combustão será ‘não pré-misturada’. Geralmente, a combustão não pré-misturada ocorre em primeiro lugar. Com a junção desses dois termos, turbulência e difusão, são comuns encontrar na literatura expressões equivalentes como ‘incêndio de difusão turbulenta’, ‘chama de difusão turbulenta’. Especialmente no caso de derrames de GNL, o incêndio é referido como ‘incêndio em poça’ ou ‘incêndio de derrame’, dado que o líquido derramado do metaneiro resulta em incêndio em regime ‘quase permanente’. O perigo desse tipo de combustão é, essencialmente, térmico, uma vez que provém de um fluxo de radiação térmica.

Outros tipos de combustão não pré-misturada, incluindo chamas em jato ou em *spray*, não são relevantes para derrames de GNL, devido à baixa pressão de armazenamento e ao seu baixo ponto de ebulição. Se a mistura ocorrer antes da ignição, ter-se-á uma ‘combustão pré-misturada’ (Luketa-Hanlin, 2006). Em acidentes industriais, duas formas de combustão pré-misturada podem ocorrer, dependendo da energia da fonte de ignição e de fatores e condições geométricas locais. Essas duas formas são denominadas ‘deflagração’ e ‘detonação’. Deflagração é o modo mais provável de ocorrer. Como o combustível está pré-misturado com o ar, as chamas se propagam numa taxa relativa à mistura química (‘velocidade da frente de chama’) na qual a mistura turbulenta pode aumentar a área da frente da chama e seu dobramento.

Deflagrações diferem em suas consequências, dependendo se ocorrem em volumes confinados ou não confinados (Van den Bosh e Weterings, 1997). Em grandes áreas abertas, produtos quentes de combustão são flutuantes e se misturam com o ar no seio da mistura do combustível, resultando numa ‘bola de fogo’ (*fireball*), fenômeno observado quando uma nuvem de vapor de GNL entra em ignição logo no início da dispersão quando a concentração da nuvem está significativamente acima do LSI (TMS, 2006). Em ambientes fechados, a combustão resultará em um aumento de pressão devido ao confinamento da expansão do volume de gases quentes, resultando no colapso do invólucro do volume confinante. Em casos especiais com elevados níveis de confinamento, fortes misturas com o ar, e fontes de ignição com muita energia, podem dar origem a uma ‘detonação’. Esses eventos, em linguagem livre, são denominados de ‘explosões’. Vazamento de GLP em ambiente doméstico seguido de ignição e combustão é um exemplo típico.

Se as partes inflamáveis da nuvem que estejam próximas ao LSI entrarem em contato com um a fonte de ignição, e dado que a ignição tenha ocorrido, a chama pré-misturada propagar-se-á, queimando como um incêndio governado por difusão molecular a partir da fonte de ignição até o ponto do vazamento. Este fenômeno é conhecido como ‘incêndio em nuvem’ (*flashback*) ou (*flashfire*), podendo gerar altas pressões ou resultar em uma queima lenta ou em uma bola de fogo. Incêndios em nuvem podem ocorrer de duas maneiras principais, (i) como uma queima lenta no sentido retroativo em direção ao ponto de vazamento, denominado ‘incêndio em nuvem’, e (ii) como uma ‘bola de fogo’, uma queima rápida do combustível caracterizada com elevada aceleração vertical (Raj, 2007b; ABS, 2004). A chama que retorna ancorar-se-á na fonte do derrame, e um ‘incêndio em poça’ (*poolfire*) terá lugar na fonte do vazamento, enquanto ele perdurar.

Na maioria dos cenários de derrames já pesquisados, os perigos associados à radiação térmica são esperados se manifestarem sob forma de incêndios em poça, baseado na alta probabilidade de que uma fonte de ignição estará presente na maioria dos casos. Bolas de fogo ocorrem quando o combustível está suficientemente atomizado provendo uma mistura que pode ser rapidamente consumida. São eventos de curta

duração, da ordem de segundos (10 s a 15 s), mas são letais num raio próximo, devido à alta radiação térmica emitida (da ordem de uma centena de kW/m²). Assim, de modo a analisar eventos de combustão é necessário considerar incêndio em poça, em nuvem e explosões.

Os parâmetros que comandam o cálculo dos efeitos e os perigos de incêndios em poça são a geometria da chama, incluindo o tamanho (diâmetro) da poça e sua forma, vazão mássica de vaporização, calor irradiado, e o fator de configuração geométrica (*view factor*). Para incêndios em nuvem, são a extensão da nuvem, sua composição, e propriedades radiativas. Explosões requerem conhecimento da intensidade de mistura das diversas espécies, extensão do confinamento, e características da ignição, como sua energia e geometria (Raj, 2007b).

Esta descrição dos possíveis efeitos de um vazamento fornece indicações dos diversos parâmetros envolvidos. Dessa forma, estudos experimentais têm sido desenvolvidos para aquisição de dados de dispersões de nuvens de GNL, e dos diferentes modos de combustão apresentados, conforme mostrado na Figura 5.1. Os experimentos em escala de teste foram desenvolvidos para dispersão de nuvens e derramamentos de GNL na água e na terra, contemplando poças com diâmetros que variaram entre 1,8 m e 35 m. Áreas nas quais existirem lacunas no conhecimento serão discutidas.

5.5

Investigações experimentais com eventos de combustão

5.5.1

Experimentos de incêndios em poça e em nuvem com GNL

Este tópico apresenta revisão de estudos experimentais de incêndios em poça de GNL na água e na terra, não sendo abordados incêndios em nuvem por não fazerem parte do escopo deste trabalho. Foram feitos mais testes em diques na terra do que com poças de GNL na água. Por cerca de 30 anos diversos experimentos com incêndios de GNL têm sido conduzidos para compreender suas características e a emissão de radiação térmica. Entre 1962 e 1987 (25 anos) foram realizadas 9 séries de 80 testes de campo para incêndios com poças de GNL, sendo 65 derramadas sobre a terra e 5 sobre a água.

Os sítios de teste foram assim distribuídos: 3 séries nos EEUU, 2 na Inglaterra, 1 na França, 2 no Japão e 1 na Líbia (Raj, 1982), e de um modo amplo, dois tipos de testes foram: incêndios em poça de tamanho fixos na terra, e incêndios em poça de tamanho variável sobre a água. Foram medidos o fluxo de calor radiante, vazão mássica de vaporização, geometria da chama e velocidade da chama (Luketa-Hanlin, 2006). Os diâmetros desses incêndios variaram entre aproximadamente 2m (1,8 m) e 35 m, na terra, e 30 m na água. A Tabela 5.2 apresenta os resultados de alguns dos testes mais importantes.

Embora o objetivo do presente trabalho seja incêndios em poça de GNL na água, são citados aqui os resultados de incêndios em terra, pois auxiliam na compreensão da física do problema e fornecem um panorama mais amplo sobre o assunto. Alguns experimentos informaram a velocidade de vaporização do combustível líquido na poça, $\langle \dot{y} \rangle$, e outros a vazão mássica de vaporização, \dot{m}_v'' . A vaporização do GNL ocorre por transferência de calor da superfície do substrato para a poça, e transferência de calor por radiação por combustão da poça, este último sendo o mecanismo dominante na media em que aumenta o diâmetro da poça (Luketa-Hanlin, 2006). E, como acima

explanado nas equações (5.1) e (5.2), a vazão mássica global de vaporização, \dot{m}_v'' , é a soma da vazão mássica de ebulição, \dot{m}_e'' , com a vazão mássica de radiação, \dot{m}_r'' , ou seja, $\dot{m}_v'' = \dot{m}_e'' + \dot{m}_r''$ (Hissong, 2007).

Na Tabela 5.2, na coluna referente às medições das velocidades de vaporização, encontram-se também lançadas entre parênteses as vazões mássicas de vaporização calculadas pela conversão entre ambas, usando-se a densidade supostamente uniforme do GNL como sendo $422,5 \text{ kg/m}^3$ [$T_e = 111,66 \text{ K @ } 101,32 \text{ kPa (abs)}$] e valores das medições das velocidades feitas nos experimentos de 'Lake China' e 'Maplin Sands', para ensaios na água. De forma análoga, são reportadas também as vazões mássicas de vaporização dos experimentos de 'Thornton Center' e 'Montoir' na terra.

Nesta mesma tabela, aparece uma variável, poder emissivo³² médio temporal das chamas, \bar{E} . A medida com radiômetros de grande angular (*Wide Angle Radiometers-WAR*) variou entre 92 e 267 ($240 + 47$) kW/m^2 , a fração média da energia de combustão irradiada pela chama, κ_r , entre 12 e 34%, e a velocidade de vaporização do combustível líquido na poça, $\langle \dot{y} \rangle$, variou entre $1,5 \times 10^{-4}$ e 11×10^{-4} m/s . Observe-se que o poder emissivo é uma média temporal tomada durante o tempo de duração do incêndio, pois a geometria da chama varia com o tempo (Beyler, 2002; Rew et al., 1997). Quando é medido com radiômetros de grande angular WAR ou de pequena angular NAR (*Narrow Angle Radiometer*), é referido como 'poder emissivo médio temporal da superfície da chama', ou, simplificada, 'poder emissivo (hemisférico total) médio (temporal) da chama'.

Cabe, neste ponto, um esclarecimento acerca dos radiômetros. Conforme Anexo B (Tópicos sobre radiação térmica em um meio participante), emitância é a medida de quão bem um objeto irradia energia quando comparado a um corpo negro, no mesmo comprimento de onda e mesma temperatura. Assumindo-se que a maioria dos objetos reais é cinza e opaca, eles podem refletir parte da radiação incidente.

Dependendo da posição e do 'campo de visão' do radiômetro em relação à pluma de incêndio, quando se mede seu poder emissivo (e a temperatura), pode haver reflexões na região do infravermelho (mais, adiante) no interior do instrumento, e essa energia refletida representa uma fonte de erro na leitura da medida, fazendo com que a emitância da chama seja superior à unidade. Para evitar esses erros, os radiômetros devem permitir a computação da temperatura do infravermelho, e, por meio de calibração, compensar esse erro (internamente no instrumento) com alocação de uma emitância, por exemplo³³.

³² A Lei de Stefan-Boltzman, estabelece que a energia total irradiada por unidade de área de uma superfície de corpo negro por unidade de tempo é denominada por irradiância, densidade de fluxo de energia radiante, fluxo de radiação térmica ou poder emissivo de uma superfície. No sistema SI, é medida em J/s.m^2 ou W/m^2 . O poder emissivo hemisférico total médio temporal de corpo negro é dado pela eq. (B.21), $\bar{E}_b = \frac{1}{\Delta t} \int_{t=t_1}^{t_2} \int_{\lambda=0}^{+\infty} \pi I'_{\lambda,b}(\lambda) d\lambda dt = \frac{\sigma}{t_2-t_1} \int_{t=t_1}^{t_2} [T(t)]^4 dt$. O poder emissivo hemisférico total médio temporal de um corpo cinza, \bar{E} , é dado pelo produto de poder emissivo hemisférico total de corpo negro, E_b , por sua emitância hemisférica total, ε .

³³ Disponível em: <http://www.irinfo.org/tip_of_week_2010.html>. Acesso em: 6 jun. 2010.

Tabela 5.2 – Testes de incêndios em poça de GNL (terra e água) – décadas de '60 a '80. Adaptado de: Raj (2007b), Luketa--Hanlin (2006), Sandia (2004), Mudan (1984), Mizner e Eyre (1982, 1983)

Número da série de testes	Detalhes dos testes			Tipo de teste	Total de testes	Volume derramado (V_0) [m ³]	Vazão de derrame (\dot{V}) [m ³ /min]	Dimensões do incêndio	Comprimento da chama visível (L_V) [m] Razão L_V/D [-]	Principais resultados			Referências técnicas
	Ano	Patrocínio	Nome e Local							Velocidade e vazão mássica de vaporização (\dot{y}) x 10 ⁻⁴ [m/s] (\dot{m}''_v) [kg/ m ² .s]	Poder emissivo médio (\bar{E}) [kW/m ²]	Energia de combustão irradiada (χ_r) [%]	
1	1962	U.S. Bureau of Mines	'Lake Charles', LA; EEUU	Bandejas de 0,38 m Testes em laboratório. Diques de 3 m x 3 m e 6 m x 6 m. Substrato: terra.	ND ⁽¹⁾	ND	ND	Diâmetro da bandeja: 0,38 m Diâmetro equivalente do dique: 3,4 e 6,8 m	3 a 7	1,94 (média dos diques) (0,082) (calculada)	ND	20 a 34	Burgess, Zabetakis (1962) Mudan (1984)
2	1969	ESSO	'ESSO' ou 'Libya'; Líbia	Incêndio em trincheira, com alimentação contínua de GNL. Substrato: terra.	6	0,73 a 10,2	18,9	70 m comprimento x 25 m largura x 5 m profundidade. Diâmetro equivalente ~ 8m	ND	1,6 a 2,1 (0,0676 a 0,0887)	92	12 a 16	May e McQueen (1973) Luketa –Hanlin(2006)
3	1973	AGA	'AGA' ou 'San Clemente', CA; EEUU	Derrame de GNL, circundado por diques. Substrato: terra.	7	ND	ND	Diâmetro: 1,8 m	1,5 a 3,0	1,5 a 2,2 (0,0633 a 0,0845)	100	20	AGA (1974)
					8	ND	ND	Diâmetro: 6,1 m	ND	3,0 (0,127)	160 ± 17 (WAR e NAR)	25	Raj e Atallah (1974)
4	1976 a 1978	U.S. Coast Guard	'China Lake', CA; EEUU	Poça não-confinada com derrame contínuo de GNL Substrato: água.	16	3 a 5,7	1,2 a 6,6	Entre 8,5 e 16,8 m Diâmetro médio: 13 m (12,5 m)	Correl. ⁽²⁾ Thomas 25 a 55 (2,8 a 4,3)	4 a 11 (0,169 a 0,465) (calculada)	210 ± 20 (NAR) 220 ± 47 (WAR)	12 a 32 Função da vazão de derrame	Raj et al. (1979a,b) Schneider (1980)
5	1976	JGA	'JGA'; Japão	Derrame de GNL circundado por dique. Substrato: terra.	3	ND	ND	Quadrado de 2 m x 2 m.	ND	ND	58	13	JGA (1976)
6	1980	British Gas	ND	Derrame de GNL circundado por dique. Trincheira retangular de 6,1 m x 13,7 m. Substrato: terra.	29	ND	ND	Diques quadrado e retangular. Diâmetro equivalente. 10,3	ND	2,2 (0,0929)	135 ± 15	12,6	Moorhouse (1982)
7	1980	Shell Research Co.	'Thornton Center'; Inglaterra	Derrame de GNL em dique de concreto isolante. Substrato: terra.	ND	ND	ND	Diâmetro: 20 m	43 (2,15)	2,5 (0,106) (calculada)	153 (médio) 219 (máx)	ND	Mizner e Eyre (1982) Luketa-Hanlin (2006)
			'Maplin Sands'; Inglaterra	Poça confinada no mar. Substrato: água.	Só um incêndio em poça (Teste #9) ⁽³⁾	5 a 20	3,2 a 5,8	Diâmetro efetivo: ~ 30 m	80 (2,6)	2,1 a 4,3 (0,088 a 0,182) (calculada)	178 a 248 Médio: 203	ND	Hirst e Eyre (1983) Mizner e Eyre (1983) Luketa-Hanlin (2006)
8	1981	Tokyo Gas	'Tokyo Gas'; Japão	Poça em dique. Substrato: terra.	8	ND	ND	Quadrado de 2,5 m x 2,5 m	ND	ND	ND	ND	Kataoka (1981)
9	1987	Gaz de France	'Montair'; França	Derrame de GNL em dique de concreto isolante. Substrato: terra.	3 (Teste # 2)	238	ND	Diques rasos com diâmetro de 35 m	77 (2,2)	3,334 (0,141) (calculada)	165 ± 10 ⁽⁴⁾	ND	Nédelka, Moorhouse, Tucker (1989)

Observações:

⁽¹⁾ ND: não disponível.

⁽²⁾ A correlação de Thomas (1963) é dada pela equação (5.18).

⁽³⁾ Duas séries de 34 e 7 testes cada.

⁽⁴⁾ Medições com radiômetros WAR (*Wide Angle Radiometers*).

Conforme Luketa-Hanlin (2006) e Sandia (2004), podem ser alinhadas algumas tendências: (i) as principais diferenças encontradas entre incêndios em poça na água e na terra são a vazão mássica de vaporização e a altura da pluma do incêndio, e, a depender do substrato, condições de ventos, marés, correntes marinhas e outros fatores. De um modo geral, incêndios na água geram plumas de geometria maior; (ii) o fluxo térmico adicional da água para o GNL tende a aumentar a vazão mássica de vaporização, e conseqüentemente, a altura da chama; (iii) os poderes emissivos dos incêndios na água e na terra se mostraram similares em incêndios de tamanhos (diâmetros) equivalentes até um diâmetro de aproximadamente 15 m.

Como o foco deste trabalho são incêndios em poça, não foram comentados experimentos sobre dispersão de nuvens de vapor de GNL sem eventos de combustão como os experimentos (i) da ESSO *Research and Engineering Company* e do *American Petroleum Institute* de 1973 em 'Matagorda Bay', Texas, EEUU; (ii) testes de 1973 da Shell com vazamento por braços de carregamento do metaneiro *Gadila* em 'St. Nazaire', França; (iii) testes de 'Avocet' e de 'Burro' em 1980 de dispersão de nuvens de GNL realizados pelo *Lawrence Livermore National Laboratory Laboratories* – LLNL, no *Naval Weapons Center* em *China Lake, California*, EEUU, patrocinado pelo USDOE e *The Gas Research Institute-GRI*; (iv) dispersão de nuvens de GNL com obstáculos dos testes 'Falcon', conduzidos em *Frenchman Flat, Nevada*, EEUU, pelo LLNL e patrocinados pelo GRI e USDOT.

Da mesma forma, não foram descritos os testes de 'Coyote' realizados em 1981 pelos Laboratórios LLNL e pelo *Naval Weapons Center* em 'China Lake', *California*, EEUU, patrocinados pelo USDOE e pelo GRI (*Gas Research Institute*) (Rodean et al., 1984). Estes testes foram realizados com combustão de nuvens de vapor de derrames de GNL na água para estudar espalhamento do incêndio, propagação da chama e fluxo térmico. Houve formação de incêndio em poça, mas as medições não foram adquiridas, daí sua exclusão. Mencione-se também trabalhos de McQueen e al. (1972) sobre dispersão de nuvens com mistura de combustíveis na água para o *American Petroleum Institute* (API).

Uma vez reportados os resultados dos experimentos conforme a Tabela 5.2 acima, eles serão discutidos nos itens 5.5.2 (Experimentos com poça na terra), 5.5.3 (Experimentos com poça na água) e 5.5.4 (Resumo dos resultados com incêndios em terra e na água) apresentados os resultados das descobertas. Comparações entre diâmetros maiores não foram possíveis de serem realizadas para incêndios na água, devido à falta de dados completos para este caso.

5.5.2 Experimentos com poça na terra

São relatados abaixo os que a literatura considera como mais importantes, por apresentarem resultados dos experimentos consistentes com a fenomenologia.

5.5.2.1 Experimentos do U.S. *Bureau of Mines* ('Lake Charles')

Burgess e Zabetakis (1962) reportam ensaios pioneiros de laboratório e de campo realizados em *Lake Charles, Louisiana*, EEUU, para compreender e medir: vazão mássica de vaporização, \dot{m}_v'' , de GNL, com e sem incêndio; misturas de vapor de GNL com o ar, emissão de radiação térmica sob forma de fração da energia de combustão, etc. Os testes de laboratório foram realizados com bandejas de 0,38 m e os de campo foram realizados com GNL derramado em diques de 3m x 3m e 6m x 6m. A vazão mássica de

vaporização obtida com a poça de 0,38 m foi de 0,082 kg/m².s [$\langle \dot{y} \rangle = \dot{m}_v'' / \rho_l] = 1,94 \times 10^{-4}$ m/s}. A fração da radiação medida com os diques de 3m x 3m e 6m x 6m variou entre 20% e 34%.

Burgess e Zabetakis (1962) concluíram que, embora a vazão mássica de vaporização do GNL correspondente em base volumétrica³⁴ fosse maior do que a da gasolina, ambos apresentavam a mesma vazão em base ponderal³⁵. Ou seja, as taxas de calor liberado por unidade de área (ou fluxo por unidade de tempo), \dot{Q}/A , em J/s.m² ou W/m², de um incêndio com gasolina e outro com GNL do mesmo tamanho, eram praticamente iguais, uma vez que ambos, gasolina e GNL, têm o mesmo calor de combustão por unidade de massa (com uma incerteza de aproximadamente 3,5%).

Adicionalmente, concluíram também que vapores de GNL não eram explosivos, mesmo quando uma grande quantidade de vapor foi gerada por *flash*³⁶ devido à rápida ebulição do GNL em contato com um terreno mais quente, e seguido de ignição imediata. Outra conclusão foi que o GNL podia ser armazenado em tanques dotados de diques de contenção (*impoundment*), assim como é armazenada a gasolina.

5.5.2.2 Experimentos da 'ESSO' ('Libya')

Realizados em 1969 na Líbia por May et al. (1973), envolveram medições da radiação térmica de um incêndio numa trincheira irregular, na qual o GNL (72% metano e 23% de etano e propano) foi continuamente alimentado para manter o nível constante. O campo de radiação térmica em torno da trincheira foi medido com termopilhas calibradas. A fração média irradiada, κ_r , obtida nos testes foi inferida em 12% da energia de combustão liberada (este número aumentou para 16 %, considerando-se a emissão da parte do incêndio abaixo da borda da trincheira).

A velocidade de vaporização do combustível líquido na poça, $\langle \dot{y} \rangle$, em regime permanente foi calculada a partir de medições como sendo entre $1,6 \times 10^{-4}$ m/s e $2,1 \times 10^{-4}$ m/s. Devido à relativamente mais alta concentração de hidrocarbonetos mais pesados na mistura, foi reportada pelos autores que a pluma da chama do incêndio não foi tão luminosa quanto uma pluma com uma concentração mais alta de metano.

5.5.2.3 Experimentos da *American Gas Association* ('AGA')

A *American Gas Association* (AGA) (1973, 1974) patrocinou uma série de testes realizados nas instalações da TRW em *San Clemente, California*, EEUU, também reportado na literatura como '*San Clemente*'. Incluiu vários incêndios em poça com diques com 1,8 e 6,1 m de diâmetro. As características geométricas das chamas foram medidas fotograficamente, e os campos de radiação foram medidos com radiômetros WAR. Adicionalmente, as velocidades de vaporização foram medidas usando medidores

³⁴ Expressa em (volume total de combustível vaporizado)/(área da poça) (tempo), m³/m².s.

³⁵ Expressa em (massa total de combustível queimado)/(área da poça) (tempo), kg/m².s.

³⁶ No artigo original, Burgess e Zabetakis (1962) se referem a uma vaporização quase-instantânea do GNL por uma brusca expansão (ebulição) quando encontra uma superfície mais quente, ou seja, um *flash* termodinâmico. Este termo não deve ser confundido com a forma abreviada *flash*, a partir de *flashfire* (incêndio em nuvem), às vezes também encontrada na literatura e já apresentada no item 5.3.1 (Fenomenologia do derramamento de GNL).

de profundidade, e o fluxo térmico entre o solo e a poça criogênica foi inferido a partir de medições de temperatura obtidas com termopares localizados em diferentes profundidades no solo abaixo do centro da poça. Dentro das limitações dos tamanhos das poças usadas nos testes, constatou-se que a vazão mássica de vaporização, o poder emissivo da chama e a fração percentual da energia de combustão irradiada, aumentavam com o aumento do diâmetro da poça. O poder emissivo médio temporal, \bar{E} , da pluma da chama do maior incêndio foi calculado em 150 kW/m², variando no intervalo 143 a 177 kW/m². Os valores médios dos parâmetros característicos dos incêndios com os diâmetros mencionados foram calculados e indicados na Tabela 5.2. Raj e Atallah (1974) publicaram discussões adicionais sobre os resultados encontrados. Outros dados foram observados: o comprimento da chama visível, L_v , (ou altura, em ocasiões de calma) era de 1,5 a 3 vezes o diâmetro da base do incêndio, e sua cor variava de amarelo no início, a laranja, à medida que o GNL era consumido.

Quando se ia da base da chama até seu topo, adensava-se a produção de fumaça, formando-se uma espessa cortina, indicando que, com estas geometrias, incêndios de GNL também produziam significativa quantidade de fumaça negra. Outra importante descoberta foi que, a partir de uma velocidade crítica do vento, a chama começava a se inclinar como se fosse um corpo sólido.

5.5.2.4 Experimentos da *Shell Research Co.* ('*Thornton Center*')

Mizner e Eyre (1982) reportaram uma série de testes feitos em 1980 com GNL, GLP e querosene, no *Thornton Research Center*, em *Maplin Sands*, Inglaterra, com incêndios de 20 m de diâmetro. Os testes foram conduzidos em diques rasos de concreto isolante e pré-resfriados com nitrogênio líquido. Os testes, patrocinados pela Shell, foram realizados para medir a radiação térmica de incêndios em poça confinadas na terra, envolvendo GNL, GLP e querosene, usando radiômetros WAR e de pequena angular (*Narrow Angle Radiometers* – NAR) (Mizner e Eyre, 1982). Foram também feitas medições da vazão mássica de vaporização, velocidade e direção do vento, umidade relativa do ar, temperatura de superfícies metálicas de placas próximas ao incêndio. Filmes de vídeo e fotografias foram feitos a barlavento e na transversal das chamas (Luketa-Hanlin, 2006).

Com o único teste com 20 m de diâmetro para o GNL, a chama aparentou um formato quase cilíndrico, inclinada na vertical devido a ventos de 6,15 m/s, e a queima de metano puro foi monitorada por mais de 240 s (4 min), num incêndio que durou cerca de 420 s (7 min). O comprimento médio da chama do incêndio de GNL medido usando gravações de vídeo para a chama de GNL foi de 43 m, com uma razão comprimento/diâmetro de 2,15. A correlação de Thomas (1963) [vide eq. (5.18)] para esta razão apresentou o valor de 1,88, quando foi usada a vazão mássica de vaporização obtida por meio de medições, subestimando o comprimento médio da chama em 12,6%. A vazão mássica de vaporização do combustível líquido, \dot{m}'' , foi medida como aproximadamente constante durante todo o tempo da queima, com um valor de 0,106 kg/m².s, para o GNL e de 0,13 kg/m².s para o GLP. Para o GNL, o poder emissivo médio medido foi 153 kW/m², e para o GLP foi um valor bem mais baixo, 48 kW/m², devido ao efeito 'escudo térmico', ou seja, obscurecimento da pluma pela produção de fuligem e fumaça. Os valores máximos medidos com radiômetros NAR foi 219 kW/m². Os desvios padrões do poder emissivo médio, inferidos a partir dos dados adquiridos com os radiômetros ficaram em torno de 10%. O poder emissivo inferido a partir dessas

placas variou entre 137 e 169 kW/m², com um valor médio quase igual ao calculado com os radiômetros.

5.5.2.5

Principais descobertas com os testes em terra ($D \leq 20$ m)

Elas podem assim ser consolidadas, conforme Raj (2007a) e TMS (2006):

1. Incêndios com tais diâmetros ocorreram com chamas amarelo claro. Entretanto, à medida que o metano foi sendo consumido e outras frações como etano, propano, etc., começaram a queimar, o incêndio começou a produzir mais fumaça negra. Não foram encontrados dados disponíveis que correlacionasse a cor da chama com o hidrocarboneto que estava queimando;
2. As plumas de incêndio apresentaram tamanhos relativamente estáveis (exceto pulsação na altura da região de queima, ou na altura da pluma visível do incêndio, devido à turbulência) na forma de coluna. Não foi reportada nenhuma combustão do tipo 'baforada' (*puffing*)³⁷;
3. Somente valores de \bar{E} foram reportados nesses incêndios. Eles foram obtidos a partir de dados medidos com radiômetros WAR, baseados na premissa que o incêndio podia ser representado por um cilindro sólido, com altura e inclinação dadas pela correlação de Thomas (1963) ('Thomas1'), dada pela eq. (5.18), considerando a atenuação da radiação térmica pela atmosfera. Valores de \bar{E} variaram, na média, entre 100 kW/m² para incêndios de 1,8 m de diâmetro, a 167 kW/m² para diâmetros de 20 m, conforme Tabela 5.2 e Figura 5.7;
4. A velocidade de combustão do líquido na poça foram medidas indiretamente, observando-se a duração da combustão e do volume de GNL derramado.

5.5.2.6

Experimentos da *Gaz de France* ('*Montoir*') ($D = 35$ m)

De todos os experimentos realizados com incêndios em poça de GNL, na água e em terra, os da *Gaz de France* (GdF) foram os mais importantes, por terem sido os de maiores diâmetros realizados até o presente (Malvos e Raj, 2007). Nédelka et al. (1989) realizaram testes em 1987, no terminal de metano da GdF próximo de *Montoir de Bretagne*, na Bretanha, França, com as maiores poças de GNL até o presente momento (35 m). Várias companhias patrocinaram os testes: *British Gas* (BG), *British Petroleum* (BP), *Elf Aquitaine*, *Total CFP* e *Gaz de France* (GdF). Os testes foram realizados pela BG, em conjunto com a *Midlands Research Station*, *Shell Research* e *Thornton Research Center*. Três incêndios com 35 m de diâmetro foram efetuados entre julho e setembro de 1987 em diques rasos de concreto isolante, no terminal da GdF, com ventos com velocidades variando entre 2,7 e 10,1 m/s. O volume máximo vertido no dique foi 238 m³. O objetivo dos experimentos foi compreender a física da combustão e quantificar a emissão de radiação térmica de grandes incêndios em poça de GNL, nos quais o calor dominante para a vaporização provinha da própria chama. Foram feitas as seguintes

³⁷ Grandes incêndios queimam liberando bolas de fogo (turbilhões de combustão) com frequências regulares, as quais são dependentes do diâmetro da base da chama e das propriedades dos vapores inflamáveis. Essas liberações frequentes de bolas de fogo são denominadas de incêndio do tipo 'baforada' (*puffing*).

medições: geometria da chama, radiação térmica em várias locações ao nível do solo, emissões local e média da superfície da chama, composição do gás na poça, vazão mássica de vaporização, espectro de emissão da chama, na região visível e na do IR. Pequenas regiões das chamas foram examinadas usando-se radiômetros NAR. Essas medidas corresponderam ao ‘poder emissivo local da superfície da chama’, enquanto para as medições do poder emissivo médio da chama, foram usados radiômetros WAR, interpretado com base no formato da mesma. Dois tipos de poder emissivo médio de superfície foram empregados: um baseado em medições de fluxo térmico e uma geometria da chama como formato ideal de um cilindro, incluindo a parte da fumaça produzida, e o outro, baseado em filmes e fotos, representando áreas reais da chama não encobertas pela fumaça (*clear flame*) (Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004).

Em ambos os casos, o poder emissivo é uma média temporal, como visto anteriormente. Conforme constatado nos testes com poças de 20 m de diâmetro nos testes efetuados pela Shell [vide item 5.5.2.4 (Experimentos da *Shell Research Co.*) (*Thornton Center*)], a vazão mássica de vaporização se manteve bastante estável, tendo o metano sido preferencialmente queimado por mais da metade do tempo total de duração do teste. A duração média dos incêndios foi cerca de 450 s (7,5 min). Foi observada a produção de grandes quantidades de fumaça negra liberada com a combustão do GNL, mesmo no período quando somente o metano estava sendo queimado.

A Figura 5.5 apresenta fotografias de um incêndio de GNL com 35 m de diâmetro produzido com os testes nº 1, 2 e 3 com formação de significativa quantidade de fumaça e a chama de cor avermelhada nas partes mais baixas da mesma, durante a combustão em regime permanente do conteúdo de metano no GNL derramado (Raj, 2007b; Malvos e Raj, 2007).



Figura 5.5 - Formato típico de incêndio de metano em um dique de concreto isolado

Testes nºs 1, 2 e 3 de *Montoir*, da esquerda para direita

Fonte: Comunicação pessoal da *Gaz de France* a Raj (2007b). (Cortesia)

Nédelka et al. (1989), e, posteriormente, Malvos e Raj (2007), divulgaram dados adicionais atualizados desses testes, fazendo análise detalhada sobre a emissão radiativa das plumas de incêndio, em que o poder emissivo medido com radiômetros WAR e NAR foi comparados com resultados semelhantes obtidos com outros testes de campo. Foram comparados também dados de emissão espectral com incêndios de 35 m com dados similares dos testes de *China Lake* na água [vide item 5.5.3.1 (Experimentos de *China Lake*)].

5.5.2.6.1

Sumário das medições

A Tabela 5.3 apresenta o sumário dos parâmetros mensurados e apresentados com seus valores médios.

Tabela 5.3 - Sumário dos resultados das medições dos testes de 'Montoir' na terra ($D = 35$ m)
Adaptado de: Malvos e Raj (2007)

Teste nº 3	Tempo total de queima do incêndio (t_v) [s]	Tempo de vaporização em regime quase permanente [s]	Concentração de vapor de metano acima da superfície do líquido durante a queima em regime quase permanente [% v/v]	Fluxo reverso de radiação da pluma térmica para a poça [kW/m^2]	Vazão mássica de vaporização [$\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$]		Comprimento médio da pluma visível ($\langle L_v \rangle$) [m]	Inclinação média na vertical ($\langle \theta \rangle$) [grau]	Razão de arrasto máximo da pluma térmica (D^{est}/D) (<i>drag ratio</i>)	Poder emissivo médio temporal das partes visíveis da pluma térmica (\bar{E}_v) [kW/m^2] ⁽⁴⁾	Médias temporais alta e baixa com dados de radiômetros NAR [kW/m^2] ^{(5) (6)}
					Calculada a partir de medições do fluxo reverso de radiação térmica ^{(1) (2)}	Dados com tubos de Hélio ($\langle \dot{m}_r' \rangle$) ⁽³⁾					
1	400	30-170	>99%	168,4 ± 45,7 (122,7 a 214,1) ⁽⁷⁾	0,330 ± 0,09 Médio: 0,33	0,146	75,0 ± 7,1 (67,8 a 82,1)	47,0 ± 9,9 (37,1 a 56,9)	1,05	260,5 ± 6,4 (254,1 a 266,9)	201,79
2	450	35-200	>99%	188,6 ± 55,4 (133,2 a 244)	0,370 ± 0,11 Médio: 0,26	0,142	77,8 ± 4,3 (73,5 a 82,1)	53,7 ± 3,2 (50,5 a 56,9)	1,2	264,8 ± 6,6 (258,2 a 271,4)	191,85
											208,50
											167,69
3	500	57 ± 160 ⁽⁸⁾	>99%	167,4 ± 44,7 (122,7 a 212,1)	0,328 ± 0,09 Médio: 0,328	0,134	71,0 ± 1,0 (70 a 72)	44,7 ± 8,1 (36,6 a 52,8)	1,1	261,3 ± 2,5 (258,8 a 263,8)	297,11
											222,56
											162,30

Observações:

⁽¹⁾ Baseado no calor latente de vaporização (510 kJ/kg).

⁽²⁾ Valor médio global: $\langle \dot{m}_v \rangle = 0,343 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ e $\langle \dot{y} \rangle = 8,1 \times 10^{-4} \text{ m/s}$.

⁽³⁾ Valor médio global: $\langle \dot{m}_r' \rangle = 0,141 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ e $\langle \dot{y}_r' \rangle = 3,34 \times 10^{-4} \text{ m/s}$.

⁽⁴⁾ Calculado a partir de medições de fluxo térmico obtido com radiômetros WAR de áreas emissoras reais da chama, a partir de *video tapes* e corrigidos pela absorção atmosférica. Valores médios com desvios padrão.

⁽⁵⁾ No teste nº 1 nenhum dado de radiômetro NAR foi medido em distâncias axiais da pluma acima e 10 m a partir da base da mesma.

⁽⁶⁾ Valores médios temporais significam que foram medidos com dados diretos com radiômetros NAR, sem correção para a absorção atmosférica. Os números da primeira linha representam valores médios temporais alto e baixo para os primeiros 10 m ao longo da pluma de incêndio; os números da segunda linha são os dados para as medições realizadas para 10 m e 35 m ao longo do eixo da pluma; e os da terceira linha são para distâncias axiais acima de 35 m.

⁽⁷⁾ Valores reportados como médios ± desvio padrão.

⁽⁸⁾ Valores não registrados (perdidos) após esse tempo. O período de queima do metano é superior a 160 s.

As medições foram feitas com sondas de amostragem de gás, localizadas logo acima da superfície do combustível líquido, e indicam que durante o período de queima em regime permanente, a concentração do metano emanado da superfície do líquido ficou acima de 99%. Por conseguinte, durante o período estacionário de queima, praticamente metano puro estava sendo queimado. A razão de arrasto (*drag ratio*) que aparece na Tabela 5.3 é definida como o comprimento da base da chama na direção do vento (sotavento) dividido pelo diâmetro da poça (Malvos e Raj, 2007; Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004), conforme eqs. (5.31), (5.32) e (5.33).

5.5.2.6.2 Transferência radiativa na pluma térmica

Para melhor entendimento deste item, recomenda-se leitura dos Anexos A e B.

A liberação de calor radiante de plumas de incêndio foi medida com radiômetros NAR e WAR. A 140 m do centro do dique, foi feita medição do fluxo térmico, com valor aproximado de 15 kW/m² a sotavento (*downwind*), 5 kW/m² na transversal (*crosswind*)³⁸ e 3 kW/m² a barlavento (*upwind*), quando o vento variou de 7,0 a 10,1 m/s. Na parte inferior da chama, a 10 m do piso, o poder emissivo médio temporal foi medido na direção transversal. Valores até 350 kW/m² foram encontrados em intervalos de 5 a 10 s. Os valores do poder emissivo médio variaram entre 230 e 304 kW/m², quando medidos com instrumentos individuais. Valores médios para cada experimento ficaram num intervalo entre 257 e 273 kW/m², com base no formato da chama usando fotografias obtidas com filmes. Os dados apresentados na Figura 5.6.

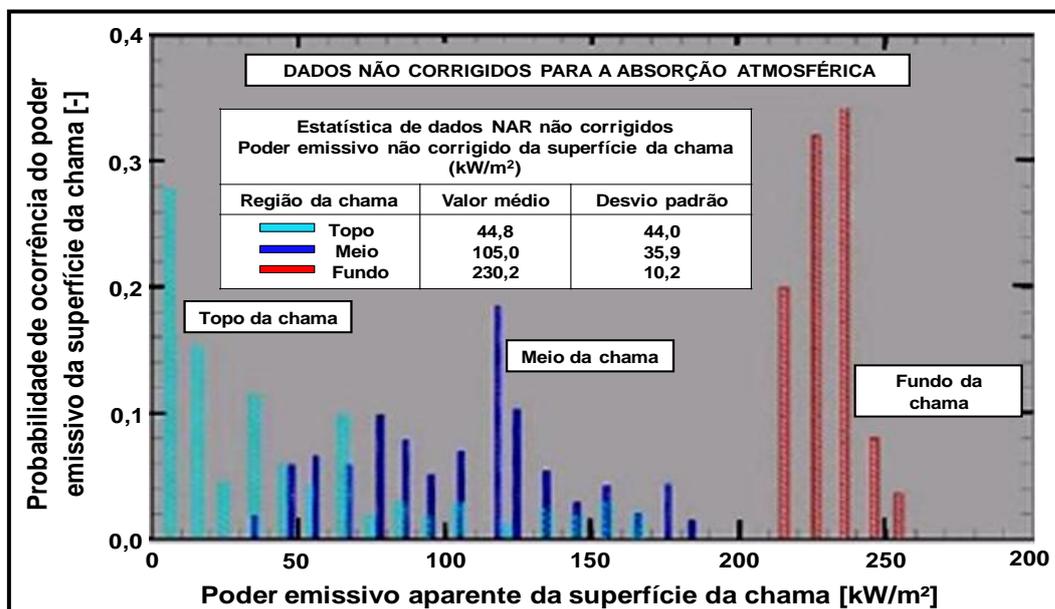


Figura 5.6 – Distribuição estatística de dados com radiômetro NAR medidos em diferentes momentos em três locais da chama do teste nº 2 de 'Montoir' Adaptado de Raj (2007b), Raj (2007c) e Malvos e Raj (2007)

³⁸ Na literatura aparece também a expressão '*cross wind*' (duas palavras separadas) significando 'vento cruzado', incidindo sobre a superfície lateral da chama, não necessariamente de forma ortogonal. A expressão '*cross wind*' não dever ser confundida com a palavra '*crosswind*' (uma única palavra) esta última com significado diferente, ou seja, 'vento na transversal' ortogonal ao sentido e direção de onde sopra o vento (sotavento = *downwind*). Para melhor visualização, vide Figura 5.8.

Trata-se de medições feitas com radiômetros NAR, 'conforme medidas', ou seja, 'não corrigidas para a atenuação atmosférica' obtidas no fundo da chama visível, no meio do eixo da chama e no topo de um incêndio em poça de GNL num dique de concreto isolante, para o teste nº 2 de 'Montoir'.

O eixo das abcissas representa o poder emissivo não corrigido para absorção atmosférica, e o eixo das ordenadas indica a fração do tempo durante as medições na qual um valor particular do poder emissivo foi registrado (Raj, 2007b, 2007c). Essa figura mostra a distribuição estatística para cada local do incêndio com 145 medições do \bar{E} feitas para incêndios de 35 m de diâmetro (diâmetro do dique) em intervalos de 5,8 s.

Dois importantes aspectos foram observados por Raj (2007b), Raj (2007c) e Malvos e Raj (2007): (i) o valor médio temporal do poder emissivo, \bar{E} , varia drasticamente entre o fundo e o topo do incêndio com um fator de aproximadamente 5, (ii) a distribuição estatística das medições apresenta uma dispersão muito estreita, com baixo desvio padrão 4,4% (= 10,2/230,2) em relação à média de \bar{E} no fundo do incêndio e alta dispersão de 98% (= 44/44,8) em relação à média no topo da pluma.

Isso pode ser interpretado com o fato de que no fundo do incêndio, a maior parte do calor gerado, é emitida continuamente, sem obscurecimento por camadas de fumaça. Ou seja, as camadas do fundo queimam de forma 'limpa'. Entretanto, à medida que se sobe na altura, a dispersão é maior, com espalhamento consideravelmente maior do poder emissivo médio temporal medido, embora o valor médio seja reduzido significativamente. Isto é, à medida que se sobe na altura, e quanto mais 'pesado' for o hidrocarboneto (maior for a massa molar; por exemplo, óleo combustível), maior será efeito do obscurecimento pela fumaça nas regiões internas de combustão, e menor é também a variação na 'abertura' da camada de fumaça que 'abre' e 'fecha' com visibilidade intermitente da combustão na 'chama visível'.

Pode-se atribuir esta evidência a um maior nível de intensidade da turbulência em camadas mais altas (TMS, 2006). Apesar do espalhamento, algumas tendências puderam ser observadas, tendo em vista a existência de uma região no fundo do incêndio que se estendia em cerca de 10 m na direção axial da chama, em que o poder emissivo se manteve razoavelmente constante, e, acima de um determinado valor, ele passava a decrescer.

Já a Figura 5.7 apresenta os valores do poder emissivo médio dos incêndios completos dos três testes com diâmetro de 35 m (Malvos e Raj, 2007). Valores do poder emissivo médio foram também lançados no mesmo gráfico para incêndios com 6,1, 10,6, 13, 20 e 35 m de diâmetro, indicando que variação do poder emissivo médio temporal, \bar{E} , decrescia com o aumento do diâmetro (Luketa-Hanlin, 2006). Os cálculos de \bar{E} são baseados em medições feitas com radiômetros WAR corrigidos para atenuação atmosférica dos fluxos térmicos irradiando na banda do IR liberados pelas plumas de incêndio.

A Figura 5.7 apresenta também valores encontrados na literatura para \bar{E} , baseados na descrição do incêndio em poça como tendo a forma de um cilindro circular, com a altura da chama calculada com a correlação de Thomas (1963) ('Thomas1'). Os resultados apresentados indicam a importância de se especificar o formato da chama e usar o valor correspondente do poder emissivo médio, quando se realiza predições da zona de perigo em torno de incêndios de GNL. Eles são indicados com a respectiva barra da incerteza, e o valor médio foi de 265 kW/m² com o ponto quadrado vazado [vide item 5.5.4 (Resumo dos resultados dos experimentos com incêndios em terra e na água)].

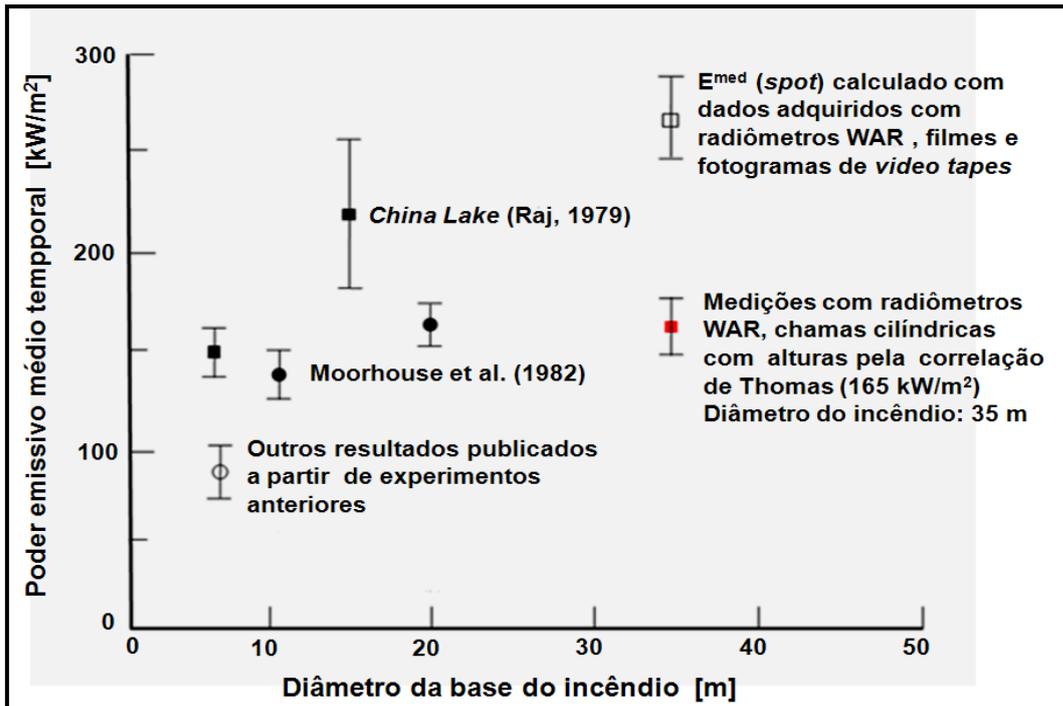


Figura 5.7 – Poder emissivo médio temporal, \bar{E} , calculado a partir de incêndios em poça de GNL de diferentes tamanhos. Altura da chama calculada com a correlação de Thomas (1963) ('Thomas1')

Adaptado de: Raj (2007a) e Malvos e Raj (2007)

No segundo cálculo de \bar{E} , Malvos e Raj (2007) usaram os mesmos dados obtidos com os radiômetros WAR, porém com a forma da chama considerada como um cilindro circular ideal inclinado na vertical. Considerou-se que a base do incêndio tinha diâmetro igual ao diâmetro do dique e seu comprimento calculado pela correlação de Thomas (1963) para chamas visíveis e com vazão mássica de vaporização, \dot{m}''_v , dadas por medições com sondas de profundidade (*dip tubes*) com purga de gás hélio. Este valor médio foi determinado como 165 kW/m^2 , com ponto quadrado vermelho para o mesmo diâmetro de 35 m.

Baseados nesta figura, Nédelka et al. (1989) constataram que os valores do \bar{E} apresentaram tendência de crescimento até o diâmetro de aproximadamente 15 m, decrescendo após. Inferiram também que um valor maior no poder emissivo não poderia ser obtido com diâmetros acima de 35 m devido a efeitos da estabilidade da chama e do obscurecimento da chama devido à fumaça, razão pela qual este foi o diâmetro máximo para se fazer o teste.

Posteriormente, Raj (2007a) baseado também em observações experimentais e nos resultados dessa figura, postulou que incêndios de GNL em poças com mais de 20 m de diâmetro começavam a produzir significativa quantidade de fumaça, encobrindo a chama, resultando em diminuição da radiação térmica emitida, o que sugere explicar os valores encontrados para a poça de 35 m. Segundo o autor, o valor de \bar{E} para incêndios de 20 de diâmetro aparenta ser menor do que o de 35 m, em virtude de que o de 20 m poderia produzir fumaça negra, mas não seria ainda ópticamente espesso. Raj (2007c) e Malvos e Raj (2007), concluíram que, de acordo com os resultados experimentais das Figuras 5.5, 5.6 e 5.7, incêndios com 35 m comportam-se, aproximadamente, como um emissor de corpo negro e, também por isso, podem ser considerados, aproximadamente como 'ópticamente espessos'. Isso significa que, em termos genéricos, grandes incêndios emitem menos radiação por unidade de área do que incêndios menores, resultado este

mostrado quantitativamente nas Figuras 5.7 e 5.9. Esta foi a conclusão Raj (2007c) e Malvos e Raj (2007).

5.5.2.6.3 Arrasto (drag)

A Figura 5.8 mostra a distribuição do fluxo térmico irradiado e incidente em um elemento de um plano vertical a 1m acima do solo em torno do incêndio gerado no teste nº 2 realizado em *Montoir*.

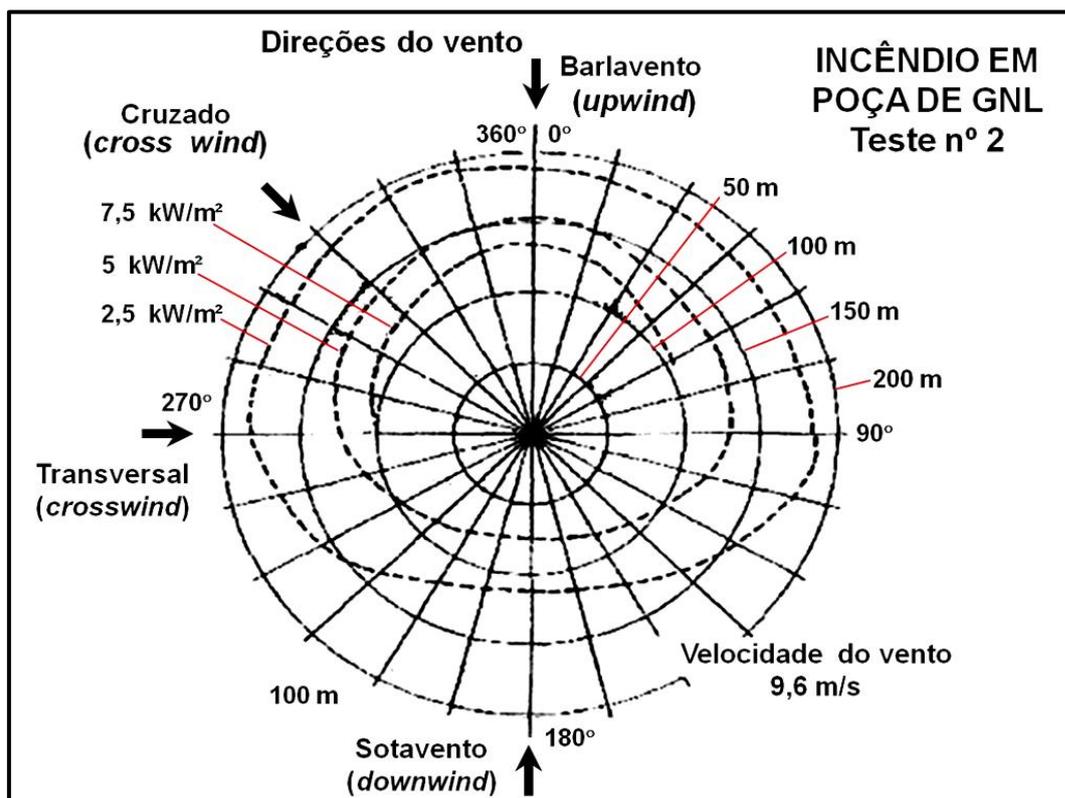


Figura 5.8 - Contornos do fluxo de radiação sobre planos de superfícies verticais orientadas a 1m acima do centro do dique. Teste nº 2 de *Montoir*
Adaptado de: Malvos e Raj (2007)

Os contornos de 2,5, 5,0 e 7,5 kW/m² são lançados nessa figura. Como poderia se esperar, as distâncias a sotavento (*downwind*) dos diferentes níveis de fluxo térmico resultantes da inclinação induzida pelo vento sobre a pluma, são maiores do que as distâncias correspondentes a barlavento. Observa-se que a distância a sotavento para o nível de radiação de 5 kW/m² é também aumentada, devido à extensão da base do incêndio na direção do vento oriunda do arrasto. No caso do teste nº 2, essa razão de arrasto (*drag ratio*) foi medida e encontrada ser igual a 1,2, conforme a Tabela 5.3.

Considerando o arrasto de 1,2, as distâncias a barlavento (*upwind*), transversais (*crosswind*) e a sotavento (*downwind*), a partir do centro do dique para o contorno de 5 kW/m² são, respectivamente, 3,6 {= 75 m / [(35 m x 1,2) / (2)]}; 6,2 {= 130 m / [(35 m x 1,2) / (2)]} e 7,1 {= 150 m / [(35 m x 1,2) / (2)]} vezes o raio do dique.

Se o efeito do arrasto da chama for descontado, como no caso de uma condição atmosférica sem vento no topo de um tanque aberto de GNL, a distância real a sotavento para o nível de radiação 5 kW/m² será aumentada para 8,6 {= 150 m / [(35

m)/2]} vezes o raio do dique. Este valor de 8,6 é menor do que o valor de 10 vezes, frequentemente mencionado na literatura para as distâncias nesse nível de radiação em incêndios menores, nas condições de não haver vento (Raj, 1977)

5.5.2.6.4 Emissão espectral

Para melhor entendimento deste item, recomenda-se leitura dos Anexos A e B. Os dados de emissão espectral do teste nº 2 de 'Montoir' adquiridos por Nédelka et al. (1989) e revisitados posteriormente por Raj (2007a, 2007b) e Malvos e Raj (2007), utilizando dois espectrômetros de IR localizados a 20 m da borda do dique, nas bandas do IR (*Infra Red*) visível e do IR próximo, são mostrados na Figura 5.9. Esta região do fundo da pluma do incêndio representa uma zona intensamente quente, e de poder emissivo muito alto.

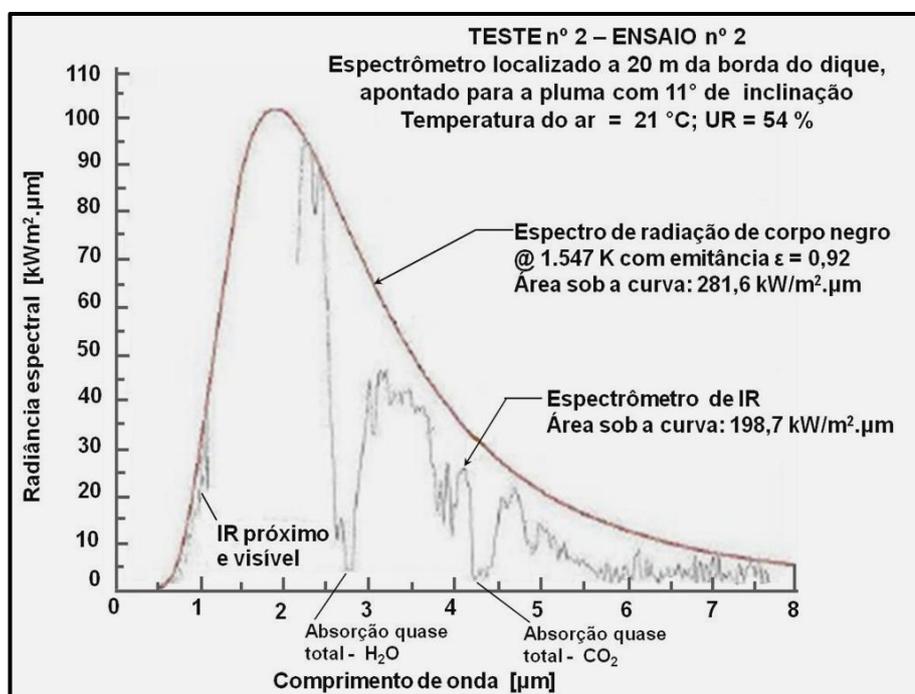


Figura 5.9 – Comparação dos dados medidos com espectrômetro de IR e espectrômetro na região visível da luz, para experimentos de incêndios de GNL com poças de 35 m, no espectro de corpo negro com temperaturas de 1.547 K

Adaptado de: Raj (2007a, 2007b) e Malvos e Raj (2007).

As medições realizadas apresentaram os seguintes valores: (i) bandas de absorção de H₂O (v): forte @ 1,88, 2,66 e 6,27 µm; fraca @ 0,94, 1,14, 1,38, 2,74 e 3,17 µm; (ii) bandas de absorção de CO₂: forte @ 2,69, 2,77 e 4,26 µm; fraca @ 1,96, 2,01, 4,68, 4,78 e 4,82 µm, (iii) transmitância atmosférica @ 20 m com radiação espectral de 198,7 kW/m².µm (198,7/281,6) = 0,71; máxima radiação espectral medida: 96,4 kW/m².µm com comprimento de onda de 2,26 µm (Raj, 2007a). Na mesma figura foi lançada a emissão de radiação espectral de corpo cinza³⁹ correspondente a um corpo negro com

³⁹ Corpo cuja distribuição da intensidade de emissão espectral com o comprimento de onda é idêntica àquela de um corpo negro verdadeiro, e que apresenta emissividade constante e independente do comprimento de onda.

temperatura de radiação de 1.547 K e com emitância de 0,92 (mais, adiante, ainda neste item). Essa temperatura foi escolhida por Raj (2007a,b), por meio de cálculos e ajustes com base em experimentos feitos por Hottel e Sarofim (1967), para determinar a emitância da fuligem luminosa em gases de combustão de metano em fornalhas industriais. Raj (2007a,b) considerou que o produto da emitância média pela emissão de radiação espectral de um corpo negro nesta temperatura e no comprimento de onda de 2,26 μm , era igual ao valor da irradiação medida pelo espectrômetro no mesmo comprimento de onda. É sabido, no entanto, que existe uma pequena absorção pela atmosfera nesse comprimento de onda, mas este aspecto foi relaxado (Hottel e Sarofim, 1967), conforme Raj (2007a,b).

Inspeção visual da Figura 5.9, apresenta evidências experimentais que a emissão da pluma acompanha praticamente a curva de emissão de um corpo negro, junto com a emitância constante, exceto na banda de H_2O (v) com comprimento de onda @ 2,75 μm e na de CO_2 @ 4,3 μm , conforme este trabalho pôde concluir por indução. A absorção nessas bandas é significativa, quase total, pois a radiância espectral é quase nula.

Malvos e Raj (2007) concluem, adicionalmente, que as medidas apresentadas nessa figura são sólidos indicativos de que fuligem luminosa tem alta emitância, que combinada com as emitâncias das bandas de H_2O (v) e CO_2 na pluma do incêndio, apresentam valor global pouco menor do que a unidade, ou seja, praticamente 1 (100%). Baseado nos dados espectrais adquiridos nos testes de 'China Lake' [vide item 5.5.3.1 (Experimentos de 'China Lake')], com incêndios de 13 m de diâmetro, a emitância da fuligem luminosa foi estimada por Malvos & Raj (2007) em 0,14 e a emitância global do incêndio como 'corpo sólido' como sendo 0,61 (Raj, 2007a).

Considerando a emitância da pluma térmica (chama + fumaça) medida do incêndio de 13 m de diâmetro daqueles testes, a espessura ótica, κ_λ , foi avaliada por Raj (2007a,b) como sendo 13,81 m. Com esse valor de κ_λ , a emitância espectral tomada na média em relação ao comprimento de onda, $\bar{\epsilon}_\lambda$, para a pluma térmica do incêndio nos experimentos de 'Montoir' com diâmetro D de 35 m, pôde ser determinada. Maiores detalhes sobre o método de cálculo podem ser obtidos em Raj (2007a,b).

(Raj, 2007a,b) e Malvos & Raj (2007) chegaram a um valor de 0,92 sem, no entanto, indicar as incertezas, por meio da eq.(5.3)

$$\bar{\epsilon}_\lambda = [1 - e^{-(D/\kappa_\lambda)}] \quad (5.3)$$

Esta é uma correlação semelhante àquela apresentada na eq. (B.11) do item B.1.5.3 (Espessura ótica), e na eq. (B.25) do item B.1.7.2 [Emitância (ϵ)], vistas no Apêndice B (Tópicos sobre radiação térmica em um meio participante), em que D é o diâmetro da poça, e κ_λ é a espessura ótica espectral do incêndio de GNL.

O poder emissivo de corpo cinza correspondente à temperatura avaliada de 1.516 K foi estimado por Raj (2007a,b) como sendo de 299 kW/m^2 . O poder emissivo máximo estimado foi de $300 \pm 10 \text{ kW/m}^2$, a partir dos dados obtidos com radiômetro NAR nas partes do fundo da pluma, tendo em vista a Figura 5.7 e após aplicar o fator de correção para contemplar a atenuação atmosférica (Raj 2007a, Malvos e Raj, 2007). Este é um valor muito próximo ao poder emissivo de 299 kW/m^2 de corpo cinza acima indicado. Considerando as incertezas no valor estimado da transmitância atmosférica (0,65 a 0,665), Raj (2007a) e Malvos e Raj (2007) consideraram uma boa concordância entre os dados obtidos com radiômetros NAR e dados adquiridos com espectrômetros.

A partir desses resultados Malvos e Raj (2007) concluem que, independentemente do tamanho do incêndio de GNL, com diâmetro acima de 35 m, o poder emissivo máximo não é esperado ser superior a 325 kW/m^2 ($= 299/0,92$), correspondendo a uma

temperatura e corpo negro de 1.547 K. Observaram, no entanto, que isto não significa que todas as porções da superfície da chama, inclusive os *spots* visíveis, tenham poder emissivo próximo de 300 kW/m². Essa conclusão coincide, para o teste de 35 m de 'Montoir', em que o \bar{E} das superfícies visíveis da pluma foi mencionado por Nédelka et al. (1989) como sendo 265 kW/m² conforme Figura 5.7. Observe-se também que o \bar{E} para a emissão da superfície total de um incêndio com uma geometria idealizada é de 165 kW/m², como apresentado na Figura 5.7. Portanto, considerar o poder emissivo acima de 300 kW/m² para a superfície inteira de uma chama com geometria idealizada pode ser uma incorreção, tanto para poças na água como na terra, como evidenciado ao longo da pesquisa bibliográfica realizada neste trabalho, conclui Raj (2007c).

5.5.2.6.5 Principais conclusões dos testes de 'Montoir'

Outras descobertas obtidas por Raj (2007c), Raj e Malvos (2007) e TMS (2006) com os experimentos de incêndios de GNL com 35 m de diâmetro de 'Montoir' podem ser enunciadas adiante. Elas são cruciais, uma vez que contêm toda a fundamentação de descobertas obtidas com base experimental, possibilitou a formulação do modelo da TMS (2006). São elas:

1. A vazão mássica média por radiação, $\langle \dot{m}_r'' \rangle$, do líquido criogênico na poça devido inteiramente à retroalimentação de calor no interior da chama foi de 0,141 kg/m².s (3,34 x 10⁻⁴ m/s), coerente com Sandia (2004) que cita 3 x 10⁻⁴ m/s;
2. A vazão mássica global média de vaporização, $\langle \dot{m}_v'' \rangle$, foi de 0,343 kg/m².s (0,00081 m/s), obtida por medições nos três testes efetuados;
3. Usando uma transmitância atmosférica calculada entre 0,65 e 0,665, consistente com as condições atmosféricas e as distâncias das localizações dos radiômetros NAR, o poder emissivo máximo local variou entre 308 e 316 kW/m². Nédelka et al. (1989) reportaram que, ocasionalmente, o poder emissivo instantâneo corrigido pela absorção atmosférica alcançou 350 kW/m². Esses valores de poder emissivo são para pequenas e específicas regiões da chama, não representando valores globais, mesmo nas regiões mais baixas do incêndio;
4. Os três incêndios apresentaram brilho e intensa região de combustão próximo ao fundo da chama, seguida na direção vertical de uma região cujo interior era encoberto de forma intermitente com regiões de fumaça. A fração desta 'área superficial' da chama que continha queima exposta, e, por conseguinte, emissão de radiação térmica, diminuía continuamente e substancialmente com a altura da chama. O comprimento vertical da zona de combustão intensa no fundo da chama aparentou crescer com o acréscimo da velocidade do vento;
5. Os incêndios em todos os três testes apresentaram grande quantidade de fumaça acima de uma determinada altura (ou comprimento ao longo do eixo inclinado). Leituras com radiômetros NAR confirmam que o poder emissivo do incêndio médio temporal decresce com a altura (ou comprimento ao longo do eixo). O poder emissivo médio calculado localmente a partir da área realmente visível da chama ao longo de todo o comprimento da pluma ficou próximo a 265 kW/m². O valor do \bar{E} baseado em uma geometria idealizada de um cilindro circular com o eixo dado pela correlação de Thomas (1963) reportado por Raj (2007c) como sendo 165 kW/m²;

6. Dados espectrais das partes mais baixas da chama indicam que incêndios de GNL com 35 m de diâmetro podem ser considerados como ópticamente espessos, e são essencialmente emissores de corpo cinza, correspondendo a um corpo negro numa temperatura de 1.547 kW/m^2 , com uma emitância média de $0,9179 \approx 0,92$. Tais emissões se aplicam somente às partes luminosas da chama;
7. A absorção da emissão de infravermelho por $\text{H}_2\text{O}(\text{v})$ na atmosfera é significativa;
8. Com base nos dados de espessura ótica adquiridos nos testes de '*China Lake*' (mais, adiante) na água em incêndios com 13 m de diâmetro e dados espectrais de incêndios em terra com 35 m de diâmetro nos testes de '*Montoir*', foi possível estimar que a temperatura de emissão de corpo negro de incêndios de GNL era aproximadamente 1.547 K , correspondendo a um poder emissivo de 325 kW/m^2 .
O poder emissivo médio ao longo de toda a superfície visível de grandes incêndios de GNL deve estar consideravelmente abaixo desse valor.

5.5.3

Experimentos com poça na água

Poucos foram os testes conduzidos com GNL na água. Assim, poucos são os dados experimentais existentes sobre suas características, bem como sobre valores de radiação térmica. Duas séries de experimentos foram realizadas com esse objetivo.

A primeira série de testes foi conduzida entre 1976-1978 em '*China Lake*', Califórnia, EEUU, reportada por Raj et al.(1979b) e Raj (2007b), para compreender a física e medir incêndios com ignição imediata da poça. Na segunda, de 1980, a *Shell Research Co.* realizou testes em *Maplin Sands*, Inglaterra, para compreender as características da queima de nuvens de vapor inflamável geradas por derrames de GNL na água, dispersadas com ignição retardada da nuvem e com subsequente ignição da poça, reportados por Mizner e Eyre (1983). Os detalhes são discutidos abaixo.

5.5.3.1

Experimentos de '*China Lake*'

Uma série de 16 testes foram realizados pela USCG em 1978 no *Naval Weapons Center* em *China Lake, California*, EEUU, com o objetivo de medir a liberação de radiação térmica e o poder emissivo das superfícies das chamas de dois tipos de incêndio sobre a água, incêndios em poça e em nuvem. GNL foi derramado sobre a superfície da água, na parte centro de um depósito de $50 \text{ m} \times 50 \text{ m}$ com 1 m de profundidade, conforme Figura 5.10. Os testes foram não confinados com volumes entre 3 e $5,7 \text{ m}^3$. As vazões de derrames \dot{V} foram controladas, e variaram entre $0,02 \text{ m}^3/\text{s}$ ($1,2 \text{ m}^3/\text{min}$) e $0,11 \text{ m}^3/\text{s}$ ($6,6 \text{ m}^3/\text{min}$) (Raj et al., 1979a, 1979b; Schneider, 1980; Schneider et al.1978). Durante os testes, um dispositivo de ignição foi ativado próximo ao ponto de derrame, logo que o GNL caía na água. Isso produzia ignição imediata e formando uma pluma de incêndio com formato de uma coluna alta, como pode ser observado na Figura 5.10.

Três tipos de testes foram realizados: (i) ignição imediata da poça de GNL, (ii) ignição retardada após o início do derramamento, mas antes de completar a evaporação, e (iii) ignição a sotavento (mais, adiante) da nuvem de vapor. Dos 16 testes, 7 foram incêndio em poça, 3 foram ignições retardadas, e 6 foram incêndios em nuvem. A velocidade dos ventos variou entre 3,1 e 4,1 m/s. Numa série de oito testes, a maioria foi conduzida em condições de quase calma, onde as chamas foram praticamente verticais. Em dois deles houve ignição retardada e em três a velocidade do vento foi

significativa. A foto dessa figura foi obtida enquanto o metano queimava 35 s após iniciado o incêndio, ou seja, em cerca da metade da duração total de 75 s do processo de combustão. Observou-se uma alta coluna de cor amarela viva, significando alta emissão de radiação térmica, sem formação copiosa de fumaça.



Figura 5.10 - Incêndio de poça de GNL na água. Teste nº 5 de 'China Lake', poça com 13 m de diâmetro
Fonte: Raj (2007b); Raj (2005) (Cortesia)

Para incêndios em poça, os poderes emissivos locais das superfícies das chamas foram obtidos próximo de suas bases com radiômetros NAR, e os valores medidos foram $210 \pm 20 \text{ kW/m}^2$. Para a chama inteira, o valor médio foi $220 \pm 47 \text{ kW/m}^2$, usando radiômetros WAR, e reportado por Atallah e Schneider (1983) como 210 kW/m^2 . As medições foram interpretadas para cada geometria, específica de cada chama, e os valores informados representam médias para todos os testes. A percentagem do metano no GNL usado em cada teste variou entre 75 a 95%, mas não foi um parâmetro controlado. O maior poder emissivo local obtido com radiômetros NAR foi 250 kW/m^2 , e ocorreu com a maior concentração de metano na poça. As alturas médias das chamas durante a duração da combustão em regime permanente variaram entre 25 a 55 m e flutuaram em $\pm 10 \text{ m}$. As razões entre o comprimento médio e o diâmetro das chamas variaram entre 2,8 e 4,4, com o valor máximo de 6, esta última semelhante à Figura 5.10.

A velocidade de vaporização foi estimada dividindo o volume total de GNL derramado pela área calculada da poça e pela duração da queima intensa em regime permanente, encontrando-se uma média variando no intervalo $0,0004 \leq \langle \dot{y} \rangle \leq 0,0011 \text{ m/s}$ para todos os testes. Observou-se que os volumes derramados durante a combustão em regime permanente foram menores do que o volume do GNL derramado antes da combustão. Usando o volume de GNL derramado antes da combustão, ao invés do volume derramado durante a combustão em regime permanente, as velocidades de vaporização foram calculadas e seus valores variaram no intervalo $0,0003 \leq \langle \dot{y} \rangle \leq 0,0009 \text{ m/s}$. As condições dos testes e alguns resultados importantes são apresentados na Tabela 5.4. Análise detalhada de dados espectrais pode ser encontrada em Raj (2007a,b).

Tabela 5.4 – Sumário dos resultados das medições dos testes de 'China Lake' na água. Adaptado de: Raj (2007b)

Teste nº	Volume de GNL derramado (V_0) [m ³]	Duração do derrame (t_d) [s]	Vazão do derrame (\dot{V}) [10 ⁻² m ³ /s]	Diâmetro da poça (medido) (D) [m]	Duração da combustão intensa (t_v) [s]	Velocidade de vaporização ⁽¹⁾ ($\langle \dot{y} \rangle$) (Vazão mássica de vaporização) (\dot{m}_v) [kg/m ² .s]	Comprimento visível da pluma (medido) (L_V) [m]	Razão (L_V/D) média [-]	Poder emissivo da pluma térmica medido com radiômetros NAR ⁽²⁾ (\bar{E}) [kW/m ²]	Poder emissivo da pluma térmica inferido com radiômetros WAR ⁽³⁾ (\bar{E}) [kW/m ²]
1	5,3	254	2,09	8,5	210	4,45 (0,188)	24,0 ± 2,7 (21,3 a 26,7)	2,8	-	-
2	5,3	52	10,19	-	-	-	-	-	-	-
3	4,2	49	8,57	11,5	42	9,63 (0,417)	47,2 ± 3,9 (43,3 a 51,1)	4,1	207 ± 5 (202 a 212)	-
4	4,2	248	1,69	9,0	195	3,38 (0,143)	25,5 ± 6,3 (19,2 a 31,8)	2,8	200 ± 11 (189 a 211)	-
5	3,0	32	9,38	12,8	26	8,97 (0,379)	55,0 ± 8,5 (46,5 a 63,5)	4,3	187 ± 29 (158 a 216)	-
6	5,7	52	10,96	15,0	40	8,06 (0,341)	42,0 ± 6,4 (35,6 a 48,4)	2,8	185 ± 6 (179 a 191)	-
7	5,7	75	7,60	16,8	75	3,43 (0,145)	-	-	-	-
12	5,7	81	7,04	14,0	75	4,94 (0,209)	44,0 ± 6,3 (37,3 a 50,3)	3,1	224 ± 13 (211 a 237)	220 ± 47 (173 a 267)

Observações:

- ⁽¹⁾ Calculada, aproximadamente, como se todo o GNL fosse derramado durante o período de combustão intensa sobre toda a área da poça, e com o diâmetro médio medido e observado. Este valor fornece o limite superior da velocidade média real.
- ⁽²⁾ Valores corrigidos para a absorção atmosférica. Nos testes nºs 3, 4, 5 e 6, os radiômetros NAR foram localizados a 60 m do centro do incêndio. No teste nº 12, o radiômetro NAR estava a 30 m do centro da poça do incêndio.
- ⁽³⁾ Supôs-se que a chama é sólida com uma altura igual a 3,1 vezes do diâmetro médio. Os dados obtidos com radiômetros WAR foram corrigidos para a atenuação atmosférica. Dados com radiômetro WAR de outros incêndios não foram comparados e analisados. O número usado após o símbolo (\pm) deve ser interpretado como o valor do desvio padrão do valor da grandeza.
- ⁽⁴⁾ Valores médios calculados: (i) diâmetro da poça na água de 12,5 m, (ii) velocidade de vaporização de $\langle \dot{y} \rangle = 6,12 \times 10^{-4}$ m/s, (iii) vazão mássica de vaporização de $\langle \dot{m}_v \rangle = 0,258$ kg/m².s.

Os resultados encontrados com este teste em 'China Lake' podem ser consolidados da seguinte forma, conforme Raj (2007b) e TMS (2006):

1. A velocidade aparente de vaporização aumentou com o aumento na vazão de derramamento. Este fenômeno foi atribuído à maior penetração do GNL quando foi vertido sobre a água, aumentando a área de interface e de transferência de calor entre a água e o GNL;
2. A razão entre a altura visível média temporal e o diâmetro da chama, ficou ligeiramente abaixo do valor obtido com a correlação de Thomas (1963), no intervalo das velocidades de vaporização, $\langle \dot{y} \rangle$, utilizadas nos experimentos.

A razão entre altura da chama visível e o diâmetro foi correlacionada por meio da seguinte equação linear, ajustando os dados pelo método dos mínimos quadrados em um diagrama 'log-log', segundo Raj (2007b),

$$\frac{L_V}{D} = 46,5 \left(\frac{\rho_l \langle \dot{y} \rangle}{\rho_a \sqrt{gD}} \right)^{2/3} \quad (5.4)$$

onde L_V é o comprimento (ou altura média) da chama visível, D o diâmetro da base do incêndio (ou da poça de líquido) em m, 46,5 uma constante adimensional obtida experimentalmente, ρ_l a densidade do líquido na poça em combustão, ρ_a é densidade do ar, $\langle \dot{y} \rangle$ a velocidade de vaporização, g a aceleração da gravidade. Todas as unidades, exceto a constante adimensional, são dadas em unidades do Sistema Internacional.

Esta equação apresenta formato semelhante à correlação de Thomas (1963, 1965), como será visto adiante;

3. Os valores do poder emissivo foram obtidos com radiômetros NAR e aqueles inferidos a partir de radiômetros WAR, assumindo-se uma chama de formato cilíndrico com a altura média da pluma medida experimentalmente. Estão bem próximos de seus valores médios calculados com a correlação de Thomas (1963) da eq. (5.18).

O poder emissivo médio para um incêndio de 14 m de diâmetro foi medido com o valor de $220 \pm 47 \text{ kW/m}^2$.

No entanto, se os dados experimentais obtidos com radiômetros NAR de todos os testes forem considerados, conforme Figura 5.7, a média e o desvio padrão dos dados obtidos com estes radiômetros são representados por $220 \pm 35 \text{ kW/m}^2$.

O espalhamento nos dados obtidos com radiômetros WAR foi maior do que o espalhamento com radiômetros NAR. Atribuiu-se o fato de que, em realidade, a pluma do incêndio não é cilíndrica, com formato de uma coluna de altura constante. Há tendência de a chama pulsar tanto no diâmetro quanto na altura, na medida em que vórtices de grandes escalas recirculam verticalmente através da pluma (Raj, 2007b);

4. A emitância, temperatura e espessura ótica da chama foram obtidas a partir de um conjunto de dados espectrais adquiridos a 236 m da pluma do incêndio.

Os dados indicam ser o incêndio um emissor por bandas ao invés de um emissor de corpo negro, consistindo das bandas principais da fuligem luminosa, 0,14; vapor d'água, 0,19; e dióxido de carbono, 0,35.

A temperatura do incêndio de 13 m (12,8 m) de diâmetro foi calculada como sendo próxima a 1.500 K.

5.5.3.2 Experimentos de ‘Maplin Sands’

Embora não seja o foco do problema aqui tratado, experimentos com incêndios em nuvem são relatados logo abaixo, de forma resumida, posto que além de contextualizarem os testes no âmbito desses experimentos, ajudam na compreensão da física da combustão de líquidos criogênicos. Trinta e quatro testes foram conduzidos em 1980, em *Maplin Sands*, a sudoeste da Inglaterra, pelo *National Maritime Institute*, e patrocinados pela Shell (Puttock et al., 1982; Blackmore et al., 1982a, 1982b; Colenbrander e Puttock, 1983). Hirst e Eyre (1983) assim relataram os resultados dos testes.

Eles tiveram como objetivo obter dados de dispersão e radiação térmica de 20 derramamentos de GNL com volumes variáveis entre 5 e 20 m³ e 14 derrames de propano com volumes entre 13 e 31 m³ sobre a água (Mizner e Eyre, 1983; Hirst e Eyre, 1983), e em apenas um caso houve formação de incêndio em poça. Foram adquiridos dados de velocidades e das direções dos ventos, umidade relativa e medições de radiação com 26 radiômetros WAR.

Vinte e quatro derrames contínuos e dez instantâneos foram realizados com velocidades médias de vento entre 3,8 e 8,1 m/s. Em todos os 4 testes com GNL envolvendo ignição de nuvem, formou-se incêndio em nuvem, e em um único experimento (teste nº 39) o incêndio em *flashfire* retornou à origem, que ainda estava sob forma de uma poça em ebulição. Isso redundou em um incêndio em poça de curta duração de alguns segundos, antes que o combustível fosse consumido, não havendo tempo suficiente para desenvolver todo o incêndio.

Um diâmetro efetivo de 30 m na transversal ao vento (*crosswind*) foi calculado usando tal aproximação para a poça de GNL. A altura média da chama foi de 80 m e o poder emissivo médio de 203 kW/m² num intervalo entre 178 e 248 kW/m² foi inferido usando-se o modelo de chama sólida inclinada. Calculou-se uma velocidade de vaporização de $2,1 \times 10^{-4}$ m/s com a correlação de Thomas (1963) da eq. (5.18). Este resultado encontrado para o \bar{E} está coerente com os resultados obtidos nos experimentos de ‘China Lake’ [vide item 5.5.3.1 (Experimentos de ‘China Lake’)] (Luketa-Hanlin, 2006; Raj, 2007b).

5.5.4 Resumo dos resultados dos experimentos com incêndios na terra e na água

Nas Tabelas 5.2 e 5.3 foram apresentados os detalhes dos vários testes de incêndios em poça, respectivamente, na terra e na água, e os principais resultados e descobertas encontradas para incêndios na terra.

Os resultados médios das velocidades e vazões mássicas de vaporização obtidas com medições nos experimentos mais significativos na terra são apresentados na Tabela 5.5 pela ordem crescente de diâmetro. Para incêndios na água, foram consideradas a velocidade média de vaporização e vazão mássica média de vaporização variando com o diâmetro do experimento, com base na Tabela 5.2.

Tabela 5.5 – Variação da vazão mássica de vaporização com o diâmetro da poça
Adaptado e consolidado a partir dos dados de: Malvos e Raj (2007c), Raj (2007b), Luketa-Hanlin (2006), FERC (2004), Sandia (2004), Mudan (1984), Mizner e Eyre (1982)

Substrato	Terra						
Teste	'Lake Charles'	'AGA'	'AGA'	'British Gas'	'Esso'	'Thornton Center'	'Montoir'
D [m]	0,38	1,8	6,1	10,3	18	20	35
$\langle \dot{y} \rangle \times 10^{-4}$ [m/s]	1,96	1,5	3,0	2,2	1,6	2,5	0,141
$\langle \dot{m}'' \rangle$ [kg/m ² .s]	0,083	0,063	0,127	0,0929	0,0676	0,106	0,334 ⁽¹⁾

⁽¹⁾ Valor médio global de $\langle \dot{m}'' \rangle$, conforme Tabela 5.3

Para os experimentos de 'China Lake' foram calculados os seguintes valores médios: (i) diâmetro da poça 12,5 m, (ii) velocidade de vaporização de $6,12 \times 10^{-4}$ m/s, (iii) vazão mássica de vaporização de $0,258 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$, conforme a Tabela 5.4. Para o único experimento na água em 'Maplin Sands', foi calculada uma velocidade mássica de vaporização de $0,091 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ com a correlação de Thomas (1963) da eq. (5.18), para o diâmetro efetivo de 30 m na transversal ao vento (*crosswind*).

A Figura 5.7 mostrou os resultados do poder emissivo médio, \bar{E} , de superfícies calculado a partir dos dados de diferentes experimentos de incêndios em poça de GNL. Eles foram lançados em um gráfico como uma função do tamanho da base do incêndio. Deve ser observado, entretanto, que os valores do poder emissivo médio, \bar{E} , no eixo das ordenadas representa um 'incêndio médio', baseado na descrição do comprimento da pluma do incêndio (ou altura) dada pela correlação de Thomas (1963), conforme a eq. (5.18). Os valores do \bar{E} são baseados somente nas superfícies da chama que efetivamente emitem radiação térmica, ao invés de toda a sua geometria.

Na Figura 5.11 é apresentada num gráfico a razão entre o comprimento visível 'médio' da pluma de incêndio, L_V , e o diâmetro da poça, D , como função do número de Froude da combustão, ou vazão mássica adimensional de queima (forças inerciais vs. forças gravitacionais em fluidos), Fr_C , definido na eq.(5.48), $Fr_C = \dot{m}'' / (\rho_a \sqrt{gD})$, para todos os incêndios em poça experimentados na atualidade. Neles, o intervalo do número de Froude da combustão varia entre $4 \times 10^{-3} \leq Fr_C \leq 4 \times 10^{-2}$. Discussão detalhada sobre tais descobertas será abordada mais adiante no item 5.6.4.3.2 [Comprimento da pluma do incêndio (L_V)].

As razões L_V/D obtidas experimentalmente variam aproximadamente entre 1 e 4. Discussão mais detalhada sobre essas descobertas será abordada adiante no item 5.6.4.3.2.

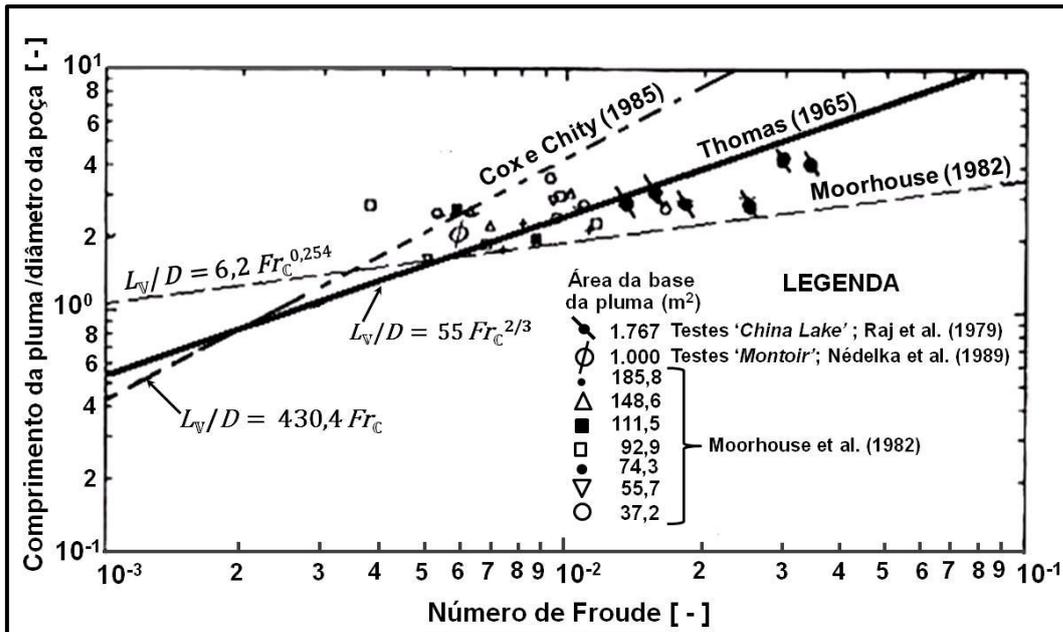


Figura 5.11 - Comparação de dados experimentais da razão altura/diâmetro da pluma térmica de GNL com as correlações usadas nos modelos. Adaptado de: Raj (2007b, 2005).

5.6 Modelos para predição de efeitos físicos

Em muitos fóruns, o público expressa interesse considerável com a segurança no transporte, manuseio e armazenamento de GNL. O foco principal está relacionado com os perigos tanto para pessoas como para ativos e bens materiais, em virtude de derramamentos de GNL seguidos de incêndios em poça, em nuvem, explosões ou transições rápidas de fase. No caso de incêndio em poça (na terra ou na água), o que mais se questiona é a distância em que a radiação térmica se torna perigosa. No caso de incêndio em nuvem, a área total ocupada pela mesma (antes de sua ignição) e a extensão da zona de radiação térmica delimitada pela nuvem inflamável logo no início de sua ignição, são os parâmetros de interesse.

As dimensões estimadas para derramamentos, poças, nuvens do vapor e transições de fase com os modelos de simulação atuais, são valores que geram no público certa apreensão. Por exemplo, em relatório recente, o Laboratório Sandia (Sandia, 2004) cita derrames de navios de GNL com formação de poça na água capazes de sustentar um incêndio com diâmetro de 500 m. Analogamente, nuvens inflamáveis ainda sem entrar em ignição, geradas pelo mesmo tipo de vazamento e dispersadas na atmosfera, podem se estender de 2.400 a 3.660 m, a partir do epicentro do vazamento (Sandia, 2004).

Fay (1973) definiu um critério para estabelecer escalas de tamanhos para derramamento de GNL na água, tendo como parâmetros característicos de interesse o inventário e o raio da poça de líquido derramado, da seguinte forma: (i) volume derramado de 10 m³, denominado 'pequeno'; (ii) 1.000 m³, 'moderado'; (iii) 100.000 m³, 'muito grande' (capacidade média de um metaneiro em 1973). Considerando estes números, os raios máximos das poças de GNL derramado calculados por Fay (1973) chegariam a, respectivamente, 16 m, 108 m, e 730 m. Fay (2003) estimou também o volume derramado de 14.300 m³ através de um rasgo de cerca de 9 m² no costado de

um metaneiro, para um navio com 125.000 m^3 de capacidade útil (capacidade média dos metaneiros atuais). O navio em questão considerou a distância vertical média entre a linha da água e a quilha do navio (*draft*) de 11,8 m. Considerou também uma carga por tanque de 25.000 m^3 , altura entre o nível inicial do GNL no tanque antes do vazamento e a linha d'água como sendo 13m, e uma área de seção reta do tanque de 1.100 m^2 (suposta constante, para um tanque de seção quadrada).

Para este volume, Fay (2003) modelou a poça como 181.000 m^2 , que correspondeu a um diâmetro de uma poça semicircular de 339 m. Este valor é da mesma ordem de grandeza do valor do diâmetro de 330 m e do comprimento do costado de um *carrier*, de popa a proa, citado por Sandia (2004). Dessa forma, fundamentado na literatura pesquisada, o presente trabalho propõe que as escalas, no presente contexto, passem doravante a serem assim organizadas:

- 'escala de laboratório' (ou pequena escala, escala de bancada) para poças com diâmetros (equivalentes) entre $0,03 \text{ m} \leq D \leq 2 \text{ m}$;
- 'escala de teste de campo' (ou escala intermediária) para diâmetros entre $2 \text{ m} < D \leq 35 \text{ m}$ (1,8 m a 2 m do teste de '*San Clemente*', da AGA) até 35 m (teste de '*Montoir*', da GdF), e,
- 'escala industrial' (ou grande escala), conforme Sandia (2004), Fay (2003) e Fay (1973), sugerem diâmetros $D > 35\text{m}$.

Note-se que esses limites não são rígidos, podendo variar, de acordo com a ordem de grandeza adotada ou outro critério convencionado. Outro critério é sugerido pela TMS (2006). Para que o diâmetro de um incêndio seja considerado 'grande', deve-se levar em conta a composição química (especialmente a razão ponderal C/H), vazão mássica de vaporização (soma das contribuições da retroalimentação térmica da chama para a poça, bem como a da transferência de calor a partir do substrato) e condições climáticas (turbulência gerada por vento, marés, etc.)

Porém, independentemente do critério adotado, o porte desses fenômenos, quando ocorrem em escala industrial, é da ordem de grandeza muitas vezes maior do que as que foram utilizadas em testes e experimentos de campo já realizados. Por conseguinte, estimar potenciais consequências de tais vazamentos, por meio de modelos confiáveis e validados contra dados experimentais e extrapoláveis de acordo com a física do fenômeno, passou a ser fundamental na cadeia de valor do GNL. Serão aqui tratados somente os incêndios em poça, em função do escopo deste trabalho.

5.6.1

Fenomenologia dos perigos da radiação térmica de incêndios em poça de hidrocarbonetos

A determinação quantitativa das propriedades radiativas de incêndios, começando por uma análise básica com as devidas considerações sobre a dinâmica da mistura e dos processos químicos associados com a queima dos combustíveis com o oxigênio do ar, é talvez a melhor abordagem (e, provavelmente, o método mais preciso) para se estimar a radiação térmica de incêndio de hidrocarbonetos.

Entretanto, tal abordagem no presente é pontuada por diversos obstáculos, como, por exemplo, compreensão inadequada da estrutura das chamas de difusão turbulenta e da cinética de não-equilíbrio da formação de fuligem.

Por conseguinte, o estado da arte da predição da radiação térmica emitida por incêndios em poça de hidrocarbonetos até o momento, consistiu-se, essencialmente, de

métodos semi-empíricos, alguns dos quais são baseados em dados experimentais de testes de escalas de laboratório.

Desnecessário afirmar que tais métodos semi-empíricos são sempre sujeitos a erros e incertezas de medições, quando dados experimentais de pequenas escalas de incêndios são extrapolados para prever emissão radiativa de incêndios de grandes escalas (Mudan, 1984).

A estimativa dos campos e radiação térmica associados a incêndios envolve três etapas principais (Mudan, 1984):

1. Determinação das características geométricas do incêndio em poça, isto é, determinação da vazão mássica de vaporização e das dimensões físicas da geometria do incêndio. A partir do cálculo da radiação térmica, o tamanho do incêndio implica no tamanho médio temporal do envelope visível da pluma do incêndio.

Markstein (1976a) demonstrou que as partes não visíveis de um incêndio irradiam menos do que 10% da radiação emitida pelas partes visíveis;

2. Determinação das características da radiação térmica emitida pelo incêndio; isto é, a determinação do poder emissivo médio da chama.

A intensidade da radiação térmica emitida pelo incêndio em poça depende de um conjunto de parâmetros, incluindo o tipo e composição do combustível, tamanho do incêndio, temperatura da chama e composição dos produtos de combustão.

Sem dúvida, as maiores fontes de emissão em grandes incêndios de hidrocarbonetos são o vapor d'água, dióxido de carbono e fuligem;

3. Cálculo da intensidade radiante em uma dada localização; isso pode ser realizado desde que a geometria do incêndio e a orientação relativa da localização do observador sejam conhecidas.

Para longas distâncias (centenas de metros) a partir da pluma térmica, a absorção pela atmosfera interveniente se torna apreciável, pois depende do comprimento do percurso, temperatura da chama e da umidade da atmosfera.

Nesta revisão bibliográfica foram revisitados vários modelos e dados experimentais existentes na literatura, no tocante a vazão mássica de vaporização, diâmetro e altura da chama, inclinação da chama na presença e vento emissão de radiação térmica e poder emissivo da chama. As Tabelas de 5.2 a 5.9 apresentam os dados de experimentos com incêndios em poça realizados até o momento. Contemplam diâmetros típicos, tipos de combustíveis e características geométricas, radiativas e de escoamento de incêndios medidos nesses experimentos.

5.6.2

Visão geral dos modelos de incêndio em poça

Um incêndio em poça é, essencialmente, um processo de combustão não pré-misturada com difusão turbulenta governado pelos efeitos do empuxo decorrentes de movimentos convectivos em escala molecular, associados à diferença de densidades entre os limites das camadas consideradas, de uma poça de combustível em que seu vapor tem baixa quantidade de movimento linear inicial.

A vaporização de combustíveis com alto ponto de ebulição é governada principalmente pela retro-alimentação de energia radiante à superfície da poça. Os efeitos dos perigos são controlados em grande parte pelo tamanho da poça e pelo tipo do combustível. Esses parâmetros determinam a vazão mássica de vaporização do combustível por unidade de área de superfície da poça do incêndio e a altura da chama

visível acima da poça (Chamberlain, 2002). Vento inclina a chama além da fronteira envoltória da pluma do incêndio, podendo levar a chama a sotavento, e a radiação emitida incidir sobre objetos eventualmente em seu percurso.

Duas regiões distintas são criadas dentro da pluma da chama – uma região de queima contínua, e outra com a presença de fumaça, onde a chama ‘aparece’ de forma intermitente, para um observador fora da pluma. Modelos empíricos (Considine, 1984; Pritchard e Binding, 1992; Johnson, 1992) normalmente representam a pluma da chama como um cilindro inclinado que considera duas regiões, atribuindo diferentes fatores para o obscurecimento pela fumaça. O campo da radiação externa à chama é calculado utilizando-se um fator de configuração geométrica e o poder emissivo da superfície da chama.

Relativamente, pouca informação existe disponível sobre a carga térmica de incêndios em poça incidindo em objetos engolfados no interior da mesma. No entanto, sabe-se que o mecanismo de transferência de calor por radiação térmica é o que predomina em cerca de 80% dos casos, e as temperaturas das chamas ficam acima 1.000 °C (FERC, 2004; ABS, 2004). Por exemplo, o fluxo térmico de incêndios em poça de querosene é de cerca de 150 kW/m², aumentando para cerca de 250 kW/m² para grandes incêndios em poça de GNL ou GPL.

O fluxo de radiação térmica incidente sobre objetos externos e nas vizinhanças de um incêndio em poça depende: (i) do tamanho, da forma (geometria) e das características da emissão radiante; (ii) da transmitância do ar circundante entre o incêndio e o objeto; (iii) da posição e orientação do objeto em relação ao incêndio e, (iv) das propriedades das superfícies e do objeto, tais como refletividade e absortividade espectrais (Raj, 2004). Até que ponto o corpo receptor sofre impactos ou não, depende, adicionalmente, de suas propriedades térmicas (duração da exposição à radiação, resfriamento externo (suor), inércia térmica e temperatura na qual ocorre o dano (Raj, 2007b).

Atualmente, existem modelos matemáticos disponíveis para a predição de fluxos térmicos a uma dada distância, associados com incêndio em poça, variando desde os menos sofisticados como os de fonte puntiforme aos mais complexos, de campo, envolvendo Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD). Eles podem ser divididos, fundamentalmente, em quatro categorias principais (Pula et al., 2005):

1. Semi-empíricos de chama puntiforme (Lees, 1996; Schneider, 1980) e de chama sólida (Rew et al. 1998; Rew et al., 1997; Johnson et al., 1994; Cracknell et al. 1994);
2. De campo (com CFD) (Johnson, 1992);
3. Integrais (Vachon e Champion, 1986; Wilcox, 1975);
4. De zonas múltiplas (Raj, 2007b; Fay, 2006; TMS, 2006; McGrattan et al., 2000; Chamberlain e Persaud, 1997; Chamberlain, 1996; Malalasekera et al., 1996; McCaffrey, 1983).

Esta divisão não estabelece, todavia, critérios rígidos e excludentes de classificação entre uma ‘categoria’ e outra. Em muitas das vezes, as fronteiras não são muito rígidas, no que toca à geometria, física de sua modelagem e a formulação utilizada. Por exemplo, modelos de zonas múltiplas se valem da geometria do modelo de chama sólida, que por sua vez, pode ter formulação integral ou formulação de campo. Da forma análoga, um modelo de campo pode utilizar submodelos empíricos ou semi-empíricos de turbulência e/ou de combustão, para fazer o fechamento do sistema de equações diferenciais parciais de conservação. Mais adiante, no desenrolar da apresentação dos modelos, esta questão tornar-se-á mais clara.

5.6.2.1 Modelos semi-empíricos

São denominados semi-empíricos por que usam algum tipo de correlação obtida via experimentos e observações constatadas.

No que toca à física, são classificados em modelos de chama puntiforme (Lees, 1996) e modelos de chama sólida (Johnson et al., 1994; Cracknell et al., 1994; Rew et al., 1998; Rew et al., 1997).

Os modelos semi-empíricos são uma técnica que permite modelar, numa primeira aproximação, fluxos de radiação térmica incidentes em objetos receptores externos ao incêndio em poça a uma dada distância, bem como a forma das chamas, sem entrar em detalhes no cálculo do incêndio em si.

5.6.2.1.1 Modelos de chama puntiforme

Modelos de chama puntiforme não levam em conta nenhum tipo de predição de forma e de geometria da chama. A fonte de radiação térmica é um único ponto emissor e uma fração do calor de combustão é transferida pela chama como radiação (Lees, 1996). Esses modelos geralmente superestimam a radiação térmica para o 'campo (de temperaturas, pressão, velocidades) próximo' (*near field*); contudo, podem ser usados de forma confiável em distâncias acima de aproximadamente cinco diâmetros do incêndio em poça, ou seja, no 'campo ao longe' (*far field*). Não são muito indicados, por conseguinte, para estruturas *offshore* (Pula et al., 2005). É o modelo mais simples, em que a emissão de radiação térmica é tratada de uma maneira global assumindo-se que ela decai com o inverso do quadrado da distância a partir da fonte emissora.

Uma fração empírica do calor de combustão é usada para aproximar a radiação térmica emitida, cuja incerteza aumenta para incêndios de escala industrial, devido à falta de dados consistentes e detalhados sobre o fluxo térmico. Assume-se, também, que as superfícies receptoras estão orientadas de forma a receber o máximo de radiação térmica (Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004). O fluxo de radiação térmica no campo próximo, num ponto fora da pluma dentro de aproximadamente de 3 a 5 diâmetros, não pode ser capturado com este modelo, devido às considerações geométricas entre a chama emissora e as superfícies receptoras que passam a se tornar importantes.

O efeito da inclinação da chama devido ao vento e a presença de objetos intervenientes com a chama também não podem ser capturados. Não é abordagem tipicamente adotada hoje em dia com os modelos atuais, mas foi uma primeira tentativa de se modelar a radiação térmica emitida por incêndios em poça. Por esta razão, não será objeto de análise neste trabalho.

5.6.2.1.2 Modelos de chama sólida

O nível seguinte de complexidade é o modelo de chama 'sólida', que configura a superfície da chama, usualmente como um 'sólido cilíndrico' (Sandia, 2004; Raj e Atallah, 1974; Brown et al., 1974). Neste modelo, a radiação térmica é suposta ser emitida uniformemente ao longo e a partir desta superfície, pelo poder emissivo radiativo médio da superfície da chama, \bar{E} , sendo baseado em correlações experimentais em função do diâmetro da poça (Sandia, 2004). A chama é assumida

como um ‘corpo sólido’ (Johnson et al., 1994; Cracknell et al., 1994; Rew et al., 1998, 1997), um cilindro de base circular (Lautkaski, 1992; Johnson, 1992; Raj e Attalah, 1974; Brown et al., 1974), podendo ter variações, conforme será discutido no item 5.6.4.3.1 (Geometria)

Partem de correlações experimentais para descrever e estimar a geometria da chama, seu comprimento e a trajetória de sua linha de centro e o poder emissivo da chama. Além disso, consideram a atenuação da radiação térmica na atmosfera, e fatores de configuração geométrica (*geometric view factor*), como sendo a fração da energia radiante recebida por um objeto no ‘campo de visão’ da chama emissora, sendo apropriado, por isso, tanto ao *near field* como ao *far field*. Para uma dada geometria assumida, o fator de configuração pode ser calculado com relativa precisão (Sparrow e Cess, 1978).

Atenuação da radiação térmica pelo vapor d’água e pelo dióxido de carbono na atmosfera pode ser representada por um dado modelo (Luketa-Hanlin, 2006). O comprimento (ou altura, em caso de calmaria) da chama, inclinação (*tilt*) e arrasto (*drag*), necessários para determinar a forma da chama, e os fatores de configuração, são baseados também em correlações empíricas (Rew et al., 1997).

Alternativamente, o incêndio pode ser representado por acoplamentos entre a geometria obtida a partir de tais correlações com correlações secundárias para o poder emissivo, ou a fração da energia da combustão emitida como radiação térmica. Os vários modelos existentes diferem em seus métodos de avaliação desses parâmetros. Em geral, abordam consequências específicas, e incorporam correlações obtidas a partir de dados de testes em escalas maiores. São, matematicamente, simples e podem ser facilmente programados com baixo custo computacional.

Para incêndios em poça com configuração simples, esses modelos fornecem boa concordância com os experimentos. Johnson (1992) encontrou concordância com um desvio padrão a partir da média com medições do fluxo térmico com poças com tamanhos entre 1,8 e 35 m de diâmetro. Bem-validados fornecem melhor previsão da geometria e da radiação térmica para incêndios em escala industrial e, a partir da metade da última década para cá, têm sido os mais utilizados com êxito para avaliação das consequências de incêndios em poça e Análises Quantitativas de Riscos (Raj, 2007b; Fay, 2006; Sacadura, 2005; Rew et al., 1998 e 1997; Johnson et al., 1994; Cracknell et al., 1994). Porém, no campo próximo, não são os mais adequados para serem utilizados em instalações *offshore*, devido ao elevado congestionamento e compactação existentes nos arranjos de equipamentos dessas instalações, conforme Pula et al. (2005).

A desvantagem desses modelos é a inabilidade de modelar geometrias com formas mais complexas, como, por exemplo, aquelas oriundas de poças de formatos irregulares, ou com objetos com que interagem, ou são açambarcados pela zona de combustão. Entretanto, este tipo de formulação apresenta como principal vantagem, poder ter sua física acoplada à formulação dos modelos integrais e de zonas múltiplas que serão discutidos nos itens 5.6.2.3 (Modelos integrais) e 5.6.2.4 (Modelos de zonas múltiplas), em termos de praticidade no que tange à sua aplicação para a indústria, demandando baixo esforço computacional.

5.6.2.2 Modelos de campo

Os mais sofisticados são os modelos de campo validados que fazem uso de códigos baseados na Dinâmica dos Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics-CFD*) (Raj, 2007b, Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004). Formulam simulações

numéricas incorporando equações governantes de campos de escoamentos laminares e turbulentos de fluidos com reação química por meio das equações de Navier-Stokes (daí decorre a denominação ‘modelos de campo’).

São os modelos mais complexos, resolvendo computacionalmente equações médias temporais ou pela densidade, tridimensionais, considerando as leis da conservação da massa, conservação e transporte de quantidade de movimento e de quantidades escalares (espécies, concentrações, escalar passivo, por exemplo), e conservação da energia, por meio de um conjunto de equações diferenciais parciais. Envolve balanços entre os termos: transiente (acumulação), convecção, difusão, fonte (de reação química, p. ex.) e de dissipação. São os que apresentam o maior custo e esforço computacional em relação aos outros modelos (Sandia, 2004).

Utilizam esquemas numéricos que contemplam, por exemplo, métodos de volumes finitos (*Finite Volume Method-FVM*), resolvendo as equações em cada volume de controle ao longo de toda a malha numérica do domínio computacional, até que o processo todo alcance convergência, dentro de parâmetros e critérios previamente estabelecidos. Podem também ser usados vários outros métodos como, por exemplo, o de elementos finitos (*Finite Elements Method-FEM*) de Galerkin no espaço tridimensional, acoplado com esquema de diferenças finitas (*Finite Differences Method-FDM*) na escala temporal conforme mencionado por Luketa-Hanlin (2006) e Sandia (2004).

De um modo geral, os modelos de campo podem ser usados para a predição de escoamento de fluidos que envolvam combustão (Engelhard, 1997). Porém ainda apresentam dificuldades no acoplamento das equações de conservação da quantidade de movimento linear com as da conservação das espécies, do transporte radiativo, e da radiação emitida por material particulado gerado na combustão (Sacadura, 2005; Raj, 2005). Como os processos de incêndios em poça são combustão não pré-misturada com difusão turbulenta na escala de interesse, há, adicionalmente, uma acentuada disparidade entre os tamanhos das escalas de interesse envolvidas, face à enorme diversidade da física descrita.

Lida-se, concomitantemente, por exemplo, com pelo menos dois tipos de escala (Bird et al. , 2002): (i) macroscópica, típica de problemas industriais de diâmetros de poça (dezenas a centenas de metros), altura da chama (dezenas a uma centena de metros), locação do objeto-alvo que receberá os efeitos da propagação da radiação térmica emitida pelo incêndio (centenas a milhares de metros), (ii) microscópica, quando se focaliza mistura de fluidos em uma pequena região dentro de um sistema ou equipamento, ou seja, um elemento de fluido na escala da interação com a turbulência. O nível do terceiro tipo, molecular, não se insere neste tipo de problema, que é industrial. Sem contar com os efeitos da atenuação provocados pela atmosfera participante, e a aleatoriedade de objetos que se interpõem no percurso da propagação radiativa.

As limitações desses modelos para modelar incêndios de grandes diâmetros, residem nas aproximações e hipóteses usadas para modelar os efeitos da turbulência e do empuxo. Devido às limitações computacionais, nem todas as escalas de comprimento e tempo associadas à turbulência podem ser capturadas nas simulações. As equações de Navier-Stokes e da continuidade são tomadas na média usando-se filtros como, por exemplo, filtro Gaussiano isotrópico no espaço físico, ponderal pela densidade de Favre, filtro de frequência de corte no espaço de Fourier, filtro de corte no espaço físico, filtros temporais de Euler, decomposição temporal de Reynolds RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), dentre outros. Podem ser simulados, por exemplo, com Simulação Numérica Direta DNS (*Direct Numerical Simulation*), Simulação Direta de Grandes Escalas LES (*Large Eddy Simulation*), método Lagrangiano integral LIM (*Lagrangian*

Integral Method) e, com frequência, funções conjuntas de densidade de probabilidades PDF (*Probability Density Functions*) (Sacadura, 2005; Pope, 2002, 1994).

Os efeitos da turbulência nessas escalas menores são então incluídos no código por meio de termos empíricos adicionados às equações médias de conservação. Como incêndios em poça são turbulentos, usam-se modelos de produção e dissipação da energia cinética turbulenta; tipicamente os modelos de duas equações diferenciais parciais (2ª ordem), ' $\kappa - \varepsilon$ Standard (*Standard Wall Functions*)', ' $\kappa - \varepsilon$ Realizable (*Non-equilibrium Wall Function*)', 'Spalart (*Strain-Vortices Production*)', ' $\kappa - \omega$ SCF (*Shear Correction Flow*)' e suas variações, onde κ é a energia cinética turbulenta, ε é sua taxa de dissipação, e ω é a taxa de dissipação específica, que pode ser também pensada como a razão entre ε e κ , segundo Wilcox (1998).

O modelo ' $\kappa - \omega$ SST (*Shear Stress Transport*)', ou modificado, foi proposto por Menter (1994) para conjugar a efetividade da formulação de modelo $\kappa - \omega$ próximo da parede, com independência do modelo $\kappa - \varepsilon$ na região de escoamento livre, fora da região da parede. O modelo $\kappa - \omega$ é mais voltado para escoamentos parietais.

Por exemplo, o código VULCAN[®] (mais, adiante) usa a formulação RANS para as equações do movimento, onde a turbulência é modelada na média em todas as escalas temporais com o modelo $\kappa - \varepsilon$. Um submodelo para o empuxo e geração de vorticidade da turbulência é incluído para capturar as escalas abaixo da malha do domínio computacional (Sandia, 2004). O código usa o modelo de combustão turbulenta EDC (*Eddy Dissipation Concept*) derivado do modelo ED (*Eddy Dissipation*) de Magnussen-Hjertager, para descrever mecanicamente as quantidades locais de combustível, oxigênio, energia e turbulência para consumo das espécies químicas (Múnera et al., 2009; Sandia, 2004).

Os modelos de campo com CFD requerem sub-modelos para combustão, transferência de calor por radiação, produção de fuligem e equações constitutivas adicionais para descreverem cada um dos processos físicos e químicos importantes que ocorrem no incêndio (Rew et al., 1997). Os modelos da combustão assumem tipicamente que a queima é governada pelos movimentos de agitação turbulenta da mistura, ao invés de ser controlada pelo tempo e o avanço da reação química.

As equações do transporte radiativo, junto com hipóteses simplificadoras, são usadas para modelar, com limitações, a radiação térmica. Modelos de formação de fuligem e fumaça são também incorporados, invocando modelos empíricos, porém ainda incipientes (Sandia, 2004).

Outro aspecto é que esses modelos demandam maiores requisitos computacionais comparados com os requisitos dos modelos de chama sólida, embora a evolução dos computadores atuais venha tornando esta questão menos problemática. Existem vários deles na atualidade, como, por exemplo, CFX[®] e FLUENT[®] da ANSYS Germany GmbH, Alemanha; FDS-2[®], do *National Institute of Standards and Technology*, EEUU; FLACS[®] do *Christian Michelsen Research Institute*, Noruega; JASMINE[®] do *Building Research Establishment (Fire Research Station)* usando o PHOENICS[®], como núcleo para CFD, Inglaterra; KAMALEON FireEx[®] do SINTEF e *Computational Industry Technologies AS*, Noruega; PHOENICS[®] da CHAM Ltd, Inglaterra; VULCAN[®], derivado do KAMALEON FireEx[®], desenvolvido pelo Sandia *National Laboratories*, EEUU, em colaboração com o SINTEF e *Computational Industry Technologies AS*, Noruega; tendo flexibilidade de modelarem explosões, incêndios em nuvem e/ou em poça (Luketa Hanlin, 2006; Sacadura, 2005).

Por outro lado, os modelos de campo requerem um conjunto mais completo de informações sobre a física do que os modelos simplificados, e um número consideravelmente maior de equações empíricas devido ao problema de fechamento da

turbulência, além das equações de conservação fundamentais promediadas por Reynolds ou por Favre. Eles fazem uso de mais submodelos empíricos do que os de chama sólida, por exemplo, podendo levar a uma modelagem dos fenômenos de uma forma incipiente, se não incluírem a física do problema específico, muitas vezes com fenomenologia desconhecida. Neste caso, os modelos mais simples modelam melhor. Assim, é importante desenvolver modelos que sejam aplicáveis à física específica e compará-los com resultados obtidos experimentalmente, além de serem necessária e exaustivamente validados, antes de seu uso efetivo.

Isto envolve, porém, um custo usualmente alto para a escala de interesse industrial. A respeito, Raj (2007c) cita:

“Esforços vêm sendo feitos por muitas instituições de pesquisa para se usar códigos com CFD, na modelagem de incêndios de difusão turbulenta de escala industrial. O corrente estado da arte não está próximo de se ter um modelo aplicado universalmente e economicamente utilizável, cujos resultados sejam coerentes com todos os dados (características físicas e transferência radiativa de calor de incêndios de difusão em poça) adquiridos em testes de campo. Por conseguinte, pelo menos por um futuro próximo, modelos semi-empíricos, baseados nos melhores dados adquiridos experimentalmente em escalas de teste e industriais, como os já testados até a presente data, serão suficientes”.

FERC (2004)⁴⁰ cita, adicionalmente, que a modelagem de incêndios em poça de GNL com uso de códigos baseados em CFD não é ainda amplamente usada para incêndios em poça de GNL de grandes escalas, pois estes códigos ainda requerem significativo esforço computacional em relação aos modelos de chama sólida. Fornecem, por enquanto, pouco ou nenhum benefício sobre os modelos de chama sólida (*“provide little or no benefit over the solid flame model”*), quando o objetivo é prever campos de radiação térmica em distâncias significativas a partir do incêndio em poça, envolvendo centenas e até milhares de metros.

Ainda segundo FERC (2004), sua revisão da literatura não detectou, naquela época, qualquer modelo de CFD que pudesse ser facilmente aplicado nos problemas de propagação incêndios em poça de GNL na água. Essa afirmação baseia-se, fundamentalmente, nas conclusões do trabalho de Cowley e Johnson (1992). Este trabalho foi patrocinado por 29 organizações (principalmente da indústria) e publicado pelo *Health & Safety Executive* (HSE) da Inglaterra, avaliando modelos semi-empíricos como os de chama sólida, de campo (por exemplo, modelos CFD) e modelos integrais. Cowley e Johnson (1992 *apud* FERC, 2004) afirmam em seu relatório:

“Bem validados, solidamente embasados, os modelos semi-empíricos de chama sólida são atualmente os melhores disponíveis para a predição do fluxo térmico sobre objetos fora da chama. No entanto, só podem ser utilizados dentro do intervalo definido pelas condições e dados experimentais utilizadas na sua formulação. Assim, por exemplo, eles só são aplicáveis a incêndios em campo aberto que não sejam afetados pela presença de estruturas nas proximidades ou no interior da chama”.

Adicionalmente, com relação aos modelos de campo, o relatório de Cowley e Johnson (1992) menciona ainda:

⁴⁰ Autoridade do USDOE que juntamente com a MARAD (*Maritime Administration*)/USCG (U.S. Coast Guard) do USDOT tem jurisdição legal, dentre outras atribuições, para concederem, respectivamente, as licenças para construção e operação de terminais terrestres e marítimos em todo o território americano.

“Os modelos atuais ainda são, essencialmente, objeto de pesquisa. Em geral, são formulados com sub-modelos de fraca descrição da física da combustão dos gases, produção de fuligem, oxidação e transferência de calor por radiação. Não são críticas aos modelos como ferramentas de pesquisa, ainda em desenvolvimento. Como tal, testam conhecimentos da combustão e fornecem direções para os experimentalistas prosseguirem seus trabalhos. Necessitam de conhecimento dos fundamentos de combustão e transferência de calor, até então relativamente ignorados na ciência dos grandes incêndios. Nossas críticas são na realidade no sentido da utilização desses modelos como ferramentas de análise de riscos para a indústria. Para a maioria dos problemas em que foram aplicados, ainda não foram adequadamente validados. Eles não são capazes de produzir previsões quantitativas precisas”.

Sem dúvida que os modelos de campo e os recursos computacionais melhoraram significativamente nestes últimos 18 anos, desde a publicação do relatório de Cowley e Johnson (1992), como anteriormente mencionado. Entretanto, a presente revisão de literatura também não detectou modelos de CFD de baixo esforço e custo computacionais com abrangência global, que pudessem facilmente ser aplicados em escalas de interesse da indústria, em poças de GNL com centenas de metros, de diâmetro e que apresentassem resultados mais precisos que os atuais modelos de chama sólida e de multi-zonas.

A cautela demonstrada por Cowley e Johnson (1992, *apud* FERC, 2004) em usar modelos semi-empíricos com CFD, tendo em vista a variabilidade de condições apresentadas pelos dados experimentais, não é sem motivo. Sua recomendação de utilizar as abordagens de chama sólida e de multi-zonas para modelar incêndios de GNL com poças de grande diâmetro é reconhecida como plausível, dadas as correlações existentes. Ocorre que, mesmo as experiências de campo, são baseadas em extrapolações dos resultados obtidos para incêndios em poça com diâmetros muito menores dos que os dos incêndios em escala industrial, que podem chegar a centenas de metros.

Trabalhos relatando o uso de modelos de CFD nesta área podem ser citados. Entretanto, nenhum dos que foram pesquisados na presente revisão tratou especificamente de incêndios em poça de GNL na água em escala industrial e em campo aberto. As escalas dos diâmetros utilizados não passaram de 10 m. Por exemplo, num intervalo de mais de 10 anos, desde 1996, podem ser mencionadas as pesquisas de:

- Bressloff et al. (1996) em escala de laboratório com o código SOFIE® (*Simulation of Fires in Enclosures*), para estudar predição da concentração de fuligem em cavidades, usando tubos capilares de 4,07 mm de diâmetro e vazões de 10,3 g/min;
- Mell et al. (1996) também em escala de laboratório, para estudar incêndios em poça de metanol com 0,10 m de diâmetro;
- McGrattan et al. (1998), com simulações de incêndios em compartimentos de prédios comerciais utilizando poças de heptano de 0,25 m de diâmetro e 3 m de altura, usando simulações LES com viscosidade turbulenta constante diretamente nas sub-malhas;
- Makhviladze et al., (1999), com a modelagem numérica da evolução, comportamento e combustão de nuvens de propano liquefeito vazadas em duas fases no ar formando incêndios em bola de fogo.
Foram usados modelos Eulerianos-Lagrangianos para escoamentos transientes, considerando transferência de calor, massa e quantidade de movimento linear,

formação de fumaça e radiação térmica, envolvendo massas de 1 g a 1 kg de propano;

- Versteeg e Malalasekera (1999) reportando resultados parciais de 27 testes de incêndios de álcool isopropílico realizados no Laboratório LLNL (EUA) para medir campos de temperatura e empuxo provocado pela entrada de ar na lateral da chama, reportados por Alvarez et al. (1984). Somente um teste, o MOD08, usou CFD, com esquema SIMPLE e malha de volumes finitos, para modelar tridimensionalmente um incêndio. Foi utilizado dispositivo com de bico aspersor (*nozzle*) montado em um recipiente em forma de bandeja com cerca de 1 m no interior da câmara. Esse aparato proporcionou a queima do álcool isopropílico de forma semelhante à um incêndio em poça. As dimensões da câmara de teste, isolada com paredes refratárias, foram 6 m de largura x 4,5 m de altura x 4 m de profundidade. O modelo de turbulência adotado foi o $\kappa - \epsilon$ *standard*, com termos de empuxo e combustão com cinética química rápida (mais, adiante no Capítulo 6), juntamente com modelo de transferência discreta de radiação térmica por condução. A malha computacional foi de 14 x 13 x 12, ou seja, 2.184 pontos nodais (discussão mais ampla será apresentada adiante nos itens 6.3.5.2 (Escala da turbulência em fluidos) e 6.3.5.3 [Simulação numérica direta (Direct Numerical Simulations-DNS) e simulação de grandes escalas (Large-Eddy Simulations-LES)]. Embora o empuxo, os campos de temperatura gerados e a inclinação (*tilt*) da pluma térmica tivessem sido razoavelmente retratados em relação aos valores medidos experimentalmente, os resultados indicaram reduzidas dimensões físicas do experimento, quando comparadas às de um incêndio em poça num campo de mar aberto;
- Liu e Wen (2002), estudando plumas de incêndio com 3 m de altura e 0,60 m de diâmetro; Snegirev (2004), com método estocástico de Monte Carlo para a transferência radiativa objetivando modelar chamas de empuxo com difusão turbulenta de propano em atmosferas sem vento e com vento, usando queimador de 0,3 m de diâmetro;
- Sacadura (2005), apresentando revisão dos trabalhos sobre transferência radiativa na ciência da segurança contra incêndios, os classifica como internos e externos, no que tange à localização de sua ocorrência. Os incêndios externos citados focalizam florestas, parques e bosques (*wildland*), plantas industriais e incêndios urbanos (edificações). Apresenta diversos trabalhos publicados e esforços relacionados com florestas (efeito estufa) e edificações urbanas (terremotos), mas nenhum relacionado com plantas industriais, e com terminais de GNL;
- Luketa-Hanlin et al., (2007), revisitando e re-simulando os testes das séries de 'Burro', 'Coyote', and 'Falcon' para incêndios em nuvem em campo aberto relatados no item 5.5.1 (Experimentos de incêndios em poça e em nuvem com GNL). As dispersões das nuvens foram estudadas usando-se camadas limite planetárias e o modelo $\kappa - \epsilon$ para o transporte turbulento de duas equações diferenciais e LES de grandes escalas, para definir a especificação do domínio computacional, malhas, condições iniciais e de contorno para uso em dispersões de nuvens de vapor de GNL. Luketa-Hanlin et al., (2007) incluíram também as forças de Coriolis para modelar grandes vazamentos de GNL.

Registre-se, no entanto, uma das conclusões daqueles autores:

“Como previamente estabelecido, não existe nenhum modelo universal de turbulência com o uso de CFD, e, assim, o analista precisa definir o intervalo de aplicação do modelo sendo usado. Isso pode ser estabelecido através da pesquisa da literatura relevante, e, mais importante ainda, realizar uma análise de sensibilidade

variando parâmetros como a velocidade de formação da poça e os perfis dos campos de velocidade da atmosfera para determinar seus efeitos nas distâncias da dispersão”;

Luketa-Hanlin et al. (2007) não tratam de incêndio em poça, pois este tema não fez parte de suas pesquisas.

- Gavelli et al. (2008), aplicando o código FLUENT®, revisitando os testes 'Falcon' de dispersão de nuvens de vapor de GN, vistos anteriormente, mantém esse mesmo ponto de vista.

Considerando os resultados desta pesquisa, tome-se agora, por exemplo, a modelagem do espalhamento e da evaporação da poça antes da formação do incêndio. A abordagem recomendada na literatura é adotar um valor para o fluxo térmico da água para a poça, valor este obtido experimentalmente.

Dessa forma, por meio da presente pesquisa pôde-se concluir que, ao aplicar métodos de CFD, o analista terá, essencialmente, duas opções: (i) selecionar um valor para o fluxo térmico, como é feito ao se usar modelos semi-empíricos, ou (ii) tentar modelar de forma pormenorizada o complexo processo de ebulição da poça. Se a primeira opção for selecionada, os resultados padecerão da mesma incerteza com o valor selecionado pela própria abordagem. Se a segunda opção for selecionada, o analista enfrenta ainda desafios significativos para modelar corretamente o complexo processo, o que incluirá a correta identificação do conjunto de equações físicas dos princípios governantes que descrevem o fenômeno, que necessitam serem resolvidas aplicando as condições de contorno corretas. Com um problema turbulento, de difusão, multifásico, altamente não linear, de difícil solução numérica, como o que se apresenta, o analista pode também ser obrigado a utilizar dados empíricos para sua solução, ainda que numericamente.

Assim, a aplicação dos métodos recomendados poderá apresentar resultados conservativos (ou seja, que superestimam, em vez de subestimarem o tamanho da zona perigosa). Cabe mencionar que modelos empregando CFD não representam uma solução garantida para toda a problemática que a modelagem de derrames criogênicos de GNL seguidos de incêndio em poça possa trazer. Modelos de campo usando CFD são matematicamente mais complexos, requerem validação contra dados experimentais mais apurados e dispendiosos, antes de serem usados como ferramentas preditivas para modelar incêndios em campo aberto, e nenhum deles ainda foi validado para incêndio de escalas de teste de campo ou em escala industrial.

Gritz et al. (2004) fornecem uma ampla discussão sobre requisitos de validação, e Spalding (1992) apresenta uma vasta resenha sobre os fundamentos da modelagem usando CFD. Sacadura (2005) e Raj (2005) mergulham no estado da arte do uso de CFD para incêndios externos, relatando e quantificando o esforço computacional envolvido e a dimensão do *hardware* requerido, para maiores detalhes.

Como os sub-modelos usados em CFD são também empíricos, requerem, da mesma forma, validação. Mas, uma vez validados, esses têm potencial para equacionar efeitos como, por exemplo, incêndios em ambientes enclausurados e obstruções dentro da chama (Rew et al., 1997). Uma área em particular onde os métodos com CFD apresentam potencial para melhorar resultados (ou pelo menos diminuir incertezas) seria a aplicação na física dos fenômenos, ajudando a superar a necessidade de se extrapolar correlações empíricas existentes (por exemplo, correlação de Thomas para o comprimento de chama) fora do intervalo para a qual foram concebidas.

A desvantagem dos modelos de campo é o tempo computacional e de seu desenvolvimento comparado com os modelos integrais que representam os incêndios como chamas cilíndricas. Porém, um dos fatores limitantes de seu uso comercial e

industrial em larga escala está relacionado à alta demanda de CPU, esforço computacional elevado, requerendo computadores de grande porte, muitas vezes *clusters* e computação paralela, além de usuários com conhecimentos especializados tanto da física do problema como de métodos numéricos e técnicas computacionais sofisticadas. Ademais, para serem usados apuradamente, necessitam serem validados para cada uma das situações específicas (Sandia, 2008).

Dessa forma, em que pesem os benefícios que o uso de CFD possa trazer, sobretudo para a modelagem de incêndios no interior de edificações, como os exemplos dos testes relatados por Versteeg e Malalasekera (1999) acima, os modelos que usam Dinâmica dos Fluidos Computacional, em escala industrial, ainda necessitam ser cotejados com a relativa facilidade no uso de modelos semi-empíricos, como os de chama sólida, integrais e de multi-zonas, no que tange ao esforço computacional. Indubitavelmente, com o célere avanço da computação paralela dos dias atuais, muito em breve esse problema certamente será superado.

Pelas razões expostas, o presente trabalho conclui, preliminarmente, que para a finalidade a que se destinam, os modelos de CFD não serão objeto de aplicação no presente. Uma discussão considerando a problemática da interação entre turbulência e combustão não pré-misturada e seu acoplamento com o transporte radiativo, tendo em vista a utilização de métodos numéricos, é apresentada no item 6.6.1 (Problemática da interação entre turbulência e combustão não-prémisturada e seu acoplamento no transporte radiativo), fundamentando e consolidando, ainda mais, as constatações acima apresentadas.

5.6.2.3 Modelos integrais

Modelos integrais representam o ‘meio termo’ entre os modelos semi-empíricos e os modelos de campo. Representam o compromisso entre os modelos semi-empíricos e os modelos de campo, por incorporarem uma descrição mais rigorosa da física, e permitirem serem usados em uma variedade mais ampla de casos do que os modelos semi-empíricos. Eles são formulados matematicamente de maneira similar aos modelos de campo. Resolvem também as equações da conservação da massa, quantidade de movimento e quantidades escalares dentro do escoamento, requerendo sub-modelos de estrutura da turbulência e processos de combustão e de transferência de calor. Essas equações são denominadas de forma simplificada, em conjunto, como ‘modelos integrais’. Seu uso demanda menor esforço computacional do que os modelos de campo.

Na abordagem dos modelos integrais, as equações diferenciais parciais usadas nos modelos de campo podem ser integradas, analítica ou numericamente, (daí a denominação de ‘modelos integrais’) e reduzidas a equações diferenciais ordinárias. Portanto, na formulação destes modelos é fundamental identificar as propriedades do escoamento que são similares e escolher os perfis adequados para representá-las. O tratamento matemático é mais simples do que nos modelos de campo, reduzindo assim o esforço computacional.

Alguns modelos integrais foram validados em escala de laboratório experimental, existindo dados disponíveis (Wilcox, 1975; Champion e Vachon, 1986). O atrativo para seu uso é a possibilidade de serem acoplados aos modelos de chama sólida discutidos acima, juntamente com os modelos de zonas múltiplas que, hodiernamente, estão recebendo estímulos tanto de pesquisadores como da indústria para serem aperfeiçoados. Os resultados afiguram-se como promissores, tanto para a área de

pesquisa como para a indústria e autoridades regulamentadoras da cadeia produtiva de GNL, o que tem estimulado seu uso e avanço tecnológico.

5.6.2.4

Modelos de zonas múltiplas

Consideram módulos ou compartimentos de uma série de zonas assumidas fisicamente distintas da chama, mas acoplando empiricamente equações de conservação da transferência de calor e de massa (Raj, 2007b; Fay, 2006; TMS, 2006; McGrattan, 2000; Chamberlain e Persaud, 1997; Chamberlain, 1996; Malalasekera, 1996; McCaffrey, 1983).

Estes modelos vêm sendo objeto de desenvolvimento tanto científico como técnico, merecendo a atenção de renomadas instituições de pesquisa científica, como, por exemplo, MIT (*Massachusetts Institute of Technology*) (Fay, 2006) e LLNL (*Lawrence Livermore National Laboratories*) (Koopman et al., 2007), GTI (*Gas Technology Institute*) (Raj, 2005) dos EEUU, HSE (*Health & Safety Executive*) da Inglaterra (FERC, 2004; ABS, 2004, Rew, 1996); agências regulamentadoras e órgãos do governo americano, p. ex., USDOE, FERC, USCG, USDOT (*Pipeline & Hazardous Materials Safety Administration–PHMSA*) (Sandia, 2008; TMS, 2006); representantes da indústria, p. ex., *Distrigas of Massachusetts Corporation-DOMAC*, *Gaz de France* (TMS, 2006); sociedades classificadoras de navios metaneiros e terminais de GNL, por exemplo, ABS (*American Bureau of Shipping*) (FERC, 2004), associações normativas, p. ex. NFPA (*National Fire Protection Association*) (ABS, 2004), empresas de consultoria, p. ex. Arthur D. Little, Quest e TMS (TMS, 2006; Sandia, 2004; FERC, 2004; Mudan, 1984).

Em 2006, a empresa *Technology & Management Systems, Inc.* (TMS), foi contratada pelo USDOT e seu braço avançado fiscalizador, PHMSA, para desenvolver relatório de pesquisa e desenvolvimento de modelo de zonas múltiplas. Embora estes modelos utilizem a abordagem tradicional do modelo de chama sólida, não deixam também, de certa forma, de ser modelos integrais, e têm a vantagem de acoplar a abordagem da chama sólida com a formulação integral, permitindo o equacionamento racional da problemática das escalas, com variáveis 'adimensionalizadas'. Possibilitam, destarte, a extrapolação para incêndios de grandes diâmetros em campo aberto, sem requererem elevado esforço computacional.

Modelos de zonas múltiplas vêm ganhando impulso ultimamente, com resultados alentadores, e muitos deles vem sendo validados quantitativamente através da comparação com experimentos realizados em campo (Raj, 2007b; Luketa-Hanlin, 2006; Fay, 2006; Sacadura, 2005; Sandia, 2004; ABS, 2004; Rew e Hulbert, 1996). Estes modelos são discutidos em detalhe nos itens 5.6.4.3 (Modelos de chama sólida) e 5.6.4.4 (Modelos de zonas múltiplas), e farão parte do cotejo de qual será a abordagem adotada neste trabalho, após análise de suas respectivas lacunas.

5.6.3

Breve comparação das predições com modelos de chama sólida vs. chama puntiforme

Modelos semi-empíricos como os de chama sólida, são usados, tipicamente, para determinar zonas seguras à radiação térmica, assumindo poças circulares. O modelo de chama puntiforme também é usado, assumindo que o incêndio é concentrado em um

ponto, implicando que a poça seja uniforme a partir daquele ponto. Para um cenário de derramamento sem nenhum objeto interveniente, esta é a forma geométrica lógica que se espera para a poça. Se existir alguma interação, uma geometria oval ou retangular pode ocorrer; por exemplo, um incêndio em trincheira, que é um incêndio em poça com configuração retangular. Portanto, é interessante comparar o desempenho do modelo puntiforme com o modelo de chama sólida com tal configuração (Croce et al., 1984).

Na Figura 5.12 é mostrada comparação desses modelos com dados experimentais medidos por Croce et al. (1984) em incêndio ateado em uma trincheira de 23,5 m de comprimento por 1,83 m de largura (Luketa-Hanlin, 2006; Sandia, 2004).

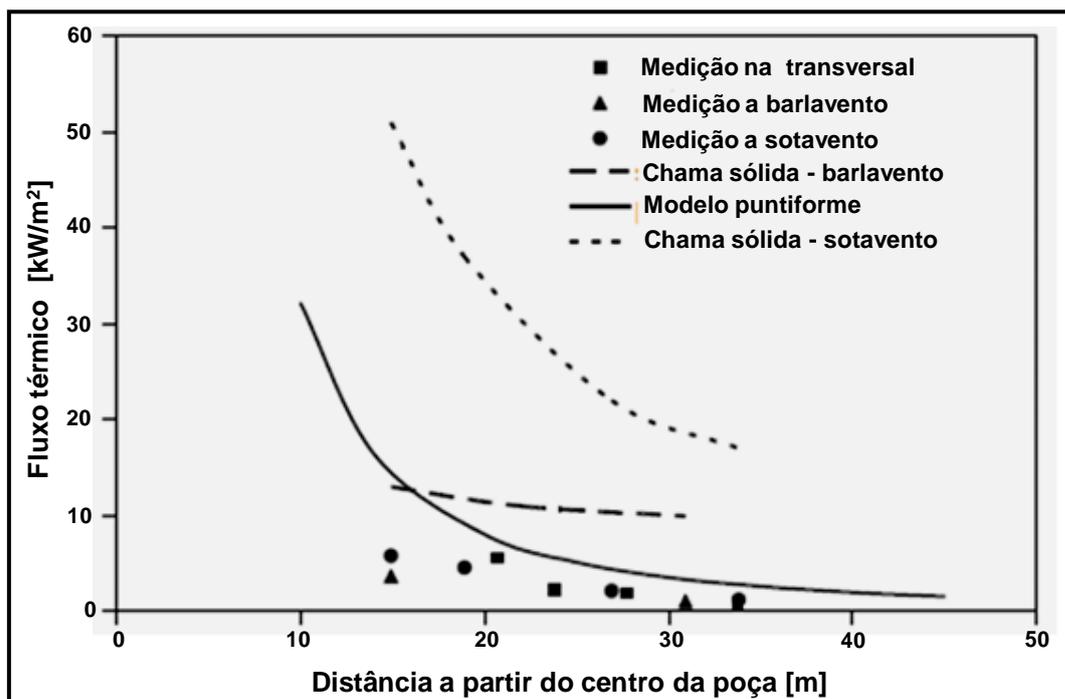


Figura 5.12 – Comparação entre modelos puntiforme e chama sólida com dados experimentais medidos com incêndios em trincheiras
Adaptado de: Luketa-Hanlin (2006)

A Figura 5.12 indica que ambos os modelos, puntiforme e chama sólida, superestimam o fluxo térmico em várias distâncias em locais na transversal (*crosswind*), a barlavento (*upwind*) e a sotavento (*downwind*)⁴¹. Maiores detalhes podem ser encontrados em Luketa-Hanlin (2006).

A comparação entre os modelos prevê as melhores concordâncias quando se usa modelos de chama puntiforme para os valores do fluxo térmico medidos experimentalmente, com cerca de 5 diâmetros equivalentes da poça a partir do centro da mesma. A comparação indica também que o modelo de chama sólida não prediz com precisão níveis de fluxos térmicos nem a sotavento nem a barlavento até 5 diâmetros equivalentes, contados a partir do centro da poça.

O modelo de chama sólida descreve a chama emitindo radiação térmica uniformemente com o poder emissivo, baseado em correlações empíricas com o diâmetro da poça. A desvantagem é sua falta de habilidade de modelar chamas mais complexas com geometrias irregulares ou interações com objetos. É modelo é mais adequado para locais onde não haja obstáculos para formação da poça, como, por

⁴¹ Sugere-se visitar Figura 5.8 para terminologia das direções dos ventos e item 5.6.2.1.1 (Modelos de chama puntiforme).

exemplo, amplos canais, águas abertas, portos, baías. Locações próximas a praias ou estruturas que possam alterar o espalhamento da poça, ou haver interações com obstáculos, podem ser prejudiciais ao seu uso.

Numerosas estruturas de ambientes urbanos afetam a distribuição da radiação térmica incidente em pessoas e estruturas, acarretar zonas de recirculação e reflexão da energia irradiada potencializando seu efeito.

5.6.4 Características dos modelos para incêndios em poça de GNL

5.6.4.1 Vazão mássica de vaporização (\dot{m}''_v)

O estudo sistemático de incêndios em poça de hidrocarbonetos líquidos foi iniciado por Blinov e Khudiakov (1957). Foram feitos testes com gasolina, querosenes industrial e doméstico, óleo Diesel, óleo para uso como fluido térmico de aquecimento e óleo de transformadores. Esses hidrocarbonetos foram queimados em recipientes cilíndricos com diâmetros entre 0,37 e 22,9 m. Foram medidas as velocidades de combustão das poças, $\langle \dot{y} \rangle$, e das alturas das chamas, com observações e registros fotográficos.

Hottel (1959) lançou os resultados das velocidades de vaporização, $\langle \dot{y} \rangle$, em gráfico correlacionando-os com o diâmetro dos recipientes, D , conforme apresentado na Figura 5.13.

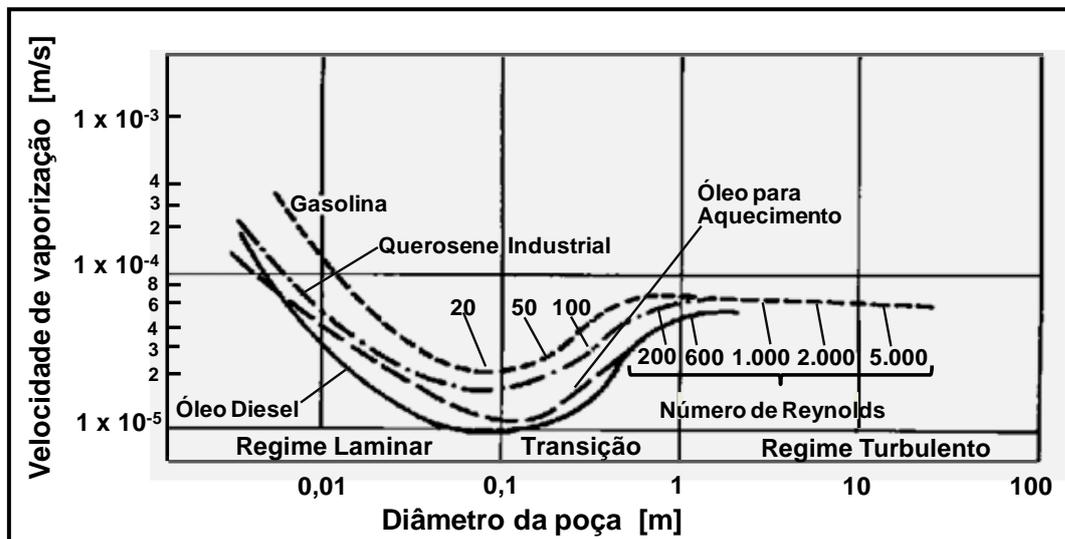


Figura 5.13 – Velocidade de vaporização em incêndios em poça (\dot{y})
Adaptado de: Mudan (1984) e Hottel (1959)

Nesta figura, as linhas diagonais nas curvas, representam linhas de número de Reynolds constante, baseado no diâmetro do recipiente de contenção do combustível. É interessante notar a relação existente entre o diâmetro da poça (recipiente) e a velocidade de vaporização, pois apresenta o mesmo perfil para todos os combustíveis. Primeiro, a taxa decresce com o aumento do diâmetro, com praticamente a mesma inclinação, no regime laminar com Reynolds até aproximadamente 20 (supondo não haver combustão dos vapores). Com acréscimo no diâmetro, a velocidade de vaporização começa a aumentar, e esse aumento rápido ocorre no intervalo de

Reynolds entre 20 e 200. Próximo a Reynolds 500, a velocidade de vaporização aumenta. Acima desse valor, a combustão do incêndio passa a ser turbulenta e sua velocidade de vaporização não é fortemente influenciada pelo diâmetro ou pelo combustível.

A equação (B.44) do Apêndice B governa a conservação da conservação desse experimento, e é aqui re-escrita tal que

$$\underbrace{\rho c_p \frac{DT}{Dt}}_{\substack{\text{taxa de variação} \\ \text{total da energia} \\ \text{interna}}} = \underbrace{-(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{fluxo de calor trocado} \\ \text{na fronteira por} \\ \text{processos de difusão} \\ \text{molecular e} \\ \text{radiativos}}} - \underbrace{\frac{\beta}{\mathcal{K}}(\nabla \bullet \mathbf{u})}_{\substack{\text{trabalho de} \\ \text{compressão} \\ \text{realizado sobre} \\ \text{o fluido}}} + \underbrace{\Phi}_{\substack{\text{dissipação} \\ \text{viscosa}}} + \underbrace{\rho \dot{Q}''' }_{\substack{\text{termo fonte de} \\ \text{geração de calor}}} \quad (B.44)$$

Relaxando-se os termos do trabalho de compressão realizado pelo fluido e a dissipação viscosa, e desenvolvendo a derivada material da temperatura do lado esquerdo da eq. (B.44), em coordenadas de campo, obtêm-se

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \bullet [\nabla T]) \right) = -(\nabla \bullet \mathbf{q}_c) - (\nabla \bullet \mathbf{q}_r) + \dot{Q}''' \quad (5.5)$$

e se as variações temporais da temperatura forem desprezíveis, a eq.(5.5) se torna

$$\underbrace{\dot{Q}'''}_{\substack{\text{taxa de geração} \\ \text{de calor por combustão} \\ \text{da pluma de incêndio} \\ \text{por unidade de} \\ \text{volume}}} = \underbrace{+(\nabla \bullet \mathbf{q}_c)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{condução por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} + \underbrace{\rho c_p (\mathbf{u} \bullet [\nabla T])}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{convecção por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} + \underbrace{+(\nabla \bullet \mathbf{q}_r)}_{\substack{\text{taxa de calor} \\ \text{ganho por} \\ \text{radiação por} \\ \text{unidade de} \\ \text{volume}}} \quad (5.6)$$

Hottel (1959) demonstrou, experimentalmente, e por análise dimensional, que o comportamento acima pode estar relacionado com a taxa de transferência de calor que determina a vazão mássica de vaporização. E a transferência de calor a partir do incêndio pode ser representada pela seguinte equação, tomando por base o volume de controle esquematizado e apresentado na Figura 6.9

$$\underbrace{\frac{\dot{Q}}{(\pi D^2/4)}}_{\substack{\text{fluxo térmico} \\ \text{para a poça} \\ \text{de combustível} \\ \text{líquido a partir} \\ \text{da pluma}}} = \underbrace{\frac{4k}{D}(T_F - T_a)}_{\substack{\text{fluxo de calor por} \\ \text{condução através da} \\ \text{borda do dique} \\ \text{ou dique de contenção}}} + \underbrace{h_{cv}(T_F - T_a)}_{\substack{\text{fluxo de calor} \\ \text{por convecção}}} + \underbrace{\sigma \mathcal{F}(T_F^4 - T_a^4)(1 - e^{-\mathcal{L}\lambda D})}_{\substack{\text{fluxo de calor} \\ \text{por radiação}}} \quad (5.7)$$

onde $\dot{Q}/(\pi D^2/4)$ é o fluxo térmico, k , a condutividade térmica do combustível líquido, h_{cv} , o coeficiente de transferência de calor por convecção entre os produtos da pluma

térmica e suas vizinhanças no ambiente considerado, σ , a constante de Stefan-Boltzman, \mathcal{F} , o fator de configuração geométrica adimensional entre a pluma do incêndio e um objeto-alvo considerado, T_F , a temperatura absoluta da chama, T_a , a temperatura absoluta atmosférica, \mathcal{L}_λ , o coeficiente de extinção espectral da mistura de produtos da pluma térmica, e D , o diâmetro da poça.

As eqs. (B.44), (5.5), (5.6) e (5.7) são equivalentes e governam o balanço global de energia da física do processo de transferência de calor da pluma térmica de um incêndio em poça. Fisicamente, o lado esquerdo da eq. (5.7) representa o fluxo médio de calor da chama (pluma térmica do incêndio) para a poça do combustível líquido que está queimando. Este fluxo global é composto de três parcelas, referentes à combinação de três mecanismos de de transferência: o primeiro termo, do lado direito, representa a transferência de calor por condução através das bordas do recipiente (dique, tanque de armazenamento) que contém a poça; o segundo termo, o fluxo de calor convectivo devido ao movimento das camadas de gases quentes acima da superfície da poça de combustível líquido, e o último termo, é a taxa de transferência radiativa.

O fluxo térmico para a poça dividido pelo produto entre o calor de vaporização modificado do combustível líquido no ponto de ebulição [mais, adiante na eq. (5.11)] e a densidade do combustível líquido, fornece a velocidade de vaporização do líquido na poça, $\langle \dot{y} \rangle$, ou seja,

$$\langle \dot{y} \rangle = \frac{[\dot{Q}/(\pi D^2/4)]}{\Delta \mathcal{H}_{v_l} \cdot \rho_l} \quad (5.8)$$

onde \dot{Q} é a taxa de transferência de calor, D , o diâmetro da poça, $\Delta \mathcal{H}_{v_l}$, o calor de vaporização modificado do combustível líquido no ponto de ebulição, e ρ_l , a densidade do combustível líquido.

O termo da condução na eq. (5.7) é um ‘efeito de borda’, importante somente para incêndios muito pequenos (Mudan, 1984). Este termo não tem significado para diâmetros acima de uns poucos centímetros, decrescendo linearmente com o acréscimo do diâmetro da poça, e, por conseguinte, a contribuição da transferência de calor por condução em incêndios maiores, virtualmente não existe. O termo convectivo está relacionado mais objetivamente com a vazão mássica de vaporização e tem um valor mínimo em diâmetros de poça de cerca de 10 cm (Mudan, 1984). Muitos incêndios em poça com essa dimensão ocorrem na superfície do combustível e assumem grandes variações na sua forma. Mas, à medida que o diâmetro do incêndio aumenta, essas anomalias desaparecem (Mudan, 1984).

Para a maioria dos combustíveis líquidos, a transferência de calor radiante e a vazão mássica de vaporização aumentam com o aumento do diâmetro (De Ris e Orlof, 1972). Para poças de diâmetros maiores do que 1 m, o termo radiativo da eq. (5.7) governará o fluxo de calor para a poça, principalmente devido ao fato de a chama se tornar maior e oticamente espessa, irradiando como um corpo negro (Mudan, 1984). Como está se lidando com radiação térmica de chamas turbulentas de escala maiores, esta é a configuração de interesse. Se o fator de configuração for assumido como constante na eq. (5.7), relaxando-se os termos de condução e de convecção, e combinando-a com a eq. (5.8), ela pode então ser simplificada para fornecer a seguinte correlação para calcular a velocidade de vaporização (Raj, 2007b; Mudan, 1984)

$$\langle \dot{y} \rangle = \langle \dot{y} \rangle^{max} (1 - e^{-\mathcal{L}_\lambda D}) \quad (5.9)$$

em que $\langle \dot{y} \rangle$, é a velocidade de vaporização de uma poça de diâmetro finito, $\langle \dot{y} \rangle^{max}$, a velocidade máxima de vaporização de uma poça de dimensão infinita, \mathcal{L}_λ , o coeficiente de extinção espectral para a radiação térmica.

Baseados em extensivas medições da vazão mássica de vaporização, \dot{m}_v'' , Burgess e Zabetakis (1962) propuseram uma correlação entre esta vazão e a termoquímica do combustível, conforme a seguinte equação

$$\dot{m}_v'' = 1 \times 10^{-3} \frac{\Delta H_{C_l}}{\Delta \mathcal{H}_{v_l}} \quad (5.10)$$

onde $\dot{m}_v'' = \langle \dot{y} \rangle \cdot \rho_l$, ΔH_{C_l} , o calor de combustão inferior do combustível líquido, $\Delta \mathcal{H}_{v_l}$, calor de vaporização modificado do combustível líquido no ponto de ebulição, dado pela equação

$$\Delta \mathcal{H}_{v_l} = \sum_{i=1}^N n_i (\Delta H_{v_l})_i + \sum_{i=1}^N m_i \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) dT \quad (5.11)$$

onde n_i é fração molar da espécie química i na fase vapor $(\Delta H_{v_l})_i$, é o calor de vaporização no ponto de ebulição da espécie química i do combustível líquido, m_i , a fração molar da espécie química i na fase líquida do combustível líquido, T_1 e T_2 , são, respectivamente, as temperaturas absolutas inicial e final de ebulição, e $c_p(T)$, o calor específico à pressão constante de cada espécie química i na fase líquida do combustível líquido, e N , a quantidade total de espécies químicas componentes do GNL (combustível misturado).

Embora esta última correlação não seja a que melhor se ajuste aos dados experimentais é a que cobre a maioria dos combustíveis, inclusive gases liquefeitos (Mudan, 1984). Por exemplo, Burgess e Zabetakis (1962) mediram $\Delta H_{C_l} / \Delta \mathcal{H}_{v_l} = 100$ para GNL, encontrando uma vazão mássica de vaporização, \dot{m}_v'' , variando entre 0,079 e 0,10, com média $\langle \dot{m}_v'' \rangle = 0,09$ kg/m².s. Deve ser observado, entretanto, que os dados medidos de $\Delta H_{C_l} / \Delta \mathcal{H}_{v_l}$, $\langle \dot{y} \rangle$, e \dot{m}_v'' por Burgess e Zabetakis (1962) são para incêndios em poça na terra. As vazões mássicas de combustão para poças na água serão algo maiores devido à transferência e calor da água (Zebatakis, 1995). Isto é particularmente importante para combustão de gases liquefeitos, onde a vazão mássica de vaporização na água, a depender das condições ambientais, como vento, marés, correntes marinhas, diâmetro do furo no costado do navio por onde vaza inventário, pode ser considerada como cerca de duas vezes a vazão na terra (Raj, 2007b).

Além dos métodos experimentais indicados acima, outro método para obter a vazão mássica de vaporização, é adotar valores reportados na literatura com base em dados de medições experimentais. Uma discussão mais ampla contendo os testes mais relevantes foi apresentada nos itens 5.5.1 (Experimentos de incêndios em poça e em nuvem com GNL), 5.5.2 (Experimentos com poça na terra), com resultados consolidados nas Tabelas 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5.

5.6.4.2

Modelo de chama puntiforme

É um modelo baseado no inverso do quadrado da distância de radiação. O fluxo de radiação térmica, q , incidente em um objeto a uma distância S do centro de um

incêndio de diâmetro D é calculado usando-se a seguinte equação (Raj, 2007b); TMS (2006)⁴²:

$$q = \kappa_r \frac{[(\pi/4)D^2 \dot{m}_v'' \Delta H_{C_l} \tau_{smk}]}{4\pi S^2} \quad (5.12)$$

onde κ_r é a fração percentual média de energia de combustão irradiada pela chama, D , o diâmetro da poça, \dot{m}_v'' , a vazão mássica de vaporização, ΔH_{C_l} , o calor de combustão do combustível líquido e τ_{smk} , a transmitância da fumaça adimensional. Supõe-se, implicitamente, nesta equação, que (i) a chama pode ser representada por uma pequena fonte de energia térmica, quando o objeto receptor estiver à longa distância da chama, (ii) a energia irradiada pela chama é uma fração especificada da energia liberada durante a combustão, (iii) toda energia radiante é liberada em um ponto no solo, (iv) a atmosfera participante não absorve nenhuma radiação e (v), o objeto é um pequeno elemento de superfície vertical área localizada também no solo. Baseando-se nas medidas de radiação térmica apresentadas no item 5.5.3 (Experimentos com poça na água), o valor da fração de energia de combustão irradiada, κ_r , variou entre 12% e 32%, conforme Tabela 5.2.

Pode-se induzir que, para incêndios de diâmetro acima de 35 m de diâmetro, a fração irradiada diminuirá em virtude dos efeitos do obscurecimento causado pela fumaça, e dos efeitos da geometria (Cleaver et al., 2007; Raj, 2005). Isto é, a taxa da geração de calor é proporcional à área da base do incêndio, enquanto que a área de superfície emissora aumenta, aproximadamente, com $D^{1.7}$ (Raj, 2007c).

Dados de McGrattan et al. (2000), para combustíveis de hidrocarbonetos mais pesados (exceto o GNL), apresentaram a seguinte correlação para a fração irradiada com diâmetro da base do incêndio D ,

$$\kappa_r = 0,35 e^{-(D/20)} \quad (5.13)$$

Esta correlação, se aplicada a incêndios de GNL de 15 m de diâmetro, prevê $\kappa_r = 0,17$, valor muito próximo ao valor 0,125 medido (nos experimentos de 'China Lake'). A aplicação da correlação acima a incêndio com diâmetros de 35 m dos experimentos de 'Montoir' levaria a um valor de $\kappa_r = 0,06$, e, aplicada a diâmetros de 100m levaria a um valor de $\kappa_r = 2,36 \times 10^{-3}$ (Raj, 2005). Tais predições sugerem serem muito baixas para incêndios em escala de teste de campo.

O modelo de chama puntiforme apresenta dificuldade de ser aplicado devido à representação simplificada, do incêndio e do objeto receptor. Além, disso, existe o fato de que a fração da energia irradiada não é uma propriedade intrínseca da combustão, mas depende de uma série de fatores incluindo a taxa de vazamento, do termo-fonte, vazão de derramamento do GNL na água, se a atmosfera é estacionária, se corpo d'água é quiescente, dentre outros aspectos (Raj, 2007b, Lehr e Simecek-Beatty, 2004).

Embora simples este modelo apresenta duas limitações. A primeira é a questão da modelagem da radiação emitida, e a segunda, é a descrição da variação da intensidade da radiação térmica como uma função da distância da fonte. O parâmetro mais importante é a fração da energia de combustão irradiada, κ_r . Ela não pode ser estimada teoricamente, mas é usualmente obtida usando dados de medições com radiômetros.

⁴² No modelo de chama puntiforme a absorção atmosférica não é estritamente usada. A versão acima incluindo a transmitância da fumaça deve ser considerada como uma modificação proposta pela TMS (2006) par ao modelo em questão.

Extensos trabalhos de laboratório sugerem que a radiação de chamas de difusão permanece proporcional à taxa global de liberação de calor, se a chama é completamente turbulenta e sua geometria for devidamente modelada (Luketa-Hanlin, 2006). No que toca a primeira limitação, é sugerido que a fração radiativa permanece constante para chamas flutuantes de difusão turbulenta, devido à micro escala essencialmente invariante de Kolgomorov (De Ris, 1972) Mais detalhes serão apresentados no item 6.3.5.2 (Escala da turbulência em fluidos).

Isso assume que as chamas sejam, concomitantemente, oticamente espessas e quimicamente similares, e, por conseguinte, a fração radiativa sendo determinada pelas propriedades termoquímicas dos combustíveis (Mudan, 1984). Quando se vai da escala de laboratório para as escalas de testes de campo e industrial, essas características se tornam independentes. Até o momento, entretanto, não há evidências de que dados suficientes de composição de grandes incêndios sejam disponíveis, para delinear claramente a dependência entre incêndios em escala de laboratório e escala real.

A Tabela 5.6 apresenta a fração irradiante estimada para vários incêndios em poça de hidrocarbonetos, com consideráveis variações, especialmente para incêndios de GNL na água (Raj et al., 1979a, 1979b) e gasolina (Hägglund e Persson, 1977; Burgess e Hertzberd, 1974). No caso do GNL, a redução da fração irradiante foi atribuída à combustão incompleta que ocorre em grandes incêndios.

Tabela 5.6 - Fração (%) da energia de combustão irradiada (χ_r) para incêndios em poça de hidrocarbonetos
Adaptado de Mudan (1984)

Produto	Referência	Diâmetro da poça [m]	Razão entre liberação radiante e liberação da combustão [%]
Metanol	Burgess e Hertzber (1974)	1,22	17,0
GNL na terra	May e McQueen (1973)	18,0	16,4
	Burgess e Hertzber (1974)	0,4 a 3,05	15,0 a 34,0
	Raj e Kalelkar (1974)	1,8 a 6,1	20,0 a 25,0
	Mizner e Eyre (1982)	20,0	36,0
GNL na água	Raj et al. (1979b)	8,5 a 15,0	12,0 a 31,0
GLP na terra	Mizner e Eyre (1982)	20,0	7,0
Butano	Burgess e Hertzber (1974)	0,3 a 0,76	19,9 a 26,9
Gasolina	Burgess e Hertzber (1974)	1,22 a 3,05	40,0 a 13,0*
	Hägglund e Persson (1976)	1,0 a 10,0	60,1 a 10,0*
Benzeno	Burgess e Hertzber (1974)	1,22	36,0 a 38,0
Hexano	Burgess e Zabetakis (1962)	-	40,0
Etileno	Burgess e Zabetakis (1962)	-	38,0

Moorhouse e Pritchard (1982) igualaram o modelo puntiforme com o modelo de chama sólida cilíndrica e concluíram que a fração irradiada pode ser expressa como

$$\chi_r = \frac{E}{\dot{m}_v'' \Delta H_{C_i}} [1 + (4L_F)/D] \quad (5.14)$$

onde κ_r é a fração percentual média de energia de combustão irradiada pela chama, E , o poder emissivo da chama na superfície externa da zona de combustão da poça e L_V , o comprimento da chama, com todas as grandezas no Sistema Internacional. Como a altura da chama é influenciada pelo diâmetro (maior o diâmetro, mais baixa é a chama), eles concluíram que a fração da energia decresceria com incêndios maiores. Entretanto, em incêndios em poça de grandes diâmetros de hidrocarbonetos, o obscurecimento pela fumaça contribui para a redução dos valores do poder emissivo. Portanto o efeito da geometria da chama pode ser de importância secundária.

A segunda limitação é que este modelo superestima a intensidade da radiação nas localidades próximas ao incêndio. Fundamentalmente, isso ocorre por que a radiação do campo próximo (*near field*) de radiação é fortemente influenciada pelo tamanho da chama, forma, inclinação e configuração relativa do observador. O modelo, entretanto, faz previsões do campo distante (*far field*) com razoável precisão.

Em suma, de acordo com Luketa-Hanlin (2006) e Mudan (1984), o modelo puntiforme fornece uma maneira simples de estimar o campo distante de radiação térmica, onde os efeitos da geometria da chama não são significativos, podendo ser uma ferramenta para estimar de forma preliminar (*screening*) conservativa os perigos aceitáveis da radiação térmica. Em face do exposto a presente pesquisa considera ser plausível se inferir que deve haver cuidado, no entanto, em se usar este modelo para estimar radiações onde o objeto receptor esteja próximo da chama.

5.6.4.3 Modelos de chama sólida

Para melhor entendimento deste item, recomenda-se leitura dos Anexos A e B.

Uma das abordagens da literatura baseia-se na premissa de que a radiação provém dos produtos quentes da combustão. Como visto anteriormente, a parte da pluma térmica que efetivamente emite radiação é a parte do fundo da chama que se encontra em processo de combustão, e a parte não visível da chama não contribui significativamente. Com efeito, pesquisas confirmaram que a radiação emitida pelos gases queimados da pluma acima da chama nos testes de '*Montoir*' representou menos do que 10% da irradiação média do incêndio visível (Raj, 2007b; Malvos e Raj, 2007).

Como toda a energia liberada na combustão é transmitida às vizinhanças, a taxa de emissão de energia é significativa somente no envelope visível da chama. O modelo da radiação de chama sólida é usado então para descrever a radiação emitida por grandes incêndios de hidrocarbonetos. Ele assume que a chama é um cilindro com diâmetro igual à base do incêndio, e o comprimento da chama como o comprimento da chama visível da pluma. A chama irradia então uniformemente em toda a superfície do cilindro, embora seja possível introduzir uma distribuição de radiação ao longo do comprimento (Mudan, 1984).

O modelo representa o incêndio por uma forma geométrica (e sua orientação devido aos efeitos do vento), fornecendo a irradiação tanto de superfície uniforme como de uma superfície variável, denominada de 'poder emissivo da superfície', ou, simplesmente, 'poder emissivo médio', incluindo a transmitância do calor radiante na atmosfera, a distância relativa e a orientação do objeto receptor. A representação física do modelo pode ser visualizada nas fotos das Figuras 5.15 e 5.16 de incêndios em poça na terra e nos desenhos esquemáticos das Figuras 6.6, 6.7, 6.9 e 6.10, para modelagem da pluma térmica. A representação matemática do modelo é dada por (Raj, 2007b):

$$q = \sum_{i=1}^N \mathcal{F}_{dA_i \rightarrow A_{obj}} \int_{\lambda} [E_{\lambda_i}(\lambda)] \cdot \tau_{\lambda}(\lambda) d\lambda_i \quad (5.15)$$

onde q é o fluxo de calor radiante, recebido por um objeto localizado em uma dada distância especificada com um dado ângulo em relação à pluma de incêndio, $E_{\lambda_i}(\lambda)$ é o poder emissivo espectral dependente do comprimento de onda, λ , de um elemento i de superfície da pluma térmica do incêndio. Antecipa-se aqui que esta formulação servirá de base para a modelagem da pluma térmica, a ser desenvolvida no item 6.6 (Modelagem da pluma térmica).

Nessa equação, $\mathcal{F}_{dA_i \rightarrow A_{obj}}$ é a contribuição do fator adimensional de configuração geométrica a partir do elemento de área da pluma na posição i , variando no intervalo entre 0 e 1, $0 \leq \mathcal{F}_{dA_i \rightarrow A_{obj}} \leq 1$, calculado pelos métodos publicados na literatura, por exemplo, o de Hottel e Sarofim (1967) e Sparrow e Cess (1978). As variáveis físicas mais significativas em seu cálculo, são a distância em linha reta entre a fonte radiante e o observador e os cosenos diretores que as normais a cada área formam com essa linha reta da distância. Quanto maior for a distância, menor será o fluxo de radiação recebido, e quanto maior for o ângulo de visão do observador, maior será este fluxo.

$\tau_{\lambda}(\lambda)$ é transmitância hemisférica espectral da atmosfera entre a superfície elementar da pluma do incêndio e o objeto receptor, dependente do comprimento de onda, λ , da radiação. Para duas áreas finitas A_i e A_j , o cálculo do fator recíproco de configuração é computado pela equação

$$\begin{aligned} A_i \mathcal{F}_{A_i \rightarrow A_j} &= A_j \mathcal{F}_{A_j \rightarrow A_i} = \int_{A_i} \mathcal{F}_{dA_i \rightarrow A_j} dA_i = \\ &= \frac{1}{2\pi} \oint_{C_j} \left[\int_{A_i} \frac{(y_j - y_i)n_i - (z_j - z_i)m_i}{S^2} dA_i \right] dx_j \\ &+ \frac{1}{2\pi} \oint_{C_j} \left[\int_{A_i} \frac{(z_j - z_i)l_i - (x_j - x_i)n_i}{S^2} dA_i \right] dy_j \\ &+ \frac{1}{2\pi} \oint_{C_j} \left[\int_{A_i} \frac{(x_j - x_i)m_i - (y_j - y_i)l_i}{S^2} dA_i \right] dz_j \end{aligned} \quad (5.16)$$

A eq. (5.16) considera a fatoração de dx_j , dy_j e dz_j , uma vez que independem da área de integração sobre A_i . Aplicando o teorema de Stokes em cada uma das três integrais da eq. (5.16) chega-se à eq. (5.17), de forma mais compacta, proposta por (Sparrow e Cess, 1978 e 1963)

$$\mathcal{F}_{A_i \rightarrow A_j} = \frac{1}{2\pi A_i} \oint_{C_i} \oint_{C_j} (\ln S dx_j dx_i + \ln S dy_j dy_i + \ln S dz_j dz_i) \quad (5.17)$$

A eq. (5.17) representa a integral de linha do fator de configuração para intercâmbio entre duas áreas finitas. Neste caso, envolve uma integral dupla sobre duas áreas com quatro variáveis que foram substituídas por integrações sobre duas curvas fronteira de superfícies. Conforme indicado nessa equação, o fator de configuração é

calculado pela integração em torno dos contornos de C_i e C_j das áreas participantes A_i e A_j e S é a distância entre pontos das curvas respectivas⁴³.

Esta simplificação permite economia de esforço computacional quando envolve avaliações numéricas, e, em alguns casos, pode resultar em soluções analíticas das integrais quando tais soluções não possam ser obtidas por meio de integrais quádruplas sobre as áreas. Se qualquer uma das coordenadas for constante sobre alguma parte de qualquer linha de contorno, as diferenciais correspondentes se anulam, simplificando mais ainda a integração (Sparrow e Cess, 1978). Versões simplificadas do modelo representado pela eq. (5.15) são usadas na maioria dos casos, inclusive para finalidades regulatórias, supondo o poder emissivo como constante (e independente do comprimento de onda) ao longo de toda a superfície visível do incêndio, a transmitância atmosférica independente do comprimento de onda. Assume-se que a geometria da chama como sendo um cilindro com a base tendo o mesmo diâmetro da base do incêndio em poça. As descrições do modelo simplificado são apresentadas em publicações anteriores de NFPA (1995), Considine (1984), Raj e Atallah (1982, 1974) e Moorhouse e Pritchard (1982).

5.6.4.3.1 Geometria

A geometria da chama do modelo de chama sólida é geralmente determinada assumindo-se que seja um ‘corpo sólido’ emissor cinza (Johnson et al., 1994; Cracknell et al., 1994; Rew et al., 1998, 1997) com forma regular bem definida, usualmente, de um cilindro de base circular, elíptica (Rew et al., 1997; Johnson, 1992) ou oval (Nédelka et al., 1989), podendo ser reto ou inclinado em relação à vertical, ou um tronco de cone (Raj, 2007c; ABS, 2004).

Alguns exemplos para ilustrar a geometria podem ser apresentados: (i) incêndio em poça circular na água em forma de cilindro reto, na foto da Figura 5.10 (*‘China Lake’*); (ii) incêndio em poça circular e oval na terra (diques de concreto) em forma de cilindro inclinado, na foto da Figura 5.5 (*‘Montoir’*); (iii) incêndio em poça irregular na terra (hidrocarboneto derramado diretamente por vazamento em oleoduto) em forma de cilindro irregular (quase) reto, na foto da Figura 5.15; e (iv) incêndio em poça circular na terra (piso de concreto) em forma de cilindro inclinado, na foto da Figura 5.16. Desenhos esquemáticos apresentando modelos de chama sólida que serão utilizados na modelagem multi-zonas do presente trabalho, são apresentados nas Figuras 6.5, 6.6 e 6.7.

As dimensões da área da chama são caracterizadas pelo diâmetro da base, altura da chama visível e inclinação da chama. O diâmetro da chama é dependente do tamanho da poça (volume derramado e/ou vazão de derrame) e a altura da chama aparece como dependente do diâmetro da chama e da vazão mássica de vaporização (Beyler, 2002).

A geometria do incêndio em poça é determinada pela maneira como vaza e pela localização do vazamento do combustível, vazão mássica de vaporização, extensão do derrame ou da poça e espalhamento da chama sobre a superfície do combustível. Essas informações são necessárias para se determinar a altura da chama e a radiação emitida.

A altura ou o comprimento da chama é um indicador significativo do perigo da radiação, uma vez que relaciona diretamente transferência de calor da chama e

⁴³ As curvas C_i e C_j da eq. (5.17) são diferentes da curva C_j do limite de integração da eq. (5.16), uma vez que esta última é uma curva arbitrária qualquer C , utilizada para formular a integração de linha.

impactos sobre objetos próximos. Acima da fonte do combustível, a região de combustão é caracterizada pela alta temperatura e por ser geralmente luminosa. A chama oscila periodicamente de tal forma que o topo da chama será diferente do comprimento da região de combustão contínua ou luminosa. Na maioria dos modelos de chama sólida, a geometria do incêndio é considerada como um cilindro de base circular igual ao diâmetro da poça do incêndio e com comprimento axial (ou altura) representando a pluma visível do incêndio.

O eixo do cilindro é suposto ser vertical em baixas velocidades do vento, inclinando-se com um ângulo dependente dessa velocidade, acima de um valor crítico função do diâmetro e da vaporização do líquido na poça [$U^* > 1$, conforme eq. (5.22)]. A ação do vento no corpo sólido da chama com velocidade acima de um valor crítico, pode ocasionar sua inclinação ou deslocar sua base na direção preferencial, modificando a geometria de sua base para outro formato que não o circular. Este assunto será tratado nos itens 5.6.4.3.3 [Inclinação da chama (*tilt*)] e 5.6.4.3.4 [Arrasto (*drag*)]. Como visto acima neste item, alguns modelos contemplam o formato oval (*egg shaped*) para a seção horizontal do cilindro para representar o incêndio, como relatado por Nédelka et al. (1989) nos testes de 'Montoir', e, outros, são apresentados no formato, por exemplo, elíptico como utilizado no código POOLFIRE6[®] relatado por Rew et al. (1997) e Johnson (1992).

5.6.4.3.2

Comprimento da pluma visível do incêndio (L_V)

Muitos pesquisadores desenvolveram correlações para comprimentos de chamas turbulentas em ambientes de calmaria do ar ambiente, e a maioria é baseada em análise dimensional de dados experimentais. Algumas delas são baseadas em modelos teóricos aproximados envolvendo alguns fatores e coeficientes empíricos. Fay (2006), Beyler (2002), Mudan e Croce (1988) e Mudan (1984) citam a correlação desenvolvida originalmente por Thomas (1963)⁴⁴ para a 'altura média visível' da pluma térmica do incêndio, L_V , de difusão turbulenta.

Considera-se a ausência de vento, baseada em argumentos dimensionais, observações de velocidades verticais em incêndios governados por empuxo, no modelo de pluma térmica de Morton et al. (1956), e dados experimentais de laboratório e de testes de campo. Esta correlação ('Thomas1') foi referência para as demais que foram desenvolvidas. Para um incêndio circular, é calculada por

$$\frac{L_V}{D} = 42 \left(\frac{\dot{m}_v''}{\rho_a \sqrt{gD}} \right)^{0,61} \quad (5.18)$$

Steward (1970) também desenvolveu uma correlação semelhante, que inclui as propriedades do combustível, tal que

$$\frac{L_V}{D} = 14,73 \left[\frac{\omega r + \omega / \rho_{v,a}}{(1 - \omega)^5} \right] \left(\frac{\dot{m}_v''}{\rho_a \sqrt{gD}} \right)^{0,4} \quad (5.19)$$

onde ω é o inverso da razão adimensional da expansão volumétrica devido à combustão, r é razão adimensional de avanço da reação de combustão e $\rho_{v,a}$ é a razão

⁴⁴ Esta correlação também é referida na literatura como 'Thomas 1'.

adimensional entre as densidades do vapor do combustível e do ar (Mudan, 1984⁴⁵). Para metano líquido esta equação se reduz a

$$\frac{L_V}{D} = 31,4 \left[\frac{\dot{m}_v''}{(\rho_a \sqrt{gD})} \right]^{0,4} \quad (5.20)$$

A presença do vento pode alterar a o comprimento visível da chama. A correlação desenvolvida posteriormente por Thomas (1965)⁴⁶ (Thomas2) contempla esse fenômeno, tal que

$$\frac{L_V}{D} = 55 \left(\frac{\dot{m}_v''}{\rho_a \sqrt{gD}} \right)^{2/3} (U^*)^{-0,21} \quad (5.21)$$

onde U^* é o módulo do vetor do campo de velocidade adimensional do vento, ρ_a a densidade do ar, U_{wind} a velocidade do vento, e U_{ch} , uma velocidade característica.

$$U^* = \frac{U_{wind}}{[(g\dot{m}_v''D)/\rho_a]^{1/3}} = \frac{U_{wind}}{U_{ch}} \quad (5.22)$$

Moorhouse (1982) conduziu vários experimentos em escala de campo de poças de GNL, e os dados adquiridos com filmes feitos na direção transversal e a sotavento (mais, adiante) foram analisados para determinar o comprimento da chama. A correlação é dada por

$$\frac{L_V}{D} = 6,2 \left(\frac{\dot{m}_v''}{\rho_a \sqrt{gD}} \right)^{0,254} (U_{10}^*)^{-0,044} \quad (5.23)$$

onde U_{10}^* é a velocidade adimensional do vento determinada usando a eq. (5.22) com a medida da velocidade do vento a uma altura de 10 m acima do substrato. Em ambas as eqs. (5.21) e (5.23) e, a U^* é alocado o valor unitário se o valor calculado for menor do que 1.

Heskestad (1983, 1981) correlacionou dados experimentais a partir de uma variedade de fontes, incluindo incêndios em poça e de jatos flutuantes, chegando à seguinte equação⁴⁷:

$$\frac{L_V}{D} = 0,235 \frac{\dot{Q}^{2/5}}{D} - 1,02 \quad (5.24)$$

Segundo Beyler (2002), pode ser demonstrado que $\dot{Q}^{2/5}/D$ é proporcional à 'vazão mássica adimensional de combustão', $\dot{m}_v''/(\rho_a \sqrt{gD})$, elevado à potência 2/5.

A Figura 5.14 apresenta o gráfico correlacionando a razão entre o comprimento da pluma visível e o diâmetro da base do incêndio, L_V/D , na ordenada, com a vazão mássica adimensional de combustão, ou o número de Froude da combustão (ou do

⁴⁵ Mudan (1984) considera, no seu artigo de revisão, que existe um erro (presumivelmente de tipografia) na correlação publicada por Steward (1970) que, segundo Mudan (1984), foi corrigido por ele mesmo naquele artigo, sem citar, todavia, qual foi o erro. Como também não foi citado, presume-se que essa correção foi estendida para a eq. (5.20).

⁴⁶ Esta correlação também é referida na literatura como 'equação de Thomas corrigida para o vento' e 'Thomas 2'

⁴⁷ Os coeficientes 0,235 e 1,02 e o expoente 2/5 são válidos para \dot{Q} expresso em [kW], e L_V e D em [m].

combustível) (forças inerciais vs. gravitacionais em fluidos), $Fr_C = \dot{m}_v'' / (\rho_a \sqrt{gD})$, no eixo das abscissas, obtido a partir de experimentos de incêndios em poça. Esta figura é semelhante à Figura 5.11 mostrada anteriormente.

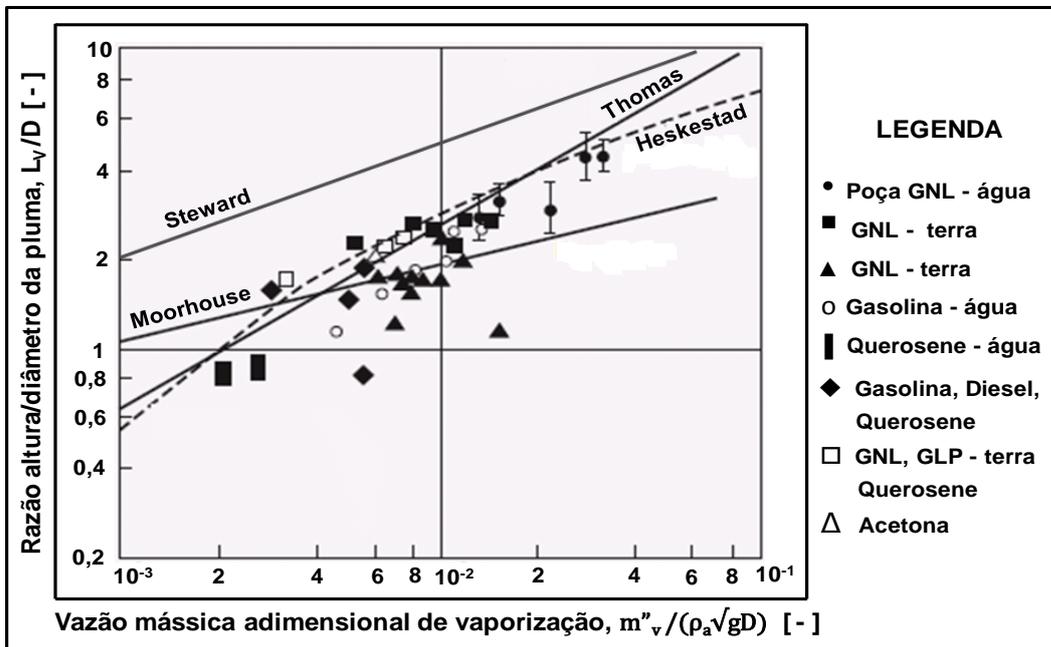


Figura 5.14 – Relação entre altura adimensional da chama e vazão mássica adimensional de vaporização (Número de Froude)
Adaptado de Beyler (2002) e Mudan (1984)

Os dados experimentais são para combustão de poças de GNL, GLP, querosene, gasolina, combustível de jato JP-4⁴⁸ e acetona. São apresentadas também as correlações de ‘Thomas 1’ [eq. (5.18)], Steward [eq. (5.20)], Moorhouse [eq. (5.23)] e Heskestad [eq. (5.24)]. Como pode ser observado, a correlação de Thomas [eq. (5.18)] prevê a altura da chama visível melhor do que as demais correlações (Beyler, 2002; Mudan, 1984). As correlações empíricas ‘Thomas 1’, da eq. (5.18) e ‘Thomas 2’ da eq. (5.21), obtidas por Thomas (1963, 1965), têm sido usadas nos modelos para calcular o comprimento da pluma visível de um incêndio de diâmetro D .

A equação fundamental de Thomas na sua forma geral pode ser então re-escrita, a feitura da eq. (5.21), como

$$\frac{L_V}{D} = A(Fr_C)^{\mathbb{P}}(U^*)^{\mathbb{b}} \tag{5.25}$$

onde A , \mathbb{P} e \mathbb{b} são constantes de correlação da equação fundamental de Thomas,

$$Fr_C = \frac{\dot{m}_v''}{\rho_a \sqrt{gD}} \tag{5.26}$$

onde Fr_C é número de Froude do combustível (Raj, 2005). U^* é a velocidade adimensional do vento calculada pela eq. (5.22), escrita de forma alternativa,

⁴⁸ *Jet Propellant*, combustível para aviões a jato, especificado pelo Governo americano em 1951, mistura de 50% querosene e 50% gasolina.

$$U^* = \frac{U_{wind}}{[(\dot{m}_v''/\rho_a)gD]^{1/3}} \quad (5.27)$$

Thomas (1963) propôs valores para $\mathbb{A} = 42$, $\mathbb{p} = 0,61$ e $\mathbb{b} = 0$, na eq. (5.18) ('Thomas 1') modificados, posteriormente, por Thomas (1965), na eq. (5.21) ('Thomas 2') para $\mathbb{A} = 55$, $\mathbb{p} = 2/3$ e $\mathbb{b} = -0,21$ que é mais usada atualmente (mais, adiante). Raj (2005) relata que muitos modelos, inclusive os requeridos por regulamentação como, por exemplo, o LNGFIRE3[®] do *Gas Research Institute*⁴⁹ usam a eq. (5.25) com $\mathbb{A} = 42$, $\mathbb{p} = 0,61$ e $\mathbb{b} = 0$ com ângulo de inclinação (*tilt*) devido ao vento, que depende de U^* para estimar a altura visível da chama, não considerando, porém, o efeito do vento no comprimento visível.

Usar um valor único para o expoente \mathbb{p} para calcular a altura da pluma para todo o domínio de Fr_C sugere uma incorreção. Para incêndios com diâmetros maiores do que 30 m, modelos como o LNGFIRE3[®] superestimam, por exemplo, a altura da chama, e a distância perigosa (Raj, 2005). Thomas (1963) correlacionou diversas faixas de valores para o expoente \mathbb{p} em diferentes faixas do número de Froude do combustível: $\mathbb{p} = 0,4$ para $Fr_C > 10^{-1}$, $\mathbb{p} = 0,61$ para $10^{-2} < Fr_C < 10^{-1}$ e $\mathbb{p} = 2/3 \approx 0,667$ para $Fr_C < 10^{-2}$. Segundo Raj (2007c, 2005), pode-se demonstrar a partir da análise da entrada e mistura de ar na chama (*air entrainment*) que $\mathbb{p} = 2/3 \approx 0,667$, se a altura L_V é definida como o lugar geométrico no qual o combustível é completamente consumido no interior da pluma. A mesma correlação de $\mathbb{p} = 2/3 \approx 0,667$ foi indicada também em Murgai (1976), baseado na análise de dados de incêndios florestais. Moorhouse (1982) propôs uma correlação com $\mathbb{p} = 0,254$. Este assunto será desenvolvido analiticamente no presente trabalho com detalhe no item 6.6.2 (Correlação entre altura da pluma visível, diâmetro e vazão mássica de vaporização).

A pesquisa de literatura obtida com o presente trabalho constata que devido à presença dos quatro grupos adimensionais e L_V/D , \mathbb{A} , Fr_C , e U^* , a eq. (5.25) é completamente adimensional. Isso será tratado também no seu item 6.6.2 (Correlação entre altura da pluma visível, diâmetro e vazão mássica de vaporização). Concluiu também que ela tem se mostrado de grande aplicabilidade e tem sido considerada como a que melhor modela a geometria de incêndios em poça, não só de GNL como de outros hidrocarbonetos, como evidenciam as Figuras 5.11 e 5.14.

Ademais, FERC (2004) p. 18, além de recomendá-la como o melhor método ("*The use of Thomas' correlation remains the recommended method*"), cita Mudan (1984) [em NFPA (1995)] e Rew e Hulbert (1996) como tendo considerado em suas revisões de bibliografia, ser a equação de Thomas a melhor opção disponível ("*the best available choice*"). Com efeito, Mudan (1984) já a considerava como a correlação que prediz o comprimento da pluma visível melhor do que as correlações de Steward (1970) da eq. (5.19) e Moorhouse (1982) da eq. (5.23).

Além de sua aplicabilidade, ela é robusta, pois foi usada com sucesso por Raj (2007c) para modelar a geometria de incêndios em poça com diâmetros de 20, 35 e 100 m na terra e 15 e 300 m na água, conforme Tabela 5.8. Esta é uma conclusão importante, por isso estabelece que a eq. (5.25) de Thomas (1963, 1965) como a fundamental para descrever a geometria da chama.

Heskestad (1983) apresentou dados para um amplo intervalo $10^{-3} < Fr_C < 10^0$ indicando valores variáveis para o expoente \mathbb{p} . Cox e Chitty (1985) relatam experiências de laboratório medindo alturas visíveis da pluma da combustão de GN em queimadores

⁴⁹ Entidade de pesquisa e desenvolvimento agora denominada *Gas Technology Institute*. Disponível em: <<http://www.gastechnology.org/webroot/app/xn/xd.aspx?it=enweb&xd=10abstractpage%5C040032.xml>>. Acesso em: 8 jan. 2010.

quadrados de 0,3 m x 0,3 m, 0,45 m x 0,45 m e 0,6 m x 0,6 m com diferentes vazões controladas de gás. Os números de Froude Fr_C relatados em seus experimentos variaram entre $1,25 \times 10^{-2} < Fr_C < 10^0$. Esses resultados indicam também que, na medida em que decresce o número de Froude (isto é, aumenta o diâmetro da poça), o valor do expoente \mathbb{p} na eq. (5.25) aumenta.

Raj, (2007b, 2005) verificou também que, quando o diâmetro do incêndio ultrapassou aproximadamente 30 m, diminuiu a vazão mássica de vaporização do combustível líquido em regime permanente na poça, uma vez que as bolhas não queimadas (frescas) recém vaporizadas logo acima da poça absorvem preferencialmente o calor irradiado pela chama dentro da pluma. O efeito combinado destes dois fenômenos reduz a razão entre a altura e o diâmetro da chama para grandes incêndios, em comparação com as predições obtidas com as correlações usadas correntemente.

As Figuras 5.11 e 5.14 apresentaram a variação entre a relação comprimento da chama visível/diâmetro da poça obtida em testes experimentais e as predições obtidas com as diferentes correlações apresentadas no gráfico. Como visto acima, aqueles gráficos evidenciam que as experiências de campo realizadas envolvendo incêndios em poça de GNL apresentaram valores do número de Froude aproximadamente entre $4 \times 10^{-3} < Fr_C < 10^{-2}$ (Raj, 2007b, 2005). Moorhouse (1982) não forneceu dados usados sobre a física adotada em suas correlações.

Adicionalmente, o coeficiente angular 6,2 da eq. (5.23) confere uma ‘rampa’ menos inclinada do que as correlações obtidas por Thomas (1965) e Cox e Chitty (1985) mostrando ser incoerente com resultados experimentais relatados na literatura (Raj, 2007b; Beyler, 2002, Mudan 1984).

Por outro lado, Raj (2007b, 2005) coloca que os experimentos de Cox e Chitty (1985) foram feitos com o número de Froude do combustível na faixa $1,25 \times 10^{-2} < Fr_C < 1$, diferente da faixa encontrada experimentalmente, isto é, entre $4 \times 10^{-3} < Fr_C < 4 \times 10^{-2}$, para os testes de incêndios em poça de hidrocarbonetos, conforme apresentado nas Figuras 5.11 e 5.14 e nas fotos de um incêndio em poça mostrado nas Figuras 5.15 e 5.16 adiante. Ou seja, as correlações mostradas na Figura 5.11, $L_V/D = 6,2 Fr_C^{0,254}$ e $L_V/D = 430,4 Fr_C$ afiguram-se, analogamente, inconsistentes com os resultados dos experimentos relatados (Raj, 2007b; Beyler, 2002).

$Fr_C > 1$ significa que as forças de inércia devido à quantidade de movimento linear ascendente (empuxo) dos vapores liberados pela vaporização do combustível líquido na poça, expressa pelo termo de inércia, \dot{m}_v'' , são maiores do que aquelas produzidas pelas forças gravitacionais dentro da pluma do incêndio, expressas pelo termo $\rho_a \sqrt{gD}$. Consequentemente, o transporte de quantidade de movimento linear tem efeito preponderante na entrada e mistura (*entrainment*) de ar na lateral da chama. Já em um jato turbulento, por exemplo, o valor de $Fr_C \gg 1$ e a relação L_V/D torna-se quase que independente de Fr_C (Fay, 2006). No caso de um incêndio onde predomina a gravidade ($Fr_C \ll 1$), a entrada e mistura de ar na chama são governadas pelas forças gravitacionais; por conseguinte, a razão L_V/D passa a ser muito dependente e sensível às variações do número de Froude da combustão.

Por outro lado, na região de interesse para incêndios em poça de GNL em campo aberto, quantidade de movimento linear ascendente e gravidade podem ser consideradas como da mesma ordem de magnitude (com o primeiro mais elevado do que o segundo em incêndios de menores diâmetros). Assim, o expoente \mathbb{p} do número de Froude do combustível na relação de L_V/D da eq. (5.23) se situa, experimentalmente, entre $0,4 \leq \mathbb{p} \leq 0,7$ sendo o último valor sendo mais aplicável em incêndios de maiores diâmetros.

5.6.4.3.3 Inclinação da chama (*tilt*)

Welker e Sliepcevitch (1966) e Emori e Saito (1983) deduziram correlações baseadas em experimentos de pequenas escalas, correlacionando o ângulo de inclinação como uma função da velocidade transversal do vento, mas não apresentaram boa concordância com dados de escala industrial.

Três correlações para inclinação da chama em relação à vertical considerando a velocidade do vento são apresentadas na literatura. A correlação de Welker e Sliepcevitch (1966) foi deduzida a partir de experimentos de pequenas escalas em recipientes com diâmetros entre 0,3 e 0,6 m, contendo combustíveis líquidos. É dada pela equação (Engelhard, 1997; Mudan, 1984)

$$\frac{\tan \theta}{\cos \theta} = 3,3 \left(\frac{DU_{wind}}{\nu_a} \right)^{0,07} \left[\frac{(U_{wind})^2}{gD} \right]^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_a} \right)^{-0,6} \quad (5.28)$$

onde θ é o ângulo de inclinação da pluma, D é o diâmetro da poça, U_{wind} a velocidade do vento medida experimentalmente, ν_a , a viscosidade cinemática do ar, ρ_v a densidade do vapor do combustível, e ρ_a a densidade do ar, todas as grandezas expressas @101,3 kPa; 293 K. Porém, esta correlação não apresenta boa comparação com valores de medições para incêndios de GNL (AGA, 1974).

Thomas (1963) propôs a seguinte correlação, baseada em incêndios de fogueiras de madeira:

$$\cos \theta = 0,7 \left[\frac{U_{wind}}{(g \dot{m}_v'' / \rho_a)^{1/3}} \right]^{-0,49} \quad (5.29)$$

Baseada em medições experimentais, a AGA (1974) propôs a seguinte correlação para determinar a inclinação da chama

$$\cos \theta = \begin{cases} 1 & \text{para } U^* < 1 \\ 1/\sqrt{U^*} & \text{para } U^* \geq 1 \end{cases} \quad (5.30)$$

onde U^* é a velocidade adimensional do vento, calculada pelas eqs. (5.22) ou (5.27) com a velocidade do vento medida a 1,6 m de altura. Experimentos feitos com incêndios em poça de GNL na terra, poça de GLP na terra, e de LNG na água, querosene na terra, dadas pela equação de Thomas [eq. (5.18)] e a da AGA [eq. (5.30)] apresentam razoável espalhamento dos resultados quando correlaciona $\cos \theta$ com U^* . A correlação da AGA dada pela eq. (5.30) é a que representa a inclinação da chama mais apuradamente, se comparada com a correlação de Thomas dada pela eq. (5.29) (Mudan, 1984). Além das correlações apresentadas, devem ser citados o trabalho de Defaveri et al. (1989) que estudaram o efeito do vento em chamas de elevada quantidade de movimento linear.

5.6.4.3.4 Arrasto (*drag*)

O arrasto, ou diâmetro estendido da chama, D^{est} , representa, essencialmente, uma extensão da base da chama a sotavento da poça, enquanto a borda da chama

permanece com a largura não modificada. Já a razão de arrasto, ou *drag ratio*, é o quociente entre o diâmetro estendido da poça pela ação do vento e o diâmetro da mesma na condição de calmaria, D^{est}/D . O arrasto é fortemente dependente da velocidade do vento. Seus efeitos foram tratados no contexto dos ensaios de 'Montoir' e podem ser visualizados no fotograma central da Figura 5.5.

Observa-se, nitidamente, naquela foto correspondente ao teste nº 2, que o diâmetro na base da chama é maior que os dos testes nºs 1 e 3, considerando que os três fotogramas foram obtidos da mesma distância em relação à lente da câmera que os capturou. Esse efeito foi medido, e os resultados foram expressos com uma razão de arrasto de 1,2 para uma inclinação (*tilt*) de aproximadamente 55° em relação à vertical, conforme Tabela 5.3. Um dos reflexos do arrasto foi o aumento de 7,1 para 8,6 na distância a sotavento em relação ao raio do dique, para o nível de radiação de, p. ex., 5 kW/m², medido e lançado na Figura 5.8.

Ambos os experimentos de Thomas (1963), e os da AGA, não reportam a presença do arrasto. A extensão do diâmetro foi modelada por Welker e Sliepcevitch (1966), que mediram o arrasto da chama em túnel de vento com vários hidrocarbonetos e corrigiram seus resultados com a seguinte correlação

$$\frac{D^{est}}{D} = 2,1 (Fr)^{0,21} (\rho_a/\rho_v)^{0,48} \quad (5.31)$$

onde Fr é o número de Froude dado por U_{wind}^2/gD escrito de outra forma, porém representando o conceito fundamental do balanço de forças inerciais vs. gravitacionais em fluidos. Moorhouse (1982) mediu os arrastos para vários tamanhos de incêndios em poça de GNL para várias velocidades de ventos. A correlação é como se segue

$$\frac{D^{est}}{D} = 1,5 (Fr_{C_{10}})^{0,069} \quad (5.32)$$

onde o número de Froude é calculado e baseado com uma velocidade de vento, U_{wind} , a 10 m de altura do substrato. A eq. (5.32) apresenta boa concordância com os resultados obtidos com medições experimentais e pode ser generalizada com a seguinte equação, onde $Fr_{C_{10}}$ é o número de Froude do combustível com U_{wind} a 10 m de altura

$$\frac{D^{est}}{D} = (Fr_{C_{10}})^{0,0659} (\rho_a/\rho_v)^{0,48} \quad (5.33)$$

O efeito do arrasto da chama em incêndios quadrados e retangulares é aumentar a dimensão da base da chama na direção do vento. A forma da chama permanece retangular e a radiação térmica na direção a sotavento aumenta devido à proximidade da chama em relação aos objetos circundantes. No caso se chamas circulares, as modificações na forma da chama varia de circular para elíptica, modificando assim o fator de forma da chama em relação ao objeto receptor.

5.6.4.3.5

Poder emissivo médio temporal da superfície da chama (\bar{E})

Para melhor entendimento deste item, recomenda-se leitura dos Anexos A e B.

De forma simplificada, a eq. (5.15), que calcula o fluxo de energia radiante incidente em um elemento fora do envelope da chama, pode ser re-escrita como

$$q = \bar{E} \mathcal{F} \tau_{atm} \quad (5.34)$$

onde \bar{E} é o poder emissivo médio temporal hemisférico total da superfície da chama, \mathcal{F} , o fator de configuração geométrica e τ_{atm} , a transmitância hemisférica total atmosférica adimensional. A radiação térmica que emana de uma chama provém de espécies gasosas como H_2O (v), CO_2 e CO , bem como de partículas luminosas de fuligem. As espécies gasosas emitem radiação em certas bandas espectrais, enquanto que a radiação da fuligem é contínua no intervalo inteiro de interesse do espectro.

De Ris (1979) elaborou revisão sobre modelos e suas predições, Modak (1976) desenvolveu procedimentos simplificados para cálculo de emitâncias gasosas, e Markstein (1976b) propôs modelos que consideram o incêndio emissor duplo de duas espécies cuja emitância total é a soma ponderada das emitâncias gasosas e da fuligem. Mudan (1984) propôs que o poder emissivo de um grande incêndio turbulento, frequentemente, seja aproximado pela expressão

$$\bar{E} = E_{\lambda,b} \varepsilon \quad (5.35)$$

onde $E_{\lambda,b}$ é o poder emissivo espectral de corpo negro, e ε , a emitância hemisférica total.

Caso a temperatura média da chama seja conhecida (um pouco abaixo da temperatura adiabática), ela pode ser convertida em irradiação usando-se a lei de Planck da radiação (Mudan, 1984). Assim, como visto no Apêndice B, o poder emissivo espectral de corpo negro pode ser expresso por

$$E_{\lambda,b} = \sigma (T_F^4 - T_a^4) \quad (5.36)$$

onde T_F é a temperatura de radiação da chama, T_a é a temperatura ambiente, e σ , a constante de Stefan-Boltzman.

A emitância hemisférica total leva em conta o fato da chama ser um emissor cinza, e não um irradiador de corpo negro. O cálculo da emitância combinada de gases combinados (fuligem, vapor d'água e dióxido de carbono) é extremamente complicado, mesmo quando as concentrações sejam uniformes e a temperatura seja constante. Além disso, a emitância hemisférica total, ε , depende do comprimento do percurso ótico através da chama do incêndio. A emitância hemisférica total combinada pode ser calculada por (Raj, 2007a; Mudan, 1984)

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}_{\lambda_{soot}} + \varepsilon_{\lambda_{dc}} + \varepsilon_{\lambda_w} - \Delta\varepsilon_{\lambda_{dc,w}} \quad (5.37)$$

onde $\bar{\varepsilon}_{\lambda_{soot}}$ é a emitância média ponderada espectralmente da fuligem; $\varepsilon_{\lambda_{dc}}$, a emitância integrada espectralmente pela banda molecular do CO_2 ; ε_{λ_w} , a emitância integrada espectralmente pela banda molecular do H_2O (v); e $\Delta\varepsilon_{\lambda_{dc,w}}$, o fator de correção para o entrelaçamento das emitâncias integradas nas bandas moleculares do CO_2 e do H_2O (v).

Beyler (2002), Lees (1996), Hottel e Sarofim (1967) desenvolveram extensa compilação e vasta coleção de cartas para avaliação de emitâncias. Yuen e Tien (1976) e Sidall e McGrath (1963) reviram muitos dados experimentais sobre emissão de fuligem de chamas luminosas de combustíveis gasosos de madeiras e polímeros, e demonstraram que a emitância hemisférica espectral da fuligem podia ser calculada aproximadamente pela expressão para um emissor cinza:

$$\varepsilon_{\lambda_{soot}} = 1 - e^{-(\mathcal{L}_{\lambda_{soot}})(\kappa_{\lambda})} \quad (5.38)$$

onde $\varepsilon_{\lambda_{soot}}$ é emitância hemisférica espectral da fuligem e, $\mathcal{L}_{\lambda_{soot}}$, o coeficiente de extinção espectral da fuligem, e κ_{λ} a espessura ótica espectral. O parâmetro efetivo da emissão da fuligem é dado por

$$\mathcal{L}_{\lambda_{soot}} = 3,6 \frac{C_{soot} T_F}{C_2} \quad (5.39)$$

C_{soot} é a concentração mássica das partículas de fuligem na pluma do incêndio, C_2 é a segunda constante de Planck para distribuição espectral de energia. É usual se considerar chamas luminosas como emissores cinza. A emitância hemisférica espectral de uma mistura homogênea, $\varepsilon_{\lambda_{mix}}$, de comprimento de percurso (espessura) ótico espectral, κ_{λ} , e coeficiente de extinção espectral, $\mathcal{L}_{\lambda_{mix}}$, é dada por

$$\varepsilon_{\lambda_{mix}} = \frac{1}{\sigma T_F^4} \int_{\lambda=0}^{\lambda=+\infty} E_{\lambda,b}(\lambda) [1 - \exp(-\mathcal{L}_{\lambda_{mix}} \kappa_{\lambda})] d\lambda \quad (5.40)$$

Se a mistura for espectralmente cinza, então $\mathcal{L}_{mix} = \mathcal{L}_{\lambda_{mix}}$ e a integral se torna

$$\varepsilon_{\lambda_{mix}}(\kappa_{\lambda}) = 1 - \exp[-(\mathcal{L}_{mix})(\kappa_{\lambda})] \quad (5.41)$$

onde \mathcal{L}_{mix} é o coeficiente de extinção da mistura, m^{-1} . A suposição de a mistura ser cinza permite o cálculo da radiação emitida em termos da forma característica da chama e do parâmetro adimensional, $\mathcal{L}_{mix} L_{ch}$, denominado na literatura como ‘espessura ótica simplificada’ onde L_{ch} é uma dimensão característica para uma particular geometria da chama (Mudan, 1984). Esta hipótese simplifica bastante os cálculos. Mudan (1984) citando Atallah e Allan (1971) sugere o uso de um \mathcal{L}_{mix} de $3 m^{-1}$ para o GNL. No entanto, a suposição de considerar a chama como corpo cinza, pode acarretar coeficientes de extinção espectral um tanto altos, como se verá adiante. Para grandes incêndios, a emitância hemisférica total se aproxima da unidade, ou seja, é quase um corpo negro. Dessa forma, Mudan (1984) sugere que o poder emissivo possa ser determinado usando-se a temperatura média de radiação, porém nem sempre disponível, necessitando de medições dos fluxos radiantes com radiômetros de NAR e de WAR.

A Tabela 5.2 e a Figura 5.7 apresentaram valores experimentais dos poderes emissivos médios de incêndios em poça de GNL, calculados com base altura visível da chama de acordo com a correlação de Thomas, assumindo a chama como uma superfície emissora. Para facilitar a utilização dos valores de poder emissivo médio obtido em medições e observações experimentais pesquisadas ao longo do presente trabalho, na modelagem que será apresentada, alguns aspectos devem ser alinhados:

1. O poder emissivo da superfície da chama ‘vista’ por um observador tende a aumentar até o diâmetro de 35m;
2. As evidências experimentais sugerem que o poder emissivo médio temporal da pluma aumenta até um diâmetro da poça de 15 m de ‘China Lake’, quando ainda é óticamente fino. Raj (2007a) postula que a partir do diâmetro de 20 m, começa haver produção acentuada de fumaça, encobrendo parcialmente a chama. A depender da vazão mássica de vaporização (e da velocidade de vaporização), do substrato e das condições locais de vento, evidências experimentais sugerem uma faixa de transição com diâmetros entre 20 m e 30 m, onde o poder emissivo médio possa continuar crescendo, devido ao obscurecimento ainda parcial da pluma, até alcançar o diâmetro de 35m de ‘Montoir’. A partir daí, começa haver significativa produção de fumaça,

quando o poder emissivo tende a diminuir com o diâmetro, devido ao encobrimento substancial da pluma térmica;

3. Malvos e Raj (2007), com base em dados espectrais de *'Montoir'*, propuseram uma faixa de temperatura equivalente à de corpo negro entre 1.516 e 1.525 K (correspondendo a um poder emissivo de 300 a 310 kW/m²), para a parte visível da chama, com a pluma sendo, de forma aproximada, oticamente espessa. A espessura ótica espectral, κ_λ , foi estimada como 13,81 m para um coeficiente de extinção espectral, \mathcal{L}_λ , de 0,0725 m⁻¹ (mais, adiante na Tabela 5.7). Com isso, Malvos e Raj (2006) propuseram que o poder emissivo de corpo cinza equivalente da parte visível da chama, E_V , pode ser modelado pela equação

$$E_V = E_{\lambda,b}(1 - e^{-\mathcal{L}_\lambda D}) \quad (5.42)$$

onde o coeficiente de extinção espectral, \mathcal{L}_λ , vale de 0,0725 m⁻¹ e $E_{\lambda,b}$ de 325 kW/m², que corresponde a 1.547 K, como o poder emissivo espectral de corpo negro. Estes dados são utilizados por Raj (2007c) para cálculos de poder emissivo médio na base do incêndio, E_0 , conforme eq. (5.63).

5.6.4.3.6

Coeficiente de extinção espectral (\mathcal{L}_λ)

Os experimentos de *'San Clemente'* (AGA, 1974), *'China Lake'* (Raj e Atallah, 1974) e *'Montoir'* (Malvos e Raj, 2006) envolveram diâmetros que variaram entre 1,8 m e 35 m. Nem todos os incêndios foram considerados oticamente espessos, pois o poder emissivo médio depende do diâmetro do incêndio e aumenta até cerca de 20 m. O que gera o poder emissivo efetivo E_{eff} (energia emitida pela superfície nominal do incêndio por unidade de área) é a espessura ótica espectral do incêndio, κ_λ , que depende do diâmetro da base, das propriedades do combustível (razão carbono/hidrogênio na molécula) e características da combustão, além da pressão, P , temperatura, T , e da composição das espécies químicas i , \mathcal{C}_i . O valor médio do poder emissivo é uma quantidade derivada e depende da geometria da pluma, L_V/D , e da transmitância hemisférica total atmosférica, τ_{atm} além dos erros experimentais em sua determinação (Raj, 2007b). O coeficiente de extinção espectral, \mathcal{L}_λ , corresponde ao conceito físico do inverso da espessura ótica espectral, κ_λ , tal que $\mathcal{L}_\lambda = 1/\kappa_\lambda$ (Siegel e Howell, 2001). Os valores dos coeficientes de extinção variam consideravelmente de teste para teste. TMS (2006) atribuiu este fato aos efeitos causados pelo tamanho do incêndio e a geração de altas concentrações de fuligem luminosa à medida que o diâmetro aumentava, aumentando assim os erros experimentais de medições.

Entretanto, para incêndios com diâmetros maiores do que 35 m os dados espectrais indicam que o incêndio irradia aproximadamente como se fosse um corpo negro nas regiões de maior emissão térmica (partes mais baixas da pluma do incêndio) (Raj, 2007a; Raj, 2007b; TMS, 2006), isto é o incêndio de 35 m pode ser considerado como oticamente espesso (*optically thick*). Por outro lado, com dados também espectrais similares de incêndios em *'China Lake'* indicam que para diâmetros entre 13 m e 15 m, o incêndio pode ser considerado como oticamente espesso (Raj, 2007a), mas não deve ser considerado um emissor de corpo negro (TMS, 2006). Com diâmetro de 13 m em campo aberto, incêndios de GNL apresentaram emissividade hemisférica total $\varepsilon = 0,61$ (Raj, 2007a), com espessura ótica espectral de 13,81 m, ou coeficiente de extinção espectral de $\mathcal{L}_\lambda = 0,0725$ m⁻¹ (TMS, 2006). Estes dados são coerentes com os dados medidos para o diâmetro nominal de 15 m dessa tabela. O valor desse coeficiente é

obtido a partir de dados de medições, adquiridos em vários experimentos e são indicados na Tabela 5.7, comparando diversos valores conforme TMS (2006).

Tabela 5.7 – Resultados experimentais do coeficiente de extinção espectral, \mathcal{L}_λ , e espessura ótica espectral, κ_λ , para incêndios de GNL
Adaptado de: TMS (2006)

Experimento	Diâmetro nominal do incêndio [m]	Coeficiente de extinção Espectral (\mathcal{L}_λ) [m^{-1}]	Espessura ótica Espectral (κ_λ) [m]	Referência bibliográfica
Testes da AGA de 'San Clemente' GNL na terra	1,8	0,492	2,03	AGA (1974)
	6,1	0,180	5,55	Raj e Atallah (1974)
Testes de 'China Lake' GNL na água	15	0,072	13,89	Raj et al. (1979a)
Testes de 'Montoir' GNL na terra	35	0,050	20,0	Malvos e Raj (2007)

5.6.4.3.7

Transmitância hemisférica total da atmosfera participante (τ_{atm})

Raj (1977) calculou a absorção da radiação térmica emitida por um corpo negro a 1.150 K para comprimentos de percurso através da atmosfera e diferentes valores de umidade relativa. Os resultados foram correlacionados pela equação abaixo para a transmitância hemisférica total, τ_{atm} , sem ter sido mencionado a faixa de aplicação:

$$\tau_{atm} = 1,389 - 0,135 \log \left[\left(\frac{RH}{100} \right) P_w^{sat}(T_a) \right] \quad (5.43)$$

onde RH é a umidade relativa, $P_w^{sat}(T_a)$ é pressão do vapor d'água saturado na temperatura de bulbo seco do ar, T_a , é calculada pela seguinte correlação, onde os coeficientes numéricos são válidos para essas unidades

$$P_w^{sat}(T_a) = e^{[25,81054 - (5,328,1/T_a)]} \quad (5.44)$$

Outras correlações para o cálculo da transmitância hemisférica total da atmosfera da radiação térmica para incêndios de GNL encontram-se disponíveis na literatura como as revistas por Raj (2007b), Beyler (2002), Lees (1996), Mudan (1984), Hottel e Sarofim (1967) e Hottel (1954). Diversas correlações são baseadas em incêndios considerados como corpos negros e computados para absorção nas bandas do H_2O (v) e CO_2 . Outras correlações incluem o efeito do espalhamento na atmosfera. Este assunto será discutido com mais detalhe no capítulo 6 (Física e formulação matemática da modelagem do incêndio em poça)

5.6.4.4

Modelos de zonas múltiplas

Modelos atuais para simulação de incêndios em poça deveriam considerar

também as diferentes regiões de combustão dentro da altura visível da chama (Raj, 2007c; Fay, 2006). Reconhece-se na literatura que, enquanto o diâmetro do incêndio aumenta, a pluma térmica do incêndio deixa de ser representada unicamente por uma coluna cilíndrica uniforme, mas consistindo de zonas distintas.

Alguns pesquisadores propuseram modelos de múltiplas regiões, dentre eles, por exemplo, McCaffrey (1983), que propôs um modelo de três zonas para incêndios de difusão turbulenta, e, posteriormente, Fay (2006), que propôs um modelo de duas zonas. Para McCaffrey (1983), a primeira zona consiste de uma região 'rica' do núcleo do combustível, e segunda zona, ainda bastante influenciada pela combustão na base da pluma e 'ancorada' à mesma. Há pulsação radial e axial, devido aos efeitos de turbilhões de grandes escalas na entrada do ar na lateral da chama, como visto anteriormente.

A terceira zona, denominada de 'região intermitente', é constituída por 'bolhas' (*blobs*) ascendentes de combustível que queimam em aglomerados irregulares. Raj (2007c) admite baseado em dados experimentais, que a primeira zona geralmente se estende até cerca de 10% da altura da chama visível e a segunda, com altura variando entre 10 e 40% dessa altura. Adicionalmente, considera ainda que, pela observação experimental, pode-se considerar que o 'topo' da chama luminosa ('altura' da chama) não é uma posição única no espaço, mas, variável com o tempo.

Nas Figuras 5.15 e 5.16, visualizam-se chamas reais de incêndios em poça no solo, respectivamente, de petróleo vazado de um oleoduto e de óleo Diesel e combustível JP-8. Estes dois últimos, apresentados na Figura 5.16, ocorreram durante testes de campo realizados pelo *Sandia National Laboratories* sob encomenda do USDOE, para quantificar incertezas nas medidas de fluxo térmico incidente sobre objetos no interior de chamas de óleo Diesel e combustível JP-8. A modelagem da pluma térmica será abordada no capítulo 6, de acordo com as Figuras 6.6 e 6.7.



Figura 5.15 - Incêndio em poça de petróleo

Fonte: Raj (2005) (Cortesia)



Figura 5.16 - Incêndio em poça de combustível JP-8

Fonte: Nakos (2005) (Cortesia)

Na região intermitente do incêndio, a chama é pulsante e não pode, conseqüentemente, ser considerada como um emissor contínuo da radiação ao longo de todo o comprimento dessa região, levando a diferentes valores do poder emissivo da superfície nas três regiões, aspecto este que passa a ser considerado na nova geração de modelos para GNL.

McGrattan et al. (2000) usaram uma variante dessa abordagem considerando que o percentual da energia da combustão irradiada é suposto ser atribuído totalmente à primeira zona, e a partir desta hipótese, a altura efetiva da chama poderia ser calculada, com o poder emissivo uniforme. A aplicação deste enfoque para a determinação da radiação emitida pode, no entanto, ser questionável, uma vez que: (i) o percentual da

energia liberada não é uma característica que se conheça *a priori* como função da vazão mássica de vaporização, propriedades do combustível, tamanho do incêndio, etc.; (ii) o modelo proposto por McGrattan et al. (2000), divide o incêndio em duas zonas, mas não especifica como se calcula as alturas dessas zonas, pois não apresenta correlações com qualquer característica do incêndio (diâmetro, vazão mássica de vaporização), e (iii) toda a energia que emana da chama é atribuída à zona inferior e a nenhuma à zona superior.

Considine (1984) apresentou um modelo de duas zonas, que consiste de uma região de chama visível que se estende a partir da base até uma fração da altura total da chama com um leve obscurecimento pela fumaça. Uma segunda região acima desta é proposta, na qual os gases da pluma do incêndio ‘brilham’ de forma intermitente. Assumindo um perfil aproximadamente senoidal para a altura da região mais quente da chama na segunda região, foi demonstrado por Considine (1984) que o poder emissivo médio da região obscurecida pela fumaça é cerca de 30% daquela da região não obscurecida (Raj, 2005). O problema com esse modelo é que existem muitos parâmetros na representação quase-senoidal, incluindo uma frequência constante.

Da mesma forma, a relação entre a altura da região do ‘fundo’ com outro parâmetro de forma da chama é ainda indefinido. Desdobramento semelhante da chama em múltiplas zonas, para cálculo do poder emissivo baseado no obscurecimento da chama, foi discutido também por Rew e Hulbert (1996, 1995).

A pesquisa bibliográfica desenvolvida no presente trabalho nas últimas décadas não apresentou evidências de que os modelos de McGrattan (2000), Rew e Hulbert (1996, 1995), Cox e Chitty (1985), Considine (1984), McCaffrey (1983), Heskestad (1983, 1981), Moorehouse (1982), Steward (1970) e de outros pesquisadores contemplassem conhecimentos sobre a formação das zonas dentro da pluma, conceitos e identificação dos mecanismos envolvidos. Foram necessárias quase três décadas desde os experimentos de ‘China Lake’ (1976-1978) e ‘Maplin Sands’ (1980), com incêndio na água, e ‘Montoir’ (1987) com incêndio no solo, para que pudesse ser formada uma base de conhecimentos sobre esses fenômenos. Sacadura (2005), em sua resenha, destaca que os modelos de zonas múltiplas ainda se encontram em contínua evolução para aplicações em problemas de engenharia, fortalecendo as justificativas por sua escolha.

Dessa forma, da análise de toda a literatura consultada, o presente trabalho avalia e infere que os modelos que se afiguraram como os mais robustos e que equacionaram a problemática apresentada de forma consistente com os experimentos são os novos modelos da TMS (Raj, 2007c) e do MIT (Fay, 2006).

Os modelos de zonas múltiplas focalizados são abordados logo abaixo.

5.6.4.4.1

Modelo de zonas múltiplas da TMS (2006)

O modelo de zonas múltiplas (três zonas) da TMS (2006) foi desenvolvido pela empresa americana *Technology & Management Systems (TMS), Inc.* para uma das entidades regulamentadoras do Governo americano, *The U.S. Department of Transportation-Pipeline & Hazardous Materials Safety Administration (PHMSA)*, em 2006, é fruto de trabalho conjunto da empresa com a colaboração da empresa francesa *Gaz de France*. Maiores detalhes podem ser consultados em TMS (2006).

Trata-se de um modelo semi-empírico, aplicável à condição de calmaria, levando em conta vários fenômenos observáveis em grandes incêndios de GNL e outros hidrocarbonetos, contemplando: (i) a parte do fundo da chama de combustão intensa; (ii) dependência da altura da ‘região do fundo’ com o comprimento da pluma do incêndio com a vazão mássica de vaporização do líquido na poça; (iii) intermitência da

visibilidade da combustão nas regiões ‘quentes’ mais internas, localizadas na região logo acima da primeira zona (fundo) da chama; (iv) decréscimo da frequência da ‘visão’ das regiões de queima com a altura; (v) emissão de fumaça; (vi) efeito do ‘escudo térmico’ da fumaça. Incorpora também resultados de correlações análogas às encontradas por Notarianni et al. (1993) e de McCaffrey e Harkleroad (1988). Considera-se, adicionalmente que o poder emissivo efetivo do incêndio varia continuamente desde o topo da ‘região de fundo’ até a altura média visível, até onde continua haver combustão dos gases no interior da pluma.

A TMS (2006) calibrou o modelo considerando dados experimentais obtidos com os testes de ‘*Montoir*’, fazendo novas previsões e comparando-as com valores já medidos em outros testes de camo efetuados. No caso de incêndios com diâmetros muito grandes ($D \gg 35$ m), calcula-se o poder emissivo médio com obscurecimento da fumaça, impactando a altura da pluma usando a correlação de Thomas.

5.6.4.4.1.1

Comprimento da pluma visível do incêndio (L_V)

Para melhor compreensão deste item, recomenda-se leitura dos anexos A e B.

A correlação de Thomas (1965) é usada para modelar o comprimento médio da pluma visível, L_V , altura total correspondente à soma dos comprimentos da zona 1 de combustão ‘limpa’, L_C , da Figura 6.6, com o comprimento das zonas (2 + 3) das zonas de ancoragem e intermitente, L_I , da mesma figura, para um incêndio de diâmetro D , tal que

$$L_V = L_C + L_I \quad (5.45)$$

L_V é proporcional à potência 2/3 do número de Froude do combustível, Fr_C , ou proporcional a $D^{-1/3}$ na condição de não haver vento, conforme será apresentado no item 6.6.2 (Correlação entre altura da pluma visível, diâmetro e vazão mássica de vaporização).

As correlações de Thomas utilizadas são as eqs. (5.46) e (5.47), respectivamente, para $U^* \leq 1$ e $U^* > 1$, re-escritas a partir da eq. (5.25)

$$\frac{L_V}{D} = 55 Fr_C^{2/3} \quad (5.46)$$

$$\frac{L_V}{D} = 55 Fr_C^{2/3} (U^*)^{-0,21} \quad (5.47)$$

onde o número de Froude do combustível, Fr_C , ou a vazão mássica de vaporização adimensional, a partir da eq. (5.26), é re-escrito como

$$Fr_C = \frac{\dot{m}_v''}{\rho_a \sqrt{gD}} \quad (5.48)$$

e a velocidade adimensional do vento U^* calculada de acordo com a equação (5.22) ou (5.27). Segundo Raj (2007c), outras correlações foram publicadas na literatura baseadas somente no ajuste da curva obtida com dados experimentais, e em alguns casos sem a adequada justificativa dos conceitos físicos como, por exemplo, a correlação de Moorhouse (1982).

5.6.4.4.1.2

Comprimento axial da zona de combustão ‘limpa’ (L_C)

Dados experimentais obtidos por Heskestad (1983) indicam uma correlação para a razão entre o comprimento da zona intermitente L_{II} , [zonas (2 + 3) da Figura 6.6] e o comprimento da zona visível, L_V , [zonas (1 + 2 + 3) da mesma Figura]. O número de Froude do combustível usado por Heskestad varia no intervalo $7,5 \times 10^{-4} < Fr_C < 10^{-1}$, mais amplo, portanto, do que o intervalo $4 \times 10^{-3} < Fr_C < 4 \times 10^{-2}$ apresentado na Figura 5.11 e no intervalo $2 \times 10^{-3} < Fr_C < 4 \times 10^{-2}$ da Figura 5.14, obtidos com dados de experimentos de campo. A correlação de Heskestad (1983) é dada por

$$\frac{L_{II}}{L_V} = 0,167 - 0,25 \log_{10}(Fr_C) \quad (5.49)$$

Raj (2007c) assumiu uma correlação análoga à equação acima, com algumas modificações ajustando-a para ficar de conformidade com os resultados experimentais dos testes de *Montoir* com diâmetro de 35 m (Malvos e Raj, 2006).

Naqueles testes foi observado que a altura da região de queima ‘limpa’ do fundo da chama era pequena comparada com o comprimento visível da pluma e podia ser representada por

$$\Psi = \frac{L_C}{L_V} = \left(1 - \frac{L_{II}}{L_V}\right) = 0,70 + \log_{10}[(Fr_C)^{1/4}] \quad (5.50)$$

Observando-se a Figura 6.2, constata-se essa peculiaridade. Análise de sensibilidade efetuada pelo presente trabalho indica que para a condição limite de a eq. (5.50) L_C (zona 1) fornecer uma altura zero, ou seja, não existir a zona de combustão, o número de Froude deveria ser $Fr_C = 1,585 \times 10^{-3}$. Nesta circunstância, combinando as eqs. (5.46) e (5.50), e assumindo um diâmetro de 2.000 m, a vazão mássica de vaporização \dot{m}_v' seria 0,261 kg/m².s. Ela cai para 0,25 kg/m².s com um diâmetro de 1.830 m, e chega a 0,32 kg/m².s para um diâmetro de 3.000 m. O que confirma que incêndios de difusão turbulenta serem muito dependentes do número de Froude da combustão (e da vazão mássica de vaporização), conforme discutido no item 5.6.4.3.2 [Comprimento da pluma visível do incêndio (L_V)].

5.6.4.4.1.3

Efeito da produção de fumaça e ‘escudo térmico’

‘Fuligem’ é um aglomerado de partículas leves (*fluffy*) de carbono com diâmetros entre 3 e 30 nm presentes na chama que são oxidadas possuindo ‘alto brilho’. Com efeito, a visibilidade de um incêndio é dada pela emissão da radiação no espectro visível pela queima de fuligem. Quando o carbono produzido pela pirólise é parcialmente oxidado, ou ainda, não é oxidado, devido a uma temperatura local mais baixa, suas partículas se aglomeram para formar longas moléculas de ‘fumaça’. Estudos de formação de fuligem em escalas de laboratório são relatados na literatura (Raj, 2005; Stull e Plass, 1990; Hura e Glassman, 1988; Markstein, 1988; Fowler, 1988; McCaffrey e Harkleroad, 1988; Narasimhan e Foster, 1965). Entretanto, ainda são escassos os trabalhos na medição de taxas de produção de fumaça em grandes incêndios de difusão turbulenta.

A presença de fumaça em um incêndio redundando na atenuação da radiação térmica emitida e uma redução do poder emissivo. Assume-se que as regiões internas da chama queima com a mesma temperatura média, independentemente da localização axial dentro da pluma visível. Isto é, a emissão de radiação térmica no interior da pluma é a mesma em todas as distâncias axiais. No entanto, a fumaça produzida pela queima com concentrações reduzidas de oxigênio para completar a combustão (*anoxia, starvation*) transmite à superfície nominal da chama somente uma fração da radiação produzida no corpo da pluma térmica.

Como observado nos trabalhos da presente pesquisa e testemunhos do autor deste trabalho de acidentes reais ocorridos em tanques de armazenamento de refinarias de petróleo e de estações de tratamento de óleo de núcleos de produção de petróleo no Brasil, incêndios de hidrocarbonetos produzem significativas quantidades de fumaça (produtos da combustão). Este fenômeno, de modo análogo, ocorreu nos testes de campo em 'Montoir', em que incêndios de GNL de grande diâmetro, também produziram copiosas quantidades de fumaça (vide fotos das Figuras 5.5; 5.15; 5.16 e 6.2), similar ao que ocorre com hidrocarbonetos líquidos, como propano, butano, querosene, gasolina, óleos mais pesados, etc. (Nédelka, et al., 1989).

O presente trabalho considera as observações experimentais acima em instalações de petróleo, com as quais foi verificado que dois fenômenos contribuem para a produção de fumaça, mesmo em combustíveis de queima considerada 'limpa' como o GNL: (i) o primeiro, é a falta de oxigênio suficiente (*anoxia*) no núcleo da poça de grande diâmetro, decorrente da pirólise parcial do vapor de combustível. Isso não somente produz fuligem (partículas do carbono), como também reduz a liberação total do calor - e a temperatura - tendo como resultado produção adicional de fumaça; (ii) o segundo fenômeno é a recirculação de vórtices toroidais de gases queimados no interior da pluma, presentes em todos os incêndios de grandes diâmetros, devido ao abaixamento da concentração efetiva de combustível líquido e de seu vapor no núcleo da combustão.

O efeito da fumaça é a formação de um 'escudo térmico' nas camadas periféricas da pluma, reduzindo a emissão efetiva de fluxo de calor radiante e a distância perigosa dos efeitos da radiação térmica em torno do incêndio (Fay, 2006). Adicionalmente à formação e recirculação da fumaça, pode haver combustão menos eficiente e abaixamento da temperatura efetiva da chama. Entretanto, a redução da radiação fora da chama devido à transmitância do meio participante que atenua os efeitos da radiação, tende a aumentar a temperatura dos gases no interior da pluma, por dificultar a transferência radiativa naquele meio (Raj, 2005). Qual dos dois efeitos predominará, é uma questão das propriedades químicas do combustível, da cinética química da combustão, das dimensões físicas, da geometria e da hidrodinâmica do escoamento do gás no interior da pluma térmica do incêndio (Cleaver et al., 2007).

Dessa forma, a consideração de todos esses fenômenos torna a questão de sua modelagem um problema altamente não linear e complexo, requerendo soluções muitas vezes numéricas ou semi-empíricas. Nesse mister, descartou-se o uso de modelos de campo com dinâmica dos fluidos computacional (CFD) para modelar incêndios em escalas de sítio de teste e industrial de difusão turbulenta, conforme discutido no item 5.6.2.2 (Modelos de campo).

Considine (1984) sugeriu uma aproximação empírica para se determinar o efeito da fumaça na redução da radiação, supondo uma emitância efetiva do incêndio nas regiões de produção de fumaça, como sendo de aproximadamente igual a 0,3. Isso levaria a superfície do incêndio nas regiões de produção de fumaça ter um poder emissivo de aproximadamente 65 kW/m^2 .

Delichatsios e Orloff (1988) e Delichatsios (1987) correlacionaram medições de radiação emitida por chamas oticamente finas com o tamanho do queimador e a vazão do combustível, e postularam que a concentração da fuligem é proporcional à escala do tempo de residência do combustível (dependente da intensidade da turbulência) e ao inverso da escala de tempo de formação dos produtos de combustão. Este método, no entanto, não é aplicável a incêndios de grandes diâmetros, que são oticamente espessos e que irradiam nas bandas do H₂O (v) e do CO₂, como visto na Figura 5.9.

McCaffrey e Harkleroad (1988) apresentaram dados de fuligem de experiências em pequena escala para incêndios de hidrocarbonetos expressos como uma área específica da extinção⁵⁰, A_L . Valores de A_L medidos experimentalmente variaram entre 124 a 130 m²/kg para o propano e 1.000 m²/kg para petróleo (óleo cru) (Raj (2005). Não foram, todavia, encontradas evidências que estejam disponíveis dados diretos que correlacionem a formação de fumaça como função do diâmetro para grandes incêndios de diferentes combustíveis (Raj, 2007c; Fay, 2006). O parâmetro A_L será discutido no item 7.6 (Aspectos conclusivos).

5.6.4.4.1.4

Modelagem dos efeitos da fuligem, fumaça e radiação térmica

O modelo da TMS (2006) estabelece que a presença de fumaça em um incêndio absorve a emissão de radiação térmica e reduz o poder emissivo da chama. O poder emissivo efetivo das regiões da pluma obscurecidas pela fumaça, E_{smk} , pode ser calculado como

$$E_{smk} = E_0 \tau_{smk} \quad (5.51)$$

$$\tau_{smk} = e^{-(A_L C_{soot} L_{beam})} \quad (5.52)$$

onde E_0 é o poder emissivo da superfície nominal da pluma de incêndio próximo a base, τ_{smk} é a transmitância hemisférica total da fumaça, A_L , a área de superfície específica de extinção da fuligem, C_{soot} , a concentração das partículas de fuligem na pluma do incêndio, L_{beam} o comprimento do percurso ótico do feixe de radiação. Adota-se a correlação de Raj (2005), em que esse comprimento é calculado como 0,63D para incêndios cilíndricos, com base experimental

$$L_{beam} = 0,63D \quad (5.53)$$

TMS (2006), usando correlações de Notariani et al. (1993) e de McCaffrey & Harkleroad (1988), propôs uma equação empírica demonstrando experimentalmente que a concentração da fuligem, C_{soot} , é uma função da eficiência da combustão, ϕ , do calor de combustão inferior do combustível líquido, ΔH_{C_l} , da razão do ar estequiométrico para o ar de mistura, τ , e da fração mássica Y entre produção de massa de fuligem por unidade de massa de combustível queimado emitido como fumaça, podendo-se encrever

$$C_{soot} = \rho_a Y \frac{1}{1 + (\tau/\phi) + [\Delta H_{C_l}/(c_{p_a} T_a)]} \quad (5.54)$$

⁵⁰ Specific Extinction Area (SEA).

Nessa correlação, ϕ é a fração da massa de ar de mistura em qualquer cota vertical da pluma que 'queima' com sua massa estequiométrica equivalente de vapor de combustível, eficiência esta assumida como constante ao longo da zona de combustão. O termo $[(1/\phi) - 1]$ representa a massa de excesso de ar requerida para completar a combustão do vapor que do combustível (Raj, 1981). Os parâmetros r e ϕ serão discutidos no item 6.6.2.1 (Conservação da massa, espécies químicas, quantidade de movimento linear e entalpia na pluma térmica do incêndio).

Notarianni et al. (1993) mediram experimentalmente a fração mássica da produção de fuligem em incêndios de óleo cru (petróleo bruto), Y , com diâmetros de 0,085 m a 17,2 m e encontraram que a formação de fuligem (fração mássica do combustível queimado que é emitido como a fuligem) aumenta com o aumento do diâmetro do incêndio. Dados para a fração mássica de produção de fuligem, Y , vs. diâmetro do incêndio, D , apresentados por estes pesquisadores, para incêndios com petróleo bruto para incêndios de grandes diâmetros, podem ser correlacionados como

$$Y = 9,412 + 2,758 \log_{10} (D) \quad (5.55)$$

com Y é dado em % e D em metros. Os coeficientes desta equação são válidos somente com D em m.

Conforme Raj (2007c), experimentalmente, verificou-se que as constantes da equação acima dependem da composição química e das propriedades da pirólise do combustível. Entretanto, esta pesquisa não detectou evidências que tenham sido adquiridos dados experimentais para a formação de fuligem em grandes incêndios de metano (ou GNL). O parâmetro Y será discutido no item 7.3.1.6 (Produção de fumaça com oito velocidades de vaporização).

No entanto, os resultados encontrados nos testes de 'Montoir' indicam que esta correlação pode ser plausível de ser usada como uma aproximação, em princípio, na ausência de outra correlação, todavia com cautela em incêndios com metano. Raj (2007b) corrobora a plausibilidade, sugerindo usar esta hipótese, mesmo com as limitações indicadas, até que sua aplicação seja contestada (ou não) por novas descobertas.

5.6.4.4.1.5

Varição do poder emissivo ao longo do comprimento axial da pluma

O modelo da TMS (2006) assume que na zona de intermitência, o poder emissivo varia devido aos efeitos da fuligem e fumaça. Raj (2007c) assumiu que a taxa de intermitência varia entre 0% (nenhum obscurecimento por fuligem) no topo da zona de combustão 'limpa' a 100% (obscurecimento total no topo da zona de intermitência). Ou seja, a probabilidade do poder emissivo alcançar seu valor máximo varia entre 1 na base da zona de intermitência a 0 no topo desta zona. Esta probabilidade pode ser também entendida como a fração do tempo que as camadas externas do incêndio 'mostram' seu núcleo interior irradiando com o poder emissivo máximo.

Então a fração do tempo em que o núcleo interno é 'visível' através do escudo da fumaça é suposta variar ao longo do eixo da pluma. TMS (2006) propôs que esta fração representava a probabilidade de exposição, $\check{p}(\epsilon)$, ao valor do poder emissivo máximo, E^{max} , em uma dada posição axial, Z , probabilidade esta que significa, fisicamente, 'ver' as regiões internas de combustão da chama. Supostamente, ela aumenta com a distância no sentido inverso em direção à poça a partir da ponta visível da chama, segundo um dado expoente π ajustado experimentalmente (Mais, adiante neste item).

Na região intermitente da chama, a TMS (2006) propôs em seu modelo que $\check{p}(\epsilon)$ seja dada por uma função polinomial de ordem n variando com o comprimento axial, determinado pelo melhor ajuste com os dados de 'Montoir'. Um perfil de similaridade para a variação de $\check{p}(\epsilon)$ com uma distância adimensionalizada é um dos pontos assumido pelo modelo, cuja probabilidade é dada conforme a equação

$$\check{p}(\epsilon) = \left(\frac{1 - \epsilon}{1 - \Psi} \right)^n, \text{ para } \Psi \leq \epsilon \leq 1 \quad (5.56a)$$

$$\check{p}(\epsilon) = 1, \text{ para } 0 \leq \epsilon \leq \Psi \quad (5.56b)$$

$$\epsilon = \frac{Z}{L_V} = \frac{\text{comprimento } Z \text{ ao longo do eixo da pluma}}{\text{comprimento da chama visível}} \geq \Psi \quad (5.57)$$

$$\Psi = \frac{L_C}{L_V} \quad (5.58)$$

onde Ψ é a razão entre o comprimento da zona de combustão 'limpa' e o comprimento da chama visível, calculado pela eq. (5.50), variando no caso de incêndios de GNL entre 0,3 e 0,01 para $15 \text{ m} < D < 300 \text{ m}$, respectivamente. A variação axial do poder emissivo ao longo de toda a pluma visível do incêndio pode ser representada então por

$$E(Z) = E_0 \text{ para } 0 \leq (Z/L_V) \leq \Psi \quad (5.59a)$$

$$E(Z) = \check{p}(\epsilon) E_0 + [1 - \check{p}(\epsilon)] E_{smk}(Z) \text{ para } \Psi \leq (Z/L_V) \leq 1 \quad (5.59b)$$

onde E_0 é o poder emissivo próximo à base. $E_{smk}(Z)$ é o poder emissivo da camada fumaça dado pela eq. (5.51) e $\check{p}(\epsilon)$ é a probabilidade de que em um dado tempo o núcleo da chama seja visível na cota Z , conforme eqs. (5.56a) e (5.56b). O poder emissivo global médio, \bar{E} , é obtido integrando-se E nas eqs. (5.59a) e (5.59b) de $Z = 0$ até $Z = L_V$, isto é,

$$\bar{E} \equiv E = \int_{\epsilon=0}^{\epsilon=1} E(\epsilon) d\epsilon \quad (5.60)$$

Substituindo as eqs.(5.59a) e (5.59b) na eq. (5.60) e usando a definição de $\check{p}(\epsilon)$ a partir das equações (5.56a) e (5.56b), pode-se então demonstrar que

$$\frac{\bar{E}}{E_0} = \Psi + \left(\frac{1 + n \tau_{smk}}{1 + n} \right) (1 - \Psi) \quad (5.61)$$

O valor do expoente n , indicado nas eqs. (5.56a) e (5.61), representa a distância adimensionalizada ao longo do eixo do incêndio. Ele foi determinado experimentalmente pela TMS (2006) mediante correlações com um parâmetro referente ao tamanho específico das partículas de fuligem, a área específica de extinção da fuligem, A_L , introduzido na eq. (5.62) e o poder emissivo médio da chama, \bar{E} .

TMS (2006) correlacionou valores de n (1; 1,5; 2; 2,5; 3 e 4) com valores de A_L (100; 130; 200; 500; 500 e 1.000 m^2/kg) para diversos combustíveis de petróleo, para prever o poder emissivo médio da chama, \bar{E} . O melhor resultado encontrado para \bar{E} foi 176,5 kW/m^2 , coerente com medições de campo variando entre $157,5 \leq \bar{E} \leq 192,5 \text{ kW}/\text{m}^2$. Este valor foi obtido com $n = 3$, quando modelado para $\Psi = 0,149628133 \approx$

0,15, conforme o teste de *'Montoir'* para um incêndio de 35 m de diâmetro (Nédelka et al., 1989), conforme ampla discussão em TMS (2006). Este valor cúbico foi o que forneceu o menor erro, tanto com as variações dos dados adquiridos com radiômetros NAR ao longo do eixo, como dados das medições do poder emissivo médio usando radiômetros WAR nos três testes realizados no terminal de GNL da GdF.

O poder emissivo da base do incêndio, E_0 , depende do tamanho do incêndio. Como visto acima, foram feitas medições espectrais dos experimentos de *'Montoir'* e dados espectrais obtidos com os experimentos de *'China Lake'* (Raj, 2005). Foi determinado que a espessura ótica espectral para um incêndio de GNL é $\kappa_\lambda = 13,5$ m. A temperatura efetiva de corpo negro no incêndio é 1.547 K, correspondendo a um poder emissivo de 325 kW/m², sendo que a incerteza desta estimativa se situa entre 0 e 2,5%, isto é, varia entre 1.547 e 1.512 K.

A emitância hemisférica total média temporal do incêndio, $\bar{\varepsilon}$, independente do comprimento de onda pode ser correlacionada com o diâmetro da base do incêndio, D , como sendo, conforme eq. (5.3),

$$\bar{\varepsilon} = 1 - e^{-D/\kappa_\lambda} \quad (5.62)$$

onde κ_λ é a espessura ótica espectral, em metros. Baseado na eq. (5.62) e no item 5.6.4.3.5 [Poder emissivo médio temporal da superfície da chama (\bar{E})], o incêndio de 13 m de diâmetro acima descrito, a espessura ótica espectral calculada foi de $\kappa_\lambda = 13,81$ m. Uma pluma de incêndio com diâmetro igual à espessura ótica espectral, $D = \kappa_\lambda$, ou seu inverso, o coeficiente de extinção espectral, \mathcal{L}_λ , na parte mais luminosa terá uma emitância (razão entre o poder emissivo real e o de um corpo negro) hemisférica total $\varepsilon = (1 - e^{-1}) = 0,6321$. Um incêndio de diâmetro igual a 3,5 vezes a espessura ótica espectral, $D = 3,5\kappa_\lambda$, pode ser considerado como um irradiador (corpo) negro, pois possui uma emitância hemisférica total de $\varepsilon = (1 - e^{-3,5}) = 0,9698 \approx 0,97 \approx 1,0$ (TMS, 2006).

Os experimentos relatados em Raj (2007b) indicaram que com o diâmetro de 13 m o incêndio de GNL na água não irradiou como um corpo negro na temperatura dos gases quentes. Baseado na análise dos dados espectrais desses testes, a emitância hemisférica total foi calculada como sendo 0,61 [Raj et al.(1979a) e Raj (2007c)]. Por conseguinte, é plausível se inferir que qualquer incêndio de diâmetro menor do que 2,5 vezes a espessura ótica espectral, emite pela sua base com uma emitância hemisférica total $\varepsilon = (1 - e^{-2,5}) = 0,9179 \approx 0,92$, ou seja, com aproximadamente 92% do poder emissivo máximo da superfície da chama, consistente com a temperatura do gás, estimada ser no entorno de 1.500 K, com base nos testes de *'China Lake'*.

Neste modelo, entretanto, foi usada a seguinte equação para calcular o poder emissivo da base do incêndio, E_0 , com base na eq. (5.42), proposta por Malvos e Raj (2006)

$$E_0 = E^{max}(1 - e^{-D/\kappa_\lambda}) = E^{max}(1 - e^{-\mathcal{L}_\lambda D}) \quad (5.63)$$

O valor do poder emissivo máximo equivalente ao como o poder emissivo espectral de corpo negro, $E^{max} \equiv E_{\lambda,b}$ é fixado no modelo como sendo 325 kW/m² consistente com os dados adquiridos experimentalmente em medições de campo com radiômetros NAR a partir dos testes de *'Montoir'* (Malvos e Raj, 2006). Usando o modelo acima para o poder emissivo na base do incêndio, e o modelo desenvolvido por (Raj, 2007c) e TMS (2006), foram feitos cálculos para prever o poder emissivo médio temporal da superfície da chama, \bar{E} , de diferentes incêndios em poça, com o

comprimento da pluma determinado pelas correlações de Thomas das eqs. (5.46) e (5.47), caso a inclinação da chama pela ação do vento (*tilt*) seja considerada.

A transmitância hemisférica total atmosférica nas condições do teste foi calculada na base do incêndio como 0,67, na meia altura, 0,668 e no topo da pluma como 0,661 (Raj, 2007a). Detalhes sobre os diversos modelos sobre transmitância atmosférica podem ser encontrados em Raj (2007b), Beyler (2002), Lees (1996), Mudan (1984), e Hottel e Sarofim (1967), e, parcialmente, no item 5.6.4.3.7 [Transmitância hemisférica total da atmosfera participante (τ_{atm})].

Os resultados encontrados com o modelo estão fundamentados na hipótese de que o poder emissivo de corpo negro da região de queima 'limpa' na base da chama irradia com um valor máximo de 325 kW/m², ou seja, $E^{max} = 25$ kW/m². Esses resultados foram discutidos por Raj (2007c), encontrando-se que tal modelo fornece boas predições para o poder emissivo, com incerteza de 15% para diâmetros de 15 m e 2% para incêndios de diâmetros de 35m, em relação aos poderes emissivos medidos com instrumentos nos sítios dos experimentos.

Extrapolação para incêndios de 100 m na terra feita por Raj (2007c) indica um \bar{E} entre 60 e 70% do valor para diâmetros entre 15 m e 35 m. Ou seja, quando o diâmetro do incêndio cresce, o poder emissivo médio de toda a pluma visível diminui, conforme Tabela 5.8. Ela apresenta também comparação entre dados experimentais do poder emissivo médio e predições obtidas com modelo de zonas múltiplas de GNL contemplando efeitos da fuligem.

O valor de 100 m é mencionado como um diâmetro potencial para experimentos futuros, proposto pela TMS (2006) e 300 m, o diâmetro estimado da poça obtido com um volume de GNL coerente com um volume de 12.500 m³ derramado de um dos tanques de um metaneiro (TMS, 2006; ABS, 2004). Este, por sinal, é um dos objetivos do presente trabalho, ou seja, extrapolar os valores de incêndios de 35 m, para valores da escala industrial. Deve ser observado, no entanto, que os dados obtidos com radiômetro NAR provêm informações somente para pontos específicos locais (*spots*) de aproximadamente 1,5 m de diâmetro (Raj, 2007b) sobre a superfície nominal do incêndio, enquanto que o modelo da TMS (2006) previu valores que podem ser considerados como médios a uma dada cota da pluma.

Existem incertezas quanto à altura exata na qual os radiômetros de NAR são apontados e, devido à fraca corrente de vento reinante nos experimentos, pode fazer com que a linha de 'visão' do *spot* (local) 'vista' pelo radiômetro não atinja o eixo da pluma. Assim, as leituras com os radiômetros, podem, *de facto*, representar um desvio do valor central do poder emissivo (com o efeito do co-seno do ângulo da área local com relação à linha de visão de interesse).

Além desses aspectos, no item 5.5.1 (Experimentos de incêndios em poça e em nuvem com GNL) foram discutidas também as incertezas introduzidas nas medições realizadas com radiômetros, por conta da emitância alocada a esses instrumentos para corrigir leituras das medidas das temperaturas das chamas.

Tabela 5.8 - Comparação entre dados experimentais do poder emissivo médio e previsões obtidas⁽¹⁾ com modelo de zonas múltiplas de GNL contemplando efeitos da fuligem. Adaptado da TMS (2006) e Raj (2005, 2007b, 2007c)

Diâmetro da poça circular [m]	Substrato	Número de Froude ($Fr_c \times 10^{-3}$) [-] (\dot{m}_v) [kg/m ² .s] ⁽²⁾	Fração mássica de fuligem formada ⁽³⁾ (Y) (%)	Concentração da fuligem ($C_{soot} \times 10^{-4}$) [kg/m ³]	Fração da região de 'queima limpa' (Ψ) [%]	Transmitância da fumaça ⁽⁴⁾ (τ_{smk}) [-]	Poder emissivo médio temporal ao longo da altura visível da chama (\bar{E})		Observações
							Resultados com modelo da TMS (2006) ⁽⁵⁾ [kW/m ²]	Resultados experimentais [kW/m ²]	
15	Água	9,606 (0,1372)	12,7	3,328	0,196	0,664	172	185 a 224	Testes de 'China Lake'; Raj et al. (1979 a,b)
20	Terra	8,319 (0,1372)	13,0	3,419	0,180	0,5712	183	140 a 170	Testes de 'Thornton Center'; Mizner e Eyre (1982)
35	Terra	6,288 (0,1372)	13,7	3,595	0,15	0,357	177	175 ± 30 (145 a 205)	Testes de 'Montoir' Nédelka et al. (1989)
100	Terra	3,720 (0,1372)	14,9	3,926	0,093	0,04	113	-	Tamanho potencial.
300	Água	2,148 (0,1372)	16,2	4,272	0,033	0,00277	90	-	Tamanho estimado.

Observações:

⁽¹⁾ A altura visível da chama é determinada com a equação de Thomas: $L_F/D = 55[\dot{m}_v/(\rho_a \sqrt{gD})]^{2/3} (U^*)^{-0,21}$, onde $U^* = U_{wind}/[(\dot{m}_v/\rho_a)gD]^{1/3}$, conforme eqs. (5.47) e (5.27), respectivamente. Valores assumidos para os parâmetros, com base experimental: $r = 17,17$; $\alpha = 0,10$; $\phi = 0,06$; $A_L = 130 \text{ m}^2/\text{kg}$; $E^{max} = 325 \text{ kW/m}^2$; $T_a = 293 \text{ K}$.

⁽²⁾ Calculou-se que $\langle \dot{y} \rangle = 3,25 \times 10^{-4} \text{ m/s}$, correspondendo a $\langle \dot{m}_v \rangle = 0,1372 \approx 0,14 \text{ kg/m}^2.\text{s}$ para a vazão mássica de vaporização correspondente a cada número de Froude indicado.

⁽³⁾ Correlação de Notarianni et al. (1993), para formação da fuligem, conforme eq. (5.52).

⁽⁴⁾ Refere-se à transmitância hemisférica total.

⁽⁵⁾ Assumiu-se que a espessura óptica espectral $\kappa_\lambda = 13,8 \text{ m}$ na base do incêndio e $\rho_l = 422,5 \text{ kg/m}^3 @ 111,66 \text{ K}; 101,32 \text{ kPa}$.

5.6.4.4.1.6

Aspectos desfavoráveis do modelo da TMS (2006)

A avaliação adiante feita com o presente trabalho procura ressaltar pontos fortes e pontos fracos da modelagem, mediante uma imersão generalista, ainda que empírica e subjetiva, buscando estabelecer um paralelo comparativo tomando por base a bibliografia pesquisada. A análise não esgota o assunto, mas procura lançar alguma contribuição incremental ao conhecimento existente, sob a perspectiva do julgamento de engenharia, objetivando sua aplicação na indústria de GNL.

O modelo de zonas múltiplas ora proposto, embora fundamentado em medições e evidências experimentais, apresenta os seguintes aspectos desfavoráveis:

1. Trata-se de um modelo semi-empírico, baseado na hipótese de que a dinâmica do incêndio e a radiação emitida pela pluma térmica adotam a formulação 'integral', dividindo a pluma térmica em três zonas.

Portanto, a descrição detalhada das variações que ocorrem no interior da pluma, relativas às propriedades da chama, como, p. ex., estruturas da turbulência, perfis dos campos de temperaturas, velocidades e vazões mássicas de combustão, não são capturadas nem descritas no modelo.

Estes parâmetros são tipicamente incluídos nos modelos de CFD, mas, como discutido no item 5.6.2.2 (Modelos de campo), por ora ainda há limitações quanto a seu uso em escala industrial.

O modelo da TMS (2006) também não prediz a temperatura do núcleo da chama, mas assume que seu valor esteja baseado nos dados experimentais adquiridos em testes dos maiores incêndios testados até a presente data.

Mas, esta hipótese é plausível de não ser refutada ou ser considerada como um sério óbice ao modelo, uma vez que dados espectrais de pequenos e grandes incêndios apresentam, aproximadamente, a mesma faixa de temperatura de corpo negro, conforme discussões anteriores, existentes na literatura;

2. O modelo assume a física de incêndios de escala industrial e usa o diâmetro do incêndio correlacionado com a taxa de produção de fumaça.

Como abordado, não existe ainda dados experimentais específicos para a produção de fuligem e fumaça de metano (e GNL) (Raj, 2007c, 2005) em incêndios de combustão não pré-misturada de difusão turbulenta, seja para pequenas como para grandes escalas (teste de campo e industrial).

Até que dados experimentais sejam adquiridos para tais parâmetros em escala de laboratório e confirmados para escala de testes de campo, a aplicabilidade de dados obtidos com propano e óleo cru, para inferir de forma conservativa a produção de fuligem com metano em incêndios de GNL com diâmetros de 35 m ou maiores, ainda não pode ser validada com exatidão.

Por outro lado, é de se esperar, pela literatura discutida neste trabalho, que os resultados encontrados com o modelo sejam plausíveis;

3. Foi assumido um perfil de similaridade para a distribuição da distância axial adimensional escalonada da pluma térmica, como sendo uma probabilidade, ou uma fração do tempo que as camadas internas do núcleo da pluma sejam 'visíveis' (isto é, de que emitam luz, radiação térmica).

Ocorre que este perfil é, como demonstrado, independente do diâmetro do incêndio, variável com o cubo (*best fit*) da distância adimensional.

Nenhuma dessas hipóteses, ou seja, que a distribuição escalonada seja invariante com o diâmetro, ou que varia com o cubo da distância, ou outro expoente, foi ainda

confirmada com dados experimentais; elas foram ‘validadas’ com base na plausibilidade do melhor julgamento de engenharia;

4. A precisão das predições do modelo para chamas de difusão com diâmetros acima de 35 m poderão ser confirmadas com testes adicionais em escala industrial.
Dados obtidos nos testes de ‘*Montoir*’ devem também ser incluídos, e adquiridos outros como, por exemplo, (i) taxa de produção de fumaça, (ii) variação da altura do fundo da chama com poder emissivo (quase) ‘constante’, (iii) distribuição do poder emissivo local com a distância ao longo do eixo da pluma, e, (iv) características de emissão espectral em diferentes partes da chama, etc.
5. Pode-se inferir, então, que a extrapolação para diâmetros de escala industrial ($D > 35\text{m}$) pode requerer análise para cada situação específica;
6. O modelo é dependente de parâmetros físicos como, por exemplo, fração mássica de combustível convertido em fumaça, Y , coeficiente de extinção da fuligem, $\mathcal{L}_{\lambda_{soot}}$, ainda não existentes com dados experimentais para incêndios de grande diâmetro com metano;
7. É necessário haver confirmação experimental com testes de campo com GNL para o expoente π da distribuição de probabilidade de visibilidade de partes luminosas da chama emitindo radiação na região da pluma encoberta pela fumaça.

5.6.4.4.1.7

Aspectos favoráveis do modelo da TMS (2006)

As explanações formuladas nos aspectos desfavoráveis apresentadas no item anterior seguem o mesmo critério, neste item, para os aspectos favoráveis. São eles:

1. Apesar de ser semi-empírico, o modelo é uma evolução do modelo de chama sólida; tem formulação integral, conserva a massa e as espécies, a quantidade de movimento linear, energia e leva em conta a radiação térmica, considerando a formação de fuligem e fumaça, e o efeito ‘escudo térmico’ na atenuação da radiação emitida pela superfície da pluma;
2. Assume que o poder emissivo diminui com a altura da pluma e com o ‘escudo térmico’, tornando a parte superior da pluma como quase não emissora;
3. Incorpora a intermitência da ‘visibilidade’ da chama dentro do envelope de fumaça, fato real e observado experimentalmente, usando uma função de probabilidade $\check{p}(\xi)$ para a ‘abertura’ do envelope, ajustada experimentalmente com dados de testes com hidrocarbonetos;
4. Os únicos resultados de medições reais são os obtidos com radiômetros NAR, para o poder emissivo que decresce com a altura, mas apresentaram boa concordância produzindo predições realistas com as observações de campo com diâmetros de 15, 20 e 35 m, conforme Tabela 5.8;
5. Apesar da falta de dados experimentais, o modelo usa a fração mássica constante, Y , do combustível queimado baseado em testes com óleo cru, por enquanto, como uma primeira e tentativa aproximação, o que pode ser considerável como plausível, nas circunstâncias atuais, até que surjam novos resultados de medições experimentais que contradigam (ou não) este pressuposto.

Além disso, usa o coeficiente de extinção espectral da fuligem, $\mathcal{L}_{\lambda_{soot}}$, do propano, a área específica de extinção, $A_{\mathcal{L}}$, baseada em jatos de fogo deste hidrocarboneto, bem como um único coeficiente global médio de mistura de ar (fração mássica de ar

estequiométrico de mistura na entrada lateral da chama), ϕ , de modo a resolver as equações de conservação na pluma térmica;

6. O modelo apresenta análise de incertezas a partir de dados experimentais obtidos com testes com outros hidrocarbonetos, objetivando promover o melhor ajuste da probabilidade $\check{p}(\epsilon)$, conforme item 5.6.4.4.1.5 (Variação do poder emissivo ao longo do comprimento axial da pluma), apresentando resultados consistentes com os dados obtidos com os testes de campo, permitindo manipulação das equações do modelo.

5.6.4.4.2

Modelo de zonas múltiplas de Fay (2006) (MIT)

Fay (2006) propõe um modelo de duas zonas para descrever o escoamento dos fluidos dentro da pluma e as propriedades do incêndio. Consiste das zonas de combustão e da pluma de incêndio, e provê um esquema consistente para desenvolvimento de parâmetros que permitem escalonamento adimensionalizado possibilitando a correlação e extrapolação do comprimento visível da chama, inclinação em relação à vertical, poder emissivo da superfície da chama e vazão mássica de vaporização do combustível líquido. Assim como o modelo da TMS (2006), de modo análogo são definidas duas zonas, uma de combustão na base do incêndio e a outra da chama visível, acima da primeira.

Fay (2006) lança mão do trabalho desenvolvido por Steward (1970) sobre jato de fogo que incluiu uma região próxima à saída do jato, dentro da qual o combustível era completamente queimado em proporções estequiométricas. A modelagem permite a determinação do comprimento da chama visível e a inclinação da chama pela ação do vento fazendo uso de constantes adimensionais empíricas determinadas com base em experimentos de campo.

O modelo de mistura será usado na modelagem e tratado adiante no capítulo 6 (Formulação matemática da modelagem de incêndio em poça). Ele contempla também a redução no fluxo de radiação térmica absorvido pela fuligem gerada em incêndios de escalas maiores, e considera a modelagem da transferência de calor do combustível vaporizado quente para a poça de líquido correlacionando as velocidades de vaporização observadas em incêndios em poças confinadas adiabáticas.

5.6.4.4.2.1

Conservação da massa, energia e quantidade de movimento linear

Considere-se o fluxo de massa através de um plano horizontal em uma altura Z acima da base do incêndio mostrado na Figura 6.7. Definindo como w a componente- z do campo $\mathbf{u}(Z, t)$ da velocidade axial ao longo do eixo da pluma, as densidades do vapor do combustível criogênico e dos gases dentro da pluma como, respectivamente, ρ_v e ρ_g , a distância radial a partir do eixo da pluma como r , pode-se modelar as equações de conservação. Junto com as condições iniciais, as equações integrais das taxas de transporte axial ao longo da pluma de (i) \dot{J} , de quantidade de movimento linear, (ii) \dot{m} , de massa e (iii), \dot{H} , de entalpia, como função da distância axial Z , podem ser resolvidas para as zonas de combustão e da pluma.

5.6.4.4.2.2 Zona de combustão

Conforme apresentado na Figura 6.7, Fay (2006) concebeu que a zona de combustão se estende a partir da superfície da poça ($Z = 0$) até a altura na qual todo o combustível tenha sido queimado ($Z = L_C$). Na superfície da poça, $\dot{h} = 0$, enquanto que \dot{j} e \dot{m} são muito pequenos comparados com seus valores no topo da zona de combustão, podendo ser relaxados.

Relações adimensionais foram obtidas por Fay (2006) através da integração das equações de conservação, chegando-se a

$$\dot{h} = \varphi_C \left(\frac{h_C}{\beta} \right) \dot{m} \quad (5.64)$$

$$\dot{j} = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\zeta_{C_1} \varphi_C}{\zeta_{C_2}} \right) \left(\frac{h_C}{\beta c_{p_v}^0 T_a} \right) \left(\frac{g \dot{m}^4}{\rho_a D} \right)^{1/3} \right] \quad (5.65)$$

$$\dot{m} = \zeta_{C_2} \rho_a D \left[\frac{2}{9} \left(\frac{\zeta_{C_1} \varphi_C}{\zeta_{C_2}} \right) \left(\frac{h_C}{\beta c_{p_v}^0 T_a} \right) \right]^{1/2} g^{1/2} Z^{3/2} \quad (5.66)$$

onde φ_C^{51} , é a razão de equivalência da zona de combustão, ou a razão entre a massa de combustível/ar consumido comparado com seu valor estequiométrico, h_C é o calor de aquecimento do combustível por unidade de massa do combustível e, β , é a fração mássica de produtos de combustão para o combustível na mistura estequiométrica. ζ_{C_1} é o primeiro fator adimensional de configuração para a zona de combustão, ζ_{C_2} é um segundo fator adimensional de configuração para a mesma zona. $c_{p_v}^0$ é o calor específico constante do vapor do combustível onde os fluxos de massa e das espécies químicas, entalpia e das tensões normais compressivas e de cisalhamento são desprezíveis. T_a é a temperatura do ar ambiente e Fr_C é o número adimensional de Froude do combustível.

A altura da zona de combustão é determinada fazendo-se $Z = L_C$ quando $E = E_F$, fornecendo

$$\frac{L_C}{D} = \left(\frac{9\pi^2}{32} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{\varphi_C^3 \zeta_{C_1} \zeta_{C_2}} \right)^{1/3} \left(\frac{\beta^3 c_{p_v}^0 T_a}{h_C} \right)^{1/3} Fr_C^{2/3} \quad (5.67)$$

que tem o mesmo formato que a eq. (5.31). Fay (2006) calcula os valores médios da componente vertical da velocidade e da temperatura na zona de combustão são definidos pelas equações que mostram que $\langle w \rangle$ é proporcional a \sqrt{gZ} enquanto $\langle T \rangle$ independe de Z . $\langle T \rangle$ é a temperatura absoluta média ao longo do eixo da pluma, T_a é a temperatura ambiente ou atmosférica e $\langle w \rangle$ é velocidade média axial na direção Z da pluma térmica do incêndio, tal que

⁵¹ Este parâmetro é o inverso da mesma razão adotada pela TMS (2006), que considera ϕ como a razão entre a massa de ar estequiométrico e massa de combustível, reportada no capítulo 5 (Revisão bibliográfica do estado da arte). O símbolo adotado neste capítulo é o mesmo, porém grafado de outra forma, para manter a coerência de notação.

$$\langle w \rangle = \frac{\dot{q}}{\dot{m}} = \left[\frac{1}{2} (\zeta_{c_1} \varphi_c) \left(\frac{h_c}{\rho c_{p_v}^0 T_a} \right) \right]^{1/2} \sqrt{gZ} \quad (5.68)$$

$$c_{p_v}^0 (\langle T \rangle - T_a) \equiv \frac{\dot{q}}{\dot{m}} = \varphi_c \left(\frac{h_c}{\rho} \right) \quad (5.69)$$

5.6.4.4.2.3

Zona da pluma térmica

Nesta zona, todas as variáveis aumentam com Z , com exceção de $\langle w \rangle$ e $\langle T \rangle - T_a$, que decrescem, pois na maioria dos casos, as taxas de crescimento são maiores na zona de combustão do que na da pluma, em consequência da adição da energia de aceleração na zona de combustão, por conta da quantidade de movimento linear dos gases queimados ascendentes.

5.6.4.4.2.4

Comprimento da chama visível

Em seu modelo, Fay (2006) sugere seja usada a seguinte correlação, com base em Heskestad (2002) e Steward (1970):

$$\frac{L_V}{D} = -\frac{Z_0}{D} + \left(\frac{\pi^2 (5^4)^{1/5}}{4(3^5)} \right)^{1/5} \left(\frac{1}{\varphi_V^3 \zeta_{F_1} \zeta_{F_2}^2} \right)^{1/5} \left(\frac{\rho^3 c_{p_v}^0 T_a}{h_c} \right)^{1/5} Fr_c^{2/5} \quad (5.70)$$

onde L_V é o comprimento da chama visível em m, Z_0 é cota da fonte virtual localizada a uma distância abaixo da superfície da poça, φ_V é a razão e equivalência adimensional da borda visível da chama, segundo Steward (1970), ζ_{F_1} é o primeiro fator adimensional de configuração para a zona da pluma térmica, e ζ_{F_2} é o segundo fator adimensional de configuração para a mesma zona

5.6.4.4.2.5

Modelo de radiação térmica

O modelo assume que a radiação é emitida e absorvida por partículas de fuligem nas duas zonas e que a emissividade dentre dessas zonas é proporcional à concentração local dos produtos de combustão, independentemente do tamanho da poça. Equivale a assumir que uma fração fixa do combustível é convertida em partículas de fuligem com propriedades emissivas fixas, ou seja, a espessura ótica do incêndio varia linearmente com a altura Z .

O modelo da radiação térmica de gás cinza toma por base o modelo de mistura, incorporando o conceito de que a concentração da fuligem reflete a distribuição dos produtos de combustão dentro da zona da chama, levando a um valor constante da emissividade hemisférica total ao longo da superfície desta região da chama. Um aspecto deste modelo é que ele calcula o poder emissivo da superfície da chama que varia continuamente com a altura dentro da chama, alcançando um valor

máximo, E^{max} , dentro da pluma visível para incêndios de grandes diâmetros, com a altura da zona visível determinada fazendo-se $Z = L_v$.

5.6.4.4.2.6

Aspectos desfavoráveis do modelo de Fay (2006) (MIT)

Neste item, segue-se a mesma linha citada no item 5.6.4.4.1.6 [Aspectos desfavoráveis do modelo da TMS (2006)]. O modelo de duas zonas de Fay (2006) (MIT), embora fundamentado em medições experimentais, e elaborada formulação matemática, apresenta aspectos desfavoráveis principais:

1. Assim como o modelo da TMS, trata-se de um modelo semi-empírico, baseado na hipótese de que a dinâmica do incêndio e a radiação emitida pela pluma térmica adotam a formulação 'integral'. Portanto, a descrição detalhada das variações que ocorrem no interior da pluma, relativas às propriedades da chama como a turbulência não são incluídas, embora haja descrição dos campos dos fluxos de massa, quantidade de movimento linear e entalpia, velocidade axial e temperatura;
2. Introduz inúmeros coeficientes e fatores empíricos e adimensionais (nem todos eles são apresentados neste trabalho) citando-se, exemplificativamente, somente alguns a saber: (i) φ_C , f , ζ_{C_1} e ζ_{C_2} , respectivamente, nas eqs. da zona de combustão, (5.64), (5.65) e (5.66) usados para simplificar a conservação da massa, energia e quantidade de movimento linear; (5.70) para determinação da altura da zona de combustão; (ii) (5.68) e (5.59) para cálculo da velocidade axial e temperatura médias na direção Z ; (iii) φ_v , ζ_{F_1} e ζ_{F_2} na eq. (5.70) para determinação da zona da pluma visível.

Da mesma forma, ocorre (iv) com o ângulo de inclinação da chama, quando é introduzido um coeficiente de mistura pela entrada lateral de ar na pluma; e (v) no cálculo do seno do ângulo de inclinação da pluma, ao ser introduzida uma constante determinada experimentalmente.

Adicionalmente, para nenhum desses fatores, coeficientes e grandezas, foram justificadas quais foram as hipóteses para sua adoção, métodos de cálculo ou valores típicos utilizados experimentalmente, evidências ou referências que permitissem avaliar seus valores, tornando virtualmente problemática a manipulação das equações para calcular o comprimento da chama na zona da combustão;

3. O modelo da zona da pluma informa que, a partir do final da zona de combustão ($Z = L_C$), a taxa \dot{h} de transporte axial de entalpia (sensível) ao longo da pluma é constante, enquanto que as taxas de transporte de quantidade de movimento linear \dot{j} e de massa \dot{m} aumentam; por outro lado, temperatura $\langle T \rangle$ e velocidade média $\langle w \rangle$ diminuem com a altura; como os coeficientes e fatores adimensionais acima citados não são conhecidos, a integração analítica torna-se indefinida.

Seguindo a abordagem de Heskestad (2002), assume-se que os fluxos de massa e de quantidade de movimento linear sejam nulos numa fonte virtual Z_0 abaixo da poça, transformando $Z_0 \gg L_C$. Mas quando são igualados, Heskestad (2002) expõe que apresentam descontinuidade nos fluxos de quantidade de movimento linear e de massa, mas não na entalpia, em quantidades que dependem de Z_0 de valores descontínuos em todos os gradientes;

No trabalho original de Fay (2006), não foi explicado como a questão foi resolvida;

4. Embora informe utilizar compilações de resultados de 33 testes constantes em Moorhouse (1982), Johnson (1992) e Nédelka et al. (1989), referentes à medições do

comprimento visível e da inclinação da chama, não apresenta nenhuma comparação ou consideração sobre a coerência (ou não) do modelo proposto com os resultados encontrados naqueles testes, dificultando sua verificação contra a literatura. Há uma comparação entre a regressão linear da eq. (5.70) quando $Z_0/D \rightarrow 0$, fornecendo $L_V/D = 15,5 (1 \pm 0,095) Fr_C^{2/5}$ para poças circulares.

É apresentada uma correlação para poças circulares, que é comparada num gráfico L_V/D vs. $Fr_C^{2/5}$ com a correlação de Thomas da eq. (5.18) para a parte igualmente visível da pluma e a equação de Koseki e Yumoto (1988), $L_C/D = (13,8 \pm 2,15) Fr_C^{2/3}$ para a zona de combustão (Koseki, 1989). A correlação L_V/D apresenta boa concordância para $Fr_C^{2/3}$ até aproximadamente igual a 2×10^{-1} , e está coerente com os resultados obtidos por Raj et al. (1979b) nos testes de 'China Lake', conforme Figura 5.11, em que $L_V/D \approx 2,5$ a 3.

Os demais pontos apresentaram considerável espalhamento para poças circulares na água;

5. O modelo não apresenta análise de incertezas de nenhum tipo, e os dados dos 33 experimentos usados como base de comparação não foram citados, explicitados nem discutidos.

5.6.4.4.2.7

Aspectos favoráveis do modelo de Fay (2006) (MIT)

São eles, avaliados de forma semelhantes ao item 5.6.4.4.1.7 [Aspectos favoráveis do modelo da TMS (2006)]:

1. A modelagem é robusta e consistente com formulação matemática da fenomenologia que descreve com detalhe o escoamento com a mecânica dos fluidos no interior da pluma e a física do problema, usando formulação integral da conservação da entalpia, massa e quantidade de movimento linear no sentido ascendente e radial na pluma, que supostamente é composta de duas zonas;
2. Apresenta um esquema consistente para o desenvolvimento de parâmetros adimensionais de escalonamento para correlacionar e extrapolar o comprimento da chama visível, inclinação da chama, poder emissivo da superfície da pluma e vazão mássica de vaporização da poça;
3. Inclui modelagem da radiação térmica considerando o gás como cinza, emitida a partir de partículas de fuligem na zona da pluma, levando em conta a emissão e absorção nas regiões óticamente fina (zona da combustão) e óticamente espessa (zona da pluma);
4. Assume que a concentração da fuligem reflete a distribuição dos produtos de combustão no interior da zona da chama, levando a valores constantes da emitância através do corpo dessa zona;
5. O modelo considera o poder emissivo da superfície da chama variando continuamente com a altura em seu interior, alcançando o valor máximo dentro da chama visível para incêndios de escalas maiores.

5.6.4.4.3

Cotejo entre os modelos da TMS (Raj, 2007c) e do MIT (Fay, 2006)

A análise dos resultados apresentados sobre esses dois modelos, o presente

trabalho permite induzir as seguintes conclusões:

1. Os modelos representam o que de mais moderno existe atualmente, em termos de modelo semi-empírico, de 2007 até agora, e foram desenvolvidos por duas renomadas instituições americanas de pesquisa e tecnologia, que se debruçam sobre o assunto GNL desde a década de '70. Têm à frente pesquisadores considerados como referências junto à, por exemplo, comunidade científica e a autoridades do Governo Federal americano com jurisdição sobre GNL (FERC e MARAD/USCG);
2. Os modelos são equivalentes, e chegam ao mesmo resultado esperado, ou seja, validam a equação de Thomas (1965), que correlaciona a razão adimensional entre o comprimento da chama visível e o diâmetro da poça como sendo proporcional à potência $2/3$ do número adimensional de Froude da combustão, permitindo o escalonamento de variáveis, fundamental para a escala industrial;
3. Os modelos são robustos e palusíveis, ambos de formulação conservativa integral, pois são fundamentados nas equações de conservação de massa, energia, quantidade de movimento linear e espécies e fortemente embasados na fenomenologia e nos conceitos físicos dos processos;
4. O modelo da TMS (2006) compara resultados obtidos em experimentos com incêndios de 35 m com os resultados de simulações com o código LNGFIRE3[®] do *Gas Research Intitute (MIT-Massachussets Institute of Technology)* especificado pelo *USDOT Regulations, 49 CFR Part 193*, e o modelo de chama puntiforme especificado na *NFPA 59A (2006) edition, § 5.2.5.3 9(1)*.
Apresentou resultados iguais ao LNGFIRE3[®] (2004) para diâmetros de 35 m na distância perigosa de 190 m para níveis de fluxo de radiação de 5 kW/m², com condição de vento de calmaria (velocidade nula) e nenhuma absorção atmosférica, e diâmetros de 70 m na distância perigosa de 105 m para nível de fluxo de radiação de 31,5 kW/m² com as mesmas condições.
Com diâmetros da poça acima de 200 m, o modelo da TMS fornece resultados mais realistas, com distâncias perigosas abaixo das obtidas com o código LNGFIRE3[®] (2004), por contemplar o efeito de 'escudo térmico';
5. Como ambas as modelagens são consistentes, optou-se, para a formulação do modelo a ser empregado no presente trabalho, pela adoção das duas, onde cada uma delas apresente resultados mais coerentes com os testes de campo até agora realizados.

5.7

Algumas considerações sobre os resultados dos experimentos e trabalhos existentes

Embora muita informação já tenha sido produzida com os experimentos de campo, permanecem algumas lacunas técnicas relacionadas com a compreensão da dinâmica e dos subsequentes perigos de grandes derrames de GNL na água, fruto de limitações de ordem experimental. Aparece a questão do que pode ser feito com os recursos correntes, sendo indicativo das prioridades principais na melhoria da compreensão dos derrames de GNL. Sandia (2004) observou que existem disparidades entre dados experimentais disponíveis e as escalas de interesse.

O ideal seria dispor de dados de todos os parâmetros dos testes com tamanhos reais, mas parece claro que devido às escalas dimensionais e temporais envolvidas, os testes não são viáveis. Assim, os dados disponíveis foram adquiridos com escalas

menores. Existem lacunas para predições mais corretas dos casos reais, no que toca à combustão e radiação térmica emitida, embora os fenômenos envolvidos guardem similaridade térmica e dinâmica.

O volume que pode vazar de um tanque típico de um metaneiro é da faixa entre 10.000 a 12.500 m³ com os metaneiros típicos construídos até 2004, podendo chegar, potencialmente, até 46.000 m³ nos dias atuais (2010), como apresentado no Apêndice C (Modelagem matemática do derrame/espalhamento da poça acoplada à do incêndio de difusão turbulenta). Por outro lado, o volume do maior derrame experimental até a presente data foi de 10,35 m³ no teste de 'Thornton Center' em Maplin Sands, ou seja, cerca de 1.000 vezes menor do que a escala de interesse real, com rasgos no tanque do navio variando entre 2 e 10 m².

A Figura 5.17 apresenta comparação dos volumes de GNL utilizados em testes experimentais e as escalas de interesse testadas até hoje, e aquele que poderia vazar devido à perfuração em um único tanque de um navio metaneiro.

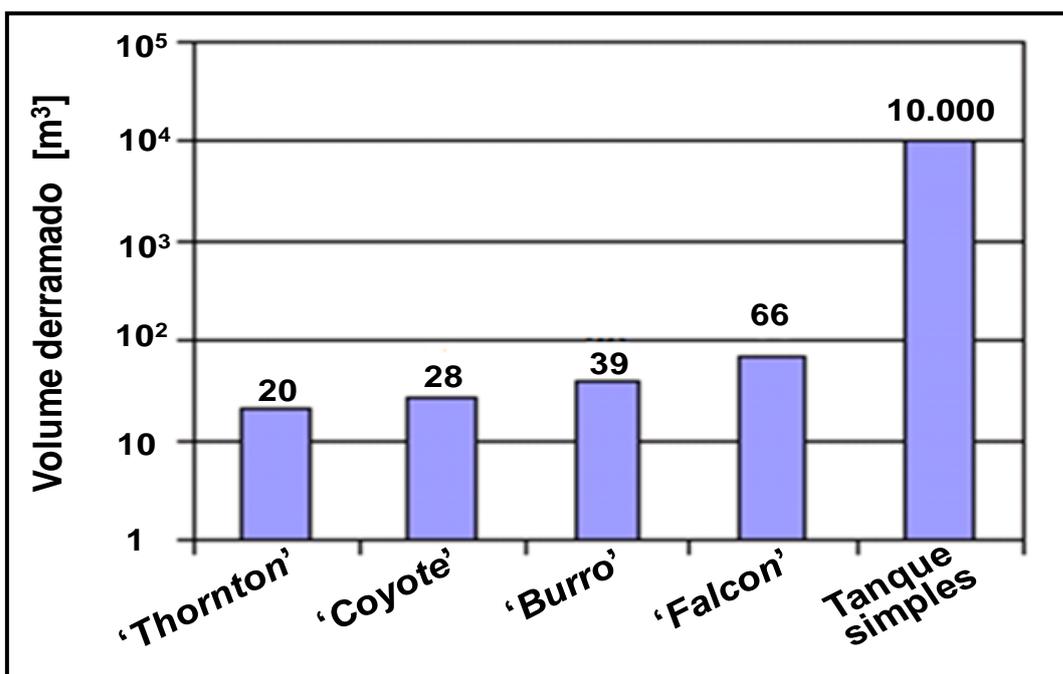


Figura 5.17 – Comparação de inventários utilizados
Adaptado de: Sandia (2004)

Sandia (2008), Luketa-Hanlin (2006), FERC (2004), Sandia (2004) e ABS (2004), fornecem ampla discussão sobre esses temas. A Tabela 5.9 apresenta os volumes usados nos testes, junto com vazões de derrame, raios das poças formadas, (Sandia, 2004).

Tabela 5.9 – Testes de incêndios com GNL na água e na terra
Adaptado de: Luketa-Hanlin (2006) e Sandia (2004)

Experimento	Substrato	Volume derramado (V_0) [m ³]	Vazão de derrame (\dot{V}) [m ³ /min]	Diâmetro da poça ($\langle D \rangle$) [m]	Comprimento da chama [m] Razão (L/D) [-]	Poder emissivo médio temporal da pluma térmica (\bar{E}) [kW/m ²]		Vazão mássica de vaporização (\dot{m}_v) [kg/m ² s] ou $\langle \dot{y} \rangle \times 10^{-4}$ [m/s]	Velocidade da frente de chama para incêndios em nuvem ⁽¹⁾ [m/s]
						Tipo do incêndio			
						Em poça	Em nuvem		
USCG 'China Lake' Raj et al. (1979a) Schneider et al. (1978) Raj et al. (1979b) Schneider (1980)	Água	3,0 a 5,7	1,2 a 6,6	~15 ⁽²⁾ (efetivo)	25 a 55 (2,8 a 4,4)	210 ± 20 (NAR) 220 ± 47 (WAR)	220 ± 30 (NAR) 200 ± 90 (WAR)	0,169 a 0,465 (calculada) (4 a 11) (medida)	8 a 17 (relativa à nuvem)
'Maplin Sands' Mizner, Eyre (1983) Hirst, Eyre (1983)	Água	5,0 a 20,0	3,2 a 5,8	30 (efetivo)	80 (2,6)	178 a 248 203 (médio)	137 a 225 174 (médio)	0,088 a 0,182 (2,1 a 4,3) (calculada)	4,5 a 6,0
'Coyote' Rodean et al. (1984)	Água	14,6 a 28,0	13,5 a 17,1	ND	ND	ND	150 a 340	ND	30 a 50 (próximo às fontes de ignição)
'Thornton Center' Mizner, Eyre (1982)	Terra	ND	ND	20	43 (2,15)	153 (médio) 219 (máx)	ND	0,106 (2,5) (medida)	ND
'Montoir' Nédelka et al. (1989)	Terra	238	ND	35	77 (2,2)	290 a 320 (NAR) 257 a 273 (WAR) 350 (máx)	ND	0,141 (3,34) (medida)	ND

Observações:

ND: não disponível.

⁽¹⁾ Em relação aos gases não queimados.

⁽²⁾ Diâmetro em que efetivamente ocorreu o incêndio.

5.7.1 Incêndio em poça (*pool fires*)

A Tabela 5.8 apresentou as condições dos derrames e as medições do poder emissivo da superfície vazão de combustão e velocidade da frente de chama para experimentos realizados com GNL até a presente data.

Os resultados experimentais indicam volumes derramados de duas (10^2) a três (10^3) ordens de grandeza menores que as escalas de interesse, evidenciando que existe falta de dados de vazamentos em escalas reais, para comparação com as predições dos modelos. De todos os maiores testes de vazamentos com GNL na água, somente uns poucos incêndios em poça tiveram seus resultados registrados. Os dados mais completos obtidos até agora para incêndios na água foram com diâmetros de aproximadamente 15 m e volumes derramados de $5,7 \text{ m}^3$, realizados pela USCG [Raj et al. (1979a, 1979b), Schneider et al. (1978), Schneider (1980)].

Os testes de '*Maplin Sands*' [Mizner e Eyre (1983), Hirst e Eyre (1983)], utilizaram o maior diâmetro efetivo (30 m) da série, mas não houve tempo suficiente para o incêndio se desenvolver, levando a uma aquisição insuficiente de dados, pois os registros fotográficos necessários para a análise foram incompletos.

Dessa forma, seria de grande valia realizar novos testes com diâmetros que pudessem complementar os dados existentes, como, por exemplo, vazão mássica de vaporização, altura a chama, poder emissivo da superfície, produção de fumaça, características das emissões espectrais, esta última necessária para a determinação da atenuação atmosférica da radiação térmica emitida. Raj (2007c) e Sandia (2004) colocam que, de acordo com diversos estudos já realizados, incêndios na terra indicaram que o poder emissivo aumenta com diâmetros até 35 m. Seus valores máximos são incertos, mas é plausível crer que não sejam maiores dos que já medidos para diâmetros de 35 m. É difícil também afirmar qual será o maior valor para incêndios na água, visto que somente um teste escala de campo foi realizado. Dessa forma, mais dados de testes com incêndios na água são necessários usando-se volumes de 10 m^3 , e idealmente com 100 m^3 , tal que o poder emissivo pudesse ser medido.

Luketa-Hanlin (2006) pontua que pode ser demonstrado que as distâncias de radiações térmicas perigosas podem variar com um valor entre 2 e 3 vezes, usando-se o modelo de chama sólida para incêndios em poça, e num intervalo amplo com a vazão mássica de vaporização, como pode ser observado na Tabela 5.9.

Dados adicionais reduziriam as incertezas, pois nos experimentos da USCG os parâmetros que controlam a velocidade de vaporização (vazão de derrame, composição do GNL e velocidade do vento) variaram, simultaneamente, não tendo sido possível determinar a contribuição individual de cada um e suas e influências na interpretação dos resultados.

Como visto anteriormente por Sandia (2004) e muitos outros pesquisadores, o poder emissivo aumentou com o diâmetro do incêndio, como apresentado nos testes de '*Montoir*' (Nédelka et al., 1989), havendo um valor máximo para este parâmetro com o diâmetro de 35 m, não aumentando significativamente acima desse diâmetro, devido ao aumento da produção de fumaça cobrindo a parte externa da chama.

Embora a fumaça seja uma mistura de gases, vapores e material particulado oriundo do incêndio, partículas de carbono é que são responsáveis pela luminosidade (radiação térmica emitida na banda visível do espectro sob forma de luz) do incêndio. Fuligem 'fria' na fumaça absorve uma porção significativa da radiação resultando numa menor emissão para as vizinhanças. Em '*Montoir*' observou-se que o 'escudo térmico' ocorreu na metade superior da chama, enquanto que na metade inferior era altamente emissora e livre de fumaça.

Este comportamento foi também observado com hidrocarbonetos mais pesados, porém com o efeito escudo ocorrendo com diâmetros menores e muito próximos da superfície do combustível, para diâmetros equivalentes aos usados como os testes de GNL, conforme Figura 6.2. Com esses hidrocarbonetos, foi observado também haver uma tendência assintótica para um valor de 40 kW/m^2 no poder emissivo, valor esse ponderado temporalmente, com base em áreas médias das partes da chama cobertas com fumaça apresentando poder emissivo de cerca e 20 kW/m^2 (Mudan, 1984), e as zonas da chama de poder emissivo mais elevado, que periodicamente eram encobertas pela fumaça. Assim, é de se esperar que GNL em algum diâmetro apresente também comportamento similar, porém esse diâmetro é desconhecido até então por falta de testes em grandes escalas.

Estudos analíticos têm usado até a presente data valores de 200 kW/m^2 para o poder emissivo, para de terminar as distâncias perigosas. Entretanto, é de se esperar que este valor seja substancialmente reduzido pelo escudo térmico gerado pela fumaça, associado com a atenuação atmosférica.

5.8 Aspectos conclusivos

As lacunas discutidas nessa revisão indicaram vários parâmetros associados com o volume derramado, espalhamento e evaporação da poça, dispersão e incêndios, que podem afetar de modo significativo o cálculo das distâncias que apresentem perigo à radiação térmica. As incertezas combinadas desses parâmetros de interesse podem comprometer ainda mais os resultados obtidos.

Lacunas indicam a necessidade de execução de testes de forma controlada, usando volumes derramados acima de 100 m^3 . Necessariamente deverão ser instrumentados, devido às variações significativas desses parâmetros, como, por exemplo, área do rasgo, espalhamento e área máxima da poça, seu tempo de vaporização, produção de fumaça, condições ambientais (vento, marés, correntes marinhas, umidade relativa da atmosfera participante), para citar alguns. Mesmo com o avanço notável verificado na ciência da computação, após quase seis décadas de pesquisas e trabalho experimental, esses testes ainda se afiguram como um dos marcos fundamentais que necessitam ser transpostos para que se continue a avançar na modelagem de incêndios em poça de grandes escalas. O grande dificultador para sua realização, sem sombra de dúvida, são as questões de custos, segurança e viabilidade operacional.

Face à todas essas complexidades, a experiência do autor deste trabalho como engenheiro da PETROBRAS na tratativa de problemas operacionais e de confiabilidade/segurança de processo, indica que esses testes podem demandar de 2 a 3 anos. Para tanto, é necessário rigoroso e apurado planejamento do tipo dos experimentos e a sua quantidade, organizar, definir um programa de medição dos parâmetros de interesse, o volume do inventário a ser derramado, a (eventual) embarcação a ser utilizada para simular o rasgo no costado do navio, que dará origem ao derrame criogênico redundando no incêndio em poça. Além disso, especificar, adquirir e calibrar os instrumentos de medida, definir a locação, tipo do sítio dos testes, quantidade e tipo de cenários, executar os experimentos, adquirir dados e discutir resultados em grupos de *peer review*. Um esforço notável dessa magnitude, requer, necessariamente, um regime de consórcio, podendo envolver, por exemplo, a indústria, autoridades governamentais, agências reguladoras, órgãos de controle ambiental,

Marinha do Brasil, partes interessadas, e, necessariamente, a comunidade científica e acadêmica.

Enquanto isso não acontece, uma das alternativas para avançar no conhecimento, é a utilização de modelos que tenham sido extensivamente validados e numa escala que represente da melhor forma possível, atualmente, a física do que ocorre em escalas maiores. A revisão da literatura discutida permite, destarte, então concluir:

1. Incêndios em poça de grandes diâmetros queimam com produção significativa de fumaça, que mascara partes internas da pluma em combustão, reduzindo a emissão de energia radiante pela chama.
O poder emissivo médio desses incêndios poderia ser substancialmente menor, com um fator de 2 vezes, do que observado nos testes de campo com diâmetros de 20 e de 35m;
2. É plausível acreditar que incêndios muito grandes de GNL (acima de 100 m de diâmetro) apresentem similaridade dinâmica, tanto física quanto radiativa, com incêndios análogos de hidrocarbonetos mais pesados como propano, butano e gasolina, por exemplo, com formação de copiosas quantidades de fumaça e redução da radiação emitida fora do incêndio;
3. É incorreto estimar a vazão mássica de vaporização, \dot{m}_v'' , usando características radiantes somente das partes mais baixas de um incêndio próximas da poça e o calor de vaporização do líquido.
Pelas medições efetuadas, é possível crer que o valor de 0,141 kg/m².s (0,000334 m/s) se constitua na mais alta vazão mássica por radiação, $\langle \dot{m}_r'' \rangle$, consistente com a retro-alimentação térmica oriunda do incêndio.
Em incêndios maiores, acredita-se que a vazão mássica de vaporização seja mais baixa;
4. Essa taxa deve ser somada à taxa de vaporização proveniente do calor transferido do substrato, para se obter a taxa global;
5. Incêndios acima de 35 m tendem a ser mais fuliginosos, isto é, produzem maiores quantidades de fumaça por unidade de massa de combustível queimado, baseado na compreensão que a formação de fumaça negra é o resultado da combustão incompleta de metano, devido à falta de oxigênio (*starvation*) próximo ao núcleo da chama;
6. É preciso cautela ao se usar diretamente os resultados obtidos nesses testes, especialmente no tocante aos valores dos poderes emissivos (265 kW/m² vs. 165 kW/m²).
Estes valores são associados a partes particulares da chama, e devem ser usados em conjunto com as representações geométricas correspondentes da pluma. Consistência no uso desses números em modelos com os quais estão baseados é importante. O valor de 165 kW/m² é uma quantidade de exemplo específico que representa uma dada geometria concebida para descrever o fenômeno;
7. O poder emissivo máximo que se obteve com incêndios de GNL foi 325 kW/m², correspondendo a uma temperatura de emissão de corpo negro de 1.547 K. Valor este aplicável somente em incêndios oticamente espessos e somente nas áreas da pluma do incêndio que apresentam regiões de queima visível e não obscurecida, total ou parcialmente, pela fumaça ('queima limpa');
8. Embora valores de poder emissivo acima de 300 kW/m² tenham sido medidos em uma ou duas locações nas regiões mais baixas de incêndios com mais de 35 m, eles não representam um \bar{E} de todas as regiões.

Da mesma forma, valores de E decrescem rapidamente com a altura acima da base do incêndio. Assim, o valor de 300 kW/m^2 não deve ser usado para representar toda a geometria interior da chama;

9. Os testes de 'Montoir' foram realizados sobre diques do concreto isolante, que eliminam a transferência de calor pelo substrato (terra).
Mesmo com a muita formação de fumaça negra, ela é atribuída à redução na concentração de oxigênio no centro do incêndio que afeta as reações de combustão. O efeito da fumaça produzida reduz a radiação global emitida do incêndio para a vizinhança.
Pode-se inferir essa evidência que um grande incêndio de GNL na água possa produzir ainda mais fumaça negra e assim diminuir o poder emissivo global de um incêndio de mesmo tamanho na terra.
Isto porque a taxa de vaporização na água é maior, e o efeito da falta de oxigênio é reduzir a eficiência da combustão ainda mais do que o correspondente incêndio na terra;
10. Grandes derrames de GNL na água por um período relativamente curto de tempo podem resultar na substancial formação inicial de vapor com alta concentração de inflamável.
Se esse vapor entrar em ignição, existe a possibilidade de gerar incêndio em bola de fogo.
Entretanto, não é certo que esse efeito possa se constituir em perigo maior do que se todo o líquido derramado se espalhar e sustentar um incêndio em poça.
Uma parte significativa de gás misturado na bola de fogo pode não entrar em combustão, e, em segundo lugar, quanto menor for a quantidade de GNL remanescente na poça que está se formando, menor será o diâmetro da mesma (e menor será a distância perigosa);
11. Nenhum dos testes de ignição do vapor em espaço aberto produziu qualquer outro efeito a não ser incêndio em nuvem queimando de volta até a fonte do vazamento.
Dependendo da posição da ignição na nuvem, observou-se pequeno movimento da pluma do incêndio a sotavento (*downwind*);
12. É pouco provável que uma nuvem de GNL, inclusive contendo concentrações mais elevadas de hidrocarbonetos mais pesados gerados nos estágios posteriores da vaporização da poça, se disperse entre obstruções das vizinhanças, por exemplo, tubovias, prédios, árvores, casas, etc., e entre em ignição formando aceleração da frente de chama.
Mesmo que a aceleração ocorra pela presença de obstruções, não é certo que a magnitude dessa aceleração seja suficiente para promover a formação de uma onda de sobrepressão, ou, ainda, que uma onda com energia suficiente possa aumentar em quantidade apreciável a pressão da atmosfera nessas vizinhanças.
Não existe nenhum dado experimental que permita afirmações definitivas;
13. Embora não contemplado no escopo do presente trabalho, os modelos atuais de radiação térmica para definir distâncias perigosas devem contemplar efeitos reais, além da formação de fumaça: (i) presença de obstáculos entre o incêndio e o receptor, (ii) relação dose-resposta com funções estocásticas de probabilidade que contemple a estratificação da resposta levando em conta, p. ex., a atenuação pelo uso de roupas, detalhes fisiológicos da pele, (iii) descrição espectral da radiação, após ser absorvida nas bandas do H_2O (v) e do CO_2 presentes na atmosfera interveniente.