

MODELAÇÃO FÍSICA DE INCÊNDIOS CONFINADOS



João Carlos Viegas*
Investigador Principal
Laboratório Nacional de
Engenharia Civil, Portu

SUMÁRIO

Nesta comunicação apresenta-se o formalismo em que se baseia a modelação física de incêndios. É particularizada a modelação em escala real mas com velocidade reduzida, que possibilita a realização de ensaios com fontes de calor menos intensas do que as previstas em projecto, e a modelação em escala reduzida fazendo uso da analogia de água salgada. Evidencia-se a sua adequação e necessidade de utilização em alguns casos, mesmo quando se compara com a utilização de modelos numéricos.

Palavras-chave: Incêndios confinados, modelação física, ensaios, modelação em água salgada.

1. INTRODUÇÃO

O incêndio constitui um fenómeno físico complexo que inclui diversos processos físicos e químicos. Constitui um fenómeno transiente. Na sua origem está uma forte libertação de calor devido a processos químicos exotérmicos que se desenvolve de uma forma auto-sustentada. É o calor libertado na reacção de combustão que promove a pirólise dos materiais combustíveis existentes nas proximidades, sendo assim gerados os vapores combustíveis necessários para manter e desenvolver a combustão. As trocas de calor entre a fonte de calor e todos os objectos na sua envolvente, bem como através destes, são feitas por convecção, por radiação e por condução do calor. Os escoamentos envolvidos na convecção têm normalmente um carácter turbulento. É o fenómeno de convecção junto da fonte de calor que promove a mistura entre os vapores combustíveis e o comburente (o oxigénio do ar), interferindo fortemente desta maneira no próprio desenvolvimento da combustão. Assim, para além dos vários processos físicos e químicos envolvidos num incêndio, existe também uma forte interdependência entre eles.

* Autor correspondente – Departamento de Edifícios. Laboratório Nacional de Engenharia Civil. Av do Brasil, 101. 1700-066 Lisboa. PORTUGAL. Telef.: +351 21 844 35 33 Fax: +351 21 844 30 24. e-mail: jviegas@lnec.pt

João Carlos Viegas

A modelação de incêndios constitui uma necessidade de projecto (para permitir a execução de edificações suficientemente seguras face à acção accidental de incêndio e económicas) e de análise dos cenários de incêndio (para ser possível aprender com as consequências dos acidentes). Desenvolve-se de forma a possibilitar a previsão de grandezas relevantes (como a temperatura, o fluxo de calor, a velocidade do escoamento, o caudal mássico de fumo, etc.) em função do tempo e, normalmente, em função da carga de incêndio (prevista para a edificação, no caso do projecto, ou existente antes do incêndio, no caso da análise de cenários de incêndio). A sua base assenta nas equações que regem os processos que integram o fenómeno do incêndio. A origem dos diferentes modelos reside nas simplificações que são feitas a estas equações com base no conhecimento empírico dos fenómenos, tendo em vista a sua aplicação mais fácil e rápida. Os escoamentos podem ser modelados a partir das equações gerais de conservação de massa, de quantidade de movimento e de energia aplicadas a volumes de controlo adequadamente estabelecidos. Estas equações não se ajustam adequadamente para exprimir alguns fenómenos, como o da transmissão do calor por radiação, mas são adequadas para os problemas de convecção-difusão, incluindo fenómenos turbulentos.

No caso dos modelos matemáticos, as grandezas relevantes para o conhecimento do incêndio constituem soluções das equações, obtidas por via analítica ou numérica, tendo em conta um conjunto de condições iniciais e de fronteira. No caso dos modelos físicos, são também estabelecidas equações de conservação para os fenómenos de convecção-difusão na sua forma adimensional e são adoptados meios de ensaio adequados para respeitar os grupos adimensionais mais relevantes para o fenómeno em causa. Nessas condições, os resultados desses ensaios, mediante a adequada interpretação através desses grupos adimensionais, reflectem o fenómeno em estudo.

O escoamento gerado por um incêndio confinado em edificações, sendo um fenómeno essencialmente convectivo, é caracterizado por algumas estruturas típicas, tal como a pluma, o jacto de tecto, o escoamento de parede ou o estabelecimento de uma estratificação térmica estável. É possível para cada fenómeno particularizar as equações de conservação, não considerando os termos com contribuições menos importantes e ajustando à geometria do escoamento, de forma a obter expressões mais simples onde seja mais evidente a contribuição das diversas variáveis físicas para o escoamento. Dado que essas estruturas do escoamento são escaláveis, a realização de ensaios em modelos de escala diferente do protótipo é possível desde que os números adimensionais que caracterizam essas estruturas do escoamento sejam iguais no modelo e no protótipo ou, embora diferentes nalguns casos, se encontrem na mesma gama de valores. Na presente comunicação, é genericamente referida a metodologia da modelação dos incêndios, em especial dos seus processos convectivos, e concretizada a sua modelação física. O estudo da semelhança de escoamentos em situação de incêndio destina-se assim, por um lado, a salientar os processos físicos que são mais importantes na sua geração e, por outro lado, a permitir a extrapolação, para os protótipos, de resultados experimentais obtidos em modelos, em geral em escala reduzida ou com outros fluidos que não o ar. Embora os métodos numéricos tendam, pelo seu desenvolvimento e cada vez maior facilidade de utilização, a limitar o recurso a ensaios, a realização destes últimos continua a ser da maior importância pois (i) apoiam a validação dos programas de computador que têm em vista a simulação deste tipo de escoamentos, (ii) permitem a análise de novas situações para as quais o desempenho dos modelos computacionais não seja inteiramente conhecido e (iii) permitem a verificação do desempenho de sistemas de controlo de fumo reais, quando os ensaios são conduzidos no protótipo mas com potências caloríficas mais reduzidas para evitar danos na instalação.

2. EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DA MECÂNICA E TERMODINÂMICA DOS FLUIDOS

No âmbito da mecânica dos fluidos há um conjunto considerável de processos físicos que são expressos através de equações diferenciais formalmente semelhantes entre si, designadas por equações de transporte. Na sua forma integral, essas equações podem ser derivadas a partir do teorema de transporte de Reynolds [1], cuja

formulação se apresenta em (1). Nessa expressão ρ é a massa volúmica, \vec{v} é a velocidade do escoamento na superfície S e \forall é um volume elementar; Φ é uma grandeza extensiva característica do volume material e ϕ é a sua correspondente grandeza intensiva, cuja relação se exprime através de (2). Nesta notação tem-se ainda a expressão (3), sendo \vec{n} o vector unitário normal à superfície elementar dS e α é o ângulo definido pelos vectores \vec{v} e \vec{n} .

$$\frac{D}{Dt} \Phi = \frac{\partial}{\partial t} \iiint \rho \phi d\forall + \iint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad (1)$$

$$\Phi = \int \rho \phi d\forall \quad (2)$$

$$\vec{v} \cdot d\vec{S} = (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS = |\vec{v}| |d\vec{S}| \cos \alpha \quad (3)$$

Na equação de transporte de Reynolds, o primeiro membro exprime a variação temporal da grandeza extensiva Φ num volume material em movimento; no segundo membro, a primeira parcela exprime a acumulação da grandeza intensiva correspondente ϕ nesse volume material e a segunda parcela exprime o fluxo dessa grandeza intensiva através da superfície de controlo. Nesta forma, a equação de transporte de Reynolds está expressa na óptica de Lagrange, ou seja tendo como referência um volume material em movimento. Pode ser expressa na óptica de Euler da seguinte forma, tendo como referência um volume de controlo imóvel [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi + \nabla \cdot (\vec{v} \Phi) = \frac{\partial}{\partial t} \iiint \rho \phi d\forall + \iint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad (4)$$

Esta equação pode ser deduzida numa forma diferencial, e na perspectiva de Euler, originando a seguinte expressão [1]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \phi + \nabla \cdot (\vec{v} \rho \phi) = \nabla \cdot \vec{\Pi} + \vec{\Sigma} \quad (5)$$

A primeira parcela do primeiro membro exprime a variação de $\rho \phi$ ao longo do tempo, a segunda parcela corresponde ao seu transporte convectivo, a primeira parcela do segundo membro exprime a acção das forças superficiais ou dos fluxos difusivos e a segunda parcela exprime a acção das forças volúmicas e das fontes ou poços da grandeza.

No domínio dos incêndios, parte dos processos físicos podem ser expressos formalmente como equações de transporte, sendo para isso necessário:

- para cada grandeza ϕ , seleccionar a força superficial ou o fluxo difusivo $\vec{\Pi}$ adequado;
- seleccionar a força volúmica, fonte ou poço $\vec{\Sigma}$ adequado;
- modelar os fluxos, propriedades do fluido, fontes e/ou poços através de expressões em termos das principais variáveis do problema ou das suas derivadas;
- simplificar o conjunto de equações que daí resultam através de justificadas considerações físicas ou postulados.

As grandezas que são objecto deste tratamento formal são a massa volúmica (ρ), as componentes do vector velocidade (u_i) e a entalpia específica (h), dando origem às equações da continuidade, de transporte da quantidade de movimento (equações de Navier-Stokes, quando aplicadas a um fluido Newtoniano) e equação de transporte da entalpia específica. Outros fenómenos podem ser modelados a partir de equações de conservação ou de transporte, sendo também frequentemente estabelecidas equações com as seguintes variáveis dependentes: energia cinética da turbulência (k), dissipação da energia cinética da turbulência (ϵ), fracção da

João Carlos Viegas

mistura (f), variância da fracção da mistura (g), fracção mássica de partículas no fumo ($f_{c(s)}$), densidade do número de partículas no fumo (N), etc.

As equações de transporte na forma adimensional são as seguintes:

$$St \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \frac{\partial (\rho^* u_i^*)}{\partial x_i^*} = 0 \quad (6)$$

$$St \frac{\partial (\rho^* u_i^*)}{\partial t^*} + \frac{\partial (\rho^* u_j^* u_i^*)}{\partial x_j^*} = -Eu \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k^*}{\partial x_k^*} \delta_{ij} \right) - \frac{1}{Fr} (1 - \rho^*) g_i \quad (7)$$

$$St \frac{\partial (\rho^* T^*)}{\partial t^*} + \frac{\partial (\rho^* u_i^* T^*)}{\partial x_i^*} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 T^*}{\partial x_i^* \partial x_i^*} + (\gamma - 1) M^2 u_i^* \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \dot{Q}^* \quad (8)$$

sendo ρ a massa volúmica do fluido à temperatura T , X_i a coordenada na direcção i , u_i a componente i da velocidade, L o comprimento de escala geométrica, u_c a velocidade característica, ρ_0 a massa volúmica do fluido à temperatura ambiente (T_0), \dot{Q} a potência libertada por unidade de volume. As variáveis adimensionais são descritas pelas seguintes expressões:

$$x_i^* = \frac{x_i}{L}; \quad u_i^* = \frac{u_i}{u_c}; \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}; \quad p^* = \frac{p}{p_c}; \quad p_c = \rho_0 g l_c; \quad T^* = \frac{T}{T_0}; \quad St = \frac{l_c}{u_c}; \quad Eu = \frac{p_c}{\rho u_c^2} \quad (\text{Número de Euler}); \quad Re = \frac{\rho u_c l_c}{\mu}$$

$$Fr = \frac{u_c^2}{g l_c} \quad (\text{Número de Reynolds}); \quad Fr = \frac{u_c^2}{g l_c} \quad (\text{Número de Froude}); \quad Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (\text{Número de Prandtl}); \quad M = \frac{u_c}{c} \quad (\text{Número de Mach}); \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}; \quad \dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_0 c_p T_0 u_c}$$

3. MODELAÇÃO FÍSICA

3.1. Generalidades

Dado ser actualmente menos corrente a utilização de modelos físicos, quando se compara com a utilização de modelos numéricos, nesta comunicação particulariza-se a utilização desses modelos, num caso utilizando-se o próprio protótipo (escala real) e noutro caso utilizando-se modelos em escala reduzida. A utilização do próprio protótipo é adequada quando se pretende confirmar o adequado desempenho do sistema de controlo de fumo construído. Neste caso, o problema que se põe é não ser razoável utilizar a fonte de calor de projecto, uma vez que esta conduzirá a danos significativos na edificação. Assim, o interesse da modelação física põe-se aqui na possibilidade que abre de serem utilizadas potências caloríficas libertadas muito mais baixas.

No caso da utilização de modelos em escala reduzida, o interesse da sua utilização prende-se que a necessidade de prever, na fase de projecto, o desempenho do sistema de controlo de fumo. A modelação física em escala reduzida requer uma preparação morosa e cuidada, uma vez que requer a construção de um modelo em material transparente (para permitir a visualização do escoamento no seu interior), sendo neste aspecto claramente mais fácil a utilização de modelos numéricos. Por outro lado, a escala de tempo de ensaio é ainda muito inferior à escala de tempo das simulações numéricas, pelo que é muito fácil e prático proceder a ensaios repetidos sob condições de funcionamento diferentes. Os modelos físicos têm ainda a grande vantagem da

compreensão dos fenómenos ser muito mais intuitiva, enquanto os modelos numéricos requerem um utilizador experiente no estabelecimento das condições iniciais e de fronteira e na interpretação dos resultados. Para além disso, é também possível recorrer aos resultados obtidos com modelos físicos para proceder à validação de programas computacionais. Assim, apesar do grande desenvolvimento dos métodos numéricos, não deve ser menosprezado o potencial da modelação física.

O problema dos escoamentos complexos, como os devidos a incêndios confinados, reside no facto de, em geral, não ser possível cumprir a igualdade (ou coincidência na mesma gama de valores) dos vários números adimensionais, de forma a assegurar a semelhança entre modelo e protótipo. Em particular no caso dos incêndios, não é possível assegurar essa semelhança na zona de combustão uma vez que os fenómenos químicos e radiativos têm uma forte dependência da temperatura, não sendo compatíveis, em geral, com a alteração da escala da mesma forma que noutros fenómenos. Para além disso, os fenómenos associados à camada limite estão fortemente dependentes da rugosidade das fronteiras sólidas, nem sempre sendo possível assegurar, também neste caso, as condições de semelhança. Assim, há que seleccionar os fenómenos mais importantes e definir as condições de escala que asseguram a semelhança entre modelo e protótipo em relação a esses fenómenos e que não prejudicam excessivamente as restantes características do escoamento. Nesse sentido, a definição dos ensaios em modelo baseia-se quer na avaliação do escoamento esperado, em especial nos seus aspectos hidrodinâmicos, quer na experiência do modelador.

3.1. Modelação em escala real (potência reduzida)

Note-se que o problema dos escoamentos forçados por ventilação mecânica pode, se não ocorrerem fenómenos periódicos ou fenómenos transientes significativos, ser estudado em regime estacionário, fazendo-se médias temporais suficientemente prolongadas para que a turbulência não afecte as medições. Nesse caso, os termos com derivadas temporais podem não ser considerados. Para além disso, o escoamento tem velocidades suficientemente baixas para que possa ser tratado com a aproximação de incompressível, sendo assim possível não considerar a parcela em que figura o Número de Mach, por ser muito próxima de zero. Assim, as equações de transporte podem ser simplificadas para a seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho^* u_i^*)}{\partial x_j^*} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho^* u_j^* u_i^*) = -Eu \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k^*}{\partial x_k^*} \delta_{ij} \right) - \frac{1}{Fr} (1 - \rho^*) g_i \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho^* u_i^* T^*) = \frac{1}{Pr} \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 T^*}{\partial x_i^* \partial x_i^*} + \dot{Q}^* \quad (11)$$

Note-se ainda que o Número de Euler, neste tipo de escoamentos é aproximadamente igual à unidade e que o Número de Prandtl é invariante, se o fluido for o mesmo (no protótipo e no modelo) e a temperatura for mantida. Verifica-se, portanto, que o Número de Froude, que afecta o termo da impulsão (que constitui a acção preponderante neste tipo de escoamentos), e o Número de Reynolds, que caracteriza o escoamento, são determinantes na análise das condições de semelhança.

A utilização do Número de Froude (ou número derivado deste) como número adimensional prevalente tem sido a estratégia frequentemente seguida neste tipo de estudos. De acordo com Chow e Yin [3], a sua utilização pressupõe que as escalas da transmissão do calor por radiação e por condução não são consideradas e que os

João Carlos Viegas

números de Reynolds e de Grashof (definido abaixo, sendo $\beta = 1/T$ o coeficiente de expansão térmica, ΔT a diferença de temperatura entre o escoamento e a parede e Z a cota do ponto considerado) são relativamente grandes, de forma a que os valores $1/Re$ e $1/\sqrt{Gr}$ sejam suficientemente pequenos. Para além disso deve ser aplicável a aproximação de Boussinesq.

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TZ^3}{\nu^2} \quad (12)$$

Note-se que a exigência de Números de Reynolds suficientemente elevados é satisfeita para escoamentos turbulentos ($Re > 4000$), verificando-se que tal aproximação não é viável na camada limite junto das fronteiras sólidas. O Número de Grashof, do qual dependem as leis que regem o escoamento por convecção natural junto das paredes, também satisfará a exigência de ser suficientemente elevado se se verificar a condição $Gr > 4 \times 10^8$ [3]; de forma idêntica ao Número de Reynolds, estes valores são típicos de escoamentos turbulentos, não sendo também, em geral, satisfeita esta condição junto das fronteiras sólidas. A aproximação de Boussinesq só é válida quando a transmissão do calor se faz por processos essencialmente convectivos, o que não se aplica às regiões próximas da zona de combustão onde as trocas de calor por radiação são muito importantes. Assim verifica-se que a semelhança por conservação do Número de Froude só resulta em escoamentos do fumo com temperaturas limitadas longe da zona de combustão e, em geral, longe do efeito das paredes.

De acordo com Thomas [4], as características da convecção podem ser correlacionadas, fora da zona de combustão, longe das paredes e ignorando as perdas de calor, através de um número adimensional, que corresponde ao quociente da velocidade do escoamento u por uma grandeza designada por velocidade característica u_c , de acordo com a seguinte definição:

$$\frac{u}{u_c} = \frac{u}{\sqrt[3]{\frac{g\dot{Q}}{\rho c_p T_0 Z}}} \quad (13)$$

sendo g a aceleração da gravidade, \dot{Q} a potência calorífica convectada, ρ a massa volúmica, c_p o calor específico a pressão constante, T_0 a temperatura ambiente e Z a cota.

Este número adimensional pode ser derivado do termo da impulsão nas equações de Navier-Stokes (onde figura o Número de Froude), com aplicação da aproximação de Boussinesq e impondo que a grandeza resultante seja constante, de acordo com a seguinte expressão:

$$\frac{\Delta T}{T} \frac{1}{Fr} = C^{te} \quad (14)$$

e considerando que a potência calorífica convectada obedece à seguinte expressão, sendo A a secção do escoamento e u a sua velocidade média:

$$\dot{Q} = \rho c_p \Delta T A u \quad (15)$$

Note-se que a grandeza u_c , identificada no domínio da norma NFPA 502 [5] com a velocidade crítica, permite definir o valor da velocidade do escoamento que impede o escoamento do fumo no interior de um túnel no

sentido contrário ao do escoamento de controlo de fumo forçado (“backlayering”, na língua inglesa), quando é satisfeita a seguinte inequação:

$$\frac{\Delta T}{T_2} \frac{1}{Fr} = (T_2 - T_1) g \frac{h}{T_2 u_1^2} \geq 4,5 \quad (16)$$

sendo, neste caso, T_2 a temperatura do escoamento e h a altura do túnel, correspondendo esta à cota Z para a qual a velocidade do escoamento imposto pela impulsão é máxima (identificando-se com o jacto de tecto). Assim, a utilização da velocidade característica parece ser adequada para a análise adimensional deste tipo de fenómenos.

Frequentemente os ventiladores que integram o sistema de controlo de fumo têm duas velocidades, sendo activados na velocidade máxima para controlo de fumo. Nestas condições, é particularmente fácil a utilização do sistema de controlo de fumo do protótipo, com as velocidades mais reduzidas, desde que ainda assim a potência calorífica necessária para assegurar as condições de semelhança não atinja valores que possam danificar o protótipo. Se a relação entre velocidades for $\frac{1}{2}$, então verifica-se que:

$$u_{c2} = 0,5 u_{c1} \Leftrightarrow \sqrt[3]{\frac{g \dot{Q}_2}{c_p \rho_0 T_0 H_2}} = \sqrt[3]{\frac{g \dot{Q}_1}{c_p \rho_0 T_0 H_1}} \frac{1}{2} \Leftrightarrow \dot{Q}_2 = \dot{Q}_1 \frac{1}{2^3} \quad (17)$$

pelo que a potência calorífica libertada na modelação física deve ser $\frac{1}{8}$ da de projecto. Esta adimensionalização tem sido usada para túneis rodoviários e parques de estacionamento cobertos nos quais não seja permitido o trânsito a veículos pesados. Nestas condições o incêndio de projecto não excede 10 MW, o que permite a utilização de fontes de calor no modelo que não causam degradação significativa. Note-se que a adimensionalização pelo número de Froude também possibilita a modelação física em escala reduzida, de acordo com a seguinte expressão na qual se particulariza para uma escala de $\frac{1}{20}$ entre modelo e protótipo:

$$u_{c2} = \sqrt[3]{\frac{g \dot{Q}_1 / 20^4}{c_p \rho_0 T_0 H_1 / 20}} \Leftrightarrow u_{c2} = \sqrt[3]{\frac{g \dot{Q}_1}{c_p \rho_0 T_0 H_1}} \sqrt[3]{\frac{1}{20^3}} \Leftrightarrow u_{c2} = u_{c1} \frac{1}{20} \quad (18)$$

3.2. Modelação em escala reduzida (água salgada)

Embora seja possível a realização de ensaios em escala reduzida com fontes de calor, pode ser mais prático, para evitar o inconveniente da realização de ensaios com temperaturas elevadas, adoptar outras técnicas para originar a perturbação que gera o escoamento. Quando o problema do controlo de fumo pode ainda ser estudado exclusivamente nos seus aspectos convectivos (esta aproximação é razoável numa fase inicial do incêndio, quando os caudais de ar novo são elevados e a potência da fonte de calor ainda é relativamente reduzida, coincidindo assim com muitos dos cenários do controlo de fumo), essa perturbação é devida às diferenças de massa volúmica no fluido e é considerada nas equações de transporte da quantidade de movimento no termo da impulsão. Verifica-se assim que qualquer técnica que permita gerar diferenças de massa volúmica no fluido pode permitir a simulação, em condições adimensionais, do escoamento convectivo.

A analogia com água salgada constitui uma forma interessante de gerar essa perturbação e é feita, em geral, utilizando uma fonte de água salgada (com um corante para visualização) para originar a pluma convectiva num meio de água doce. Tendo a água salgada uma massa volúmica maior do que a água doce, a pluma gerada é descendente, obrigando a que a analogia seja interpretada com uma rotação de 180° relativamente ao sentido

do vector aceleração da gravidade. Todavia, salvo este pequeno inconveniente, esta concepção da analogia permite minimizar o consumo de sal.

Adoptou-se para apresentação das equações da continuidade (19), de transporte da quantidade de movimento (20) e de conservação de energia (na sua forma de transporte) (21) a formulação seguida em [7] e apresenta-se no quadro 1 a analogia entre as variáveis adimensionais no escoamento no protótipo e no escoamento no modelo para que estas equações sejam também análogas.

$$\frac{D \bar{\mathbf{u}}^*}{D t^*} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{D \bar{\mathbf{u}}^*}{D t^*} + \nabla^* \bar{p}^* - \theta^* \bar{\mathbf{k}} = \left(\frac{1}{Re} \right) \nabla^{*2} \bar{\mathbf{u}}^* \quad (20)$$

$$\frac{D \theta^*}{D t^*} = G Q^* + \left(\frac{1}{Re Pr^*} \right) \nabla^{*2} \theta^* \quad (21)$$

Nestas expressões H e L, representam respectivamente a altura no protótipo e o diâmetro da base do fogo no protótipo, U representa a escala de velocidade característica do fluido, ζ representa uma escala da perturbação da massa volúmica (ou temperatura) do fluido, Q_0 , u, ρ_0 , T_0 , g, μ , k e c_p representam, respectivamente, a potência convectiva libertada na fonte, a velocidade, a massa volúmica, a temperatura inicial, a aceleração da gravidade, a viscosidade, a condutibilidade térmica e o calor específico a pressão constante do ar no ponto x_g e tempo t_g , no protótipo, ou no ponto x_s e tempo t_s , no modelo. As variáveis aplicadas ao modelo em água salgada são h e l, que representam respectivamente a altura no modelo e o diâmetro da fonte de água salgada. Y representa a fracção mássica de sal, \mathcal{D} representa a sua difusibilidade de massa, \dot{m}_0 representa o caudal mássico de sal na fonte e Re, Pr e Sc, representam respectivamente os números de Reynolds, Prandtl e de Schmidt.

Quadro 1: Variáveis adimensionais na analogia fogo água salgada [7]

Variável adimensional	Definição da variável adimensional		Variável adimensional	Definição da variável adimensional	
	protótipo	modelo		protótipo	modelo
Θ^*	$\frac{(T - T_0)}{T_0 \zeta}$	$\frac{Y}{\zeta}$	$P = Pr = Sc$	$\frac{\mu c_p}{k}$	$\frac{\mu}{\rho_0} \mathcal{D}$
t^*	$\frac{t_g U}{H}$	$\frac{t_s U}{h}$	ζ	U^2 / gH	U^2 / gh
\bar{u}^*	$\frac{\bar{u}}{U}$	$\frac{\bar{u}}{U}$	U	$\left(\frac{Q_0 g}{\rho_0 c_p T_0 H} \right)^{1/3}$	$\left(\frac{\dot{m}_0 g}{\rho_0 h} \right)^{1/3}$
\bar{p}^*	$\bar{p} / \rho_0 U^2$	$\bar{p} / \rho_0 U^2$	Re	$\rho_0 U H / \mu$	$\rho_0 U h / \mu$
∇^*	$H \nabla$	$h \nabla$	G	$(H/L)^3$	$(h/l)^3$
\bar{x}^*	\bar{x}_g / H	\bar{x}_s / h	Q^*	$\dot{Q}''' / (\dot{Q}_0 / L^3)$	$\dot{m}''' / (\dot{m}_0 / l^3)$

Para se assegurar condições de semelhança entre os escoamentos, é necessário que sejam ambos completamente turbulentos na fonte e que a quantidade de movimento introduzida pela fonte de água salgada seja pequena quando comparada com a impulsão (note-se que numa fonte de calor a quantidade de movimento na origem é nula); para que esta condição seja satisfeita é necessário assegurar, de acordo com [7], que o quociente F (22) seja sempre inferior a 1 ao longo da pluma excepto junto da fonte (sendo u_0 a velocidade na fonte e z a cota). De acordo com [7], é razoável que $F < 1$ para $z > 0,2H$.

A potência simulada através da analogia com água salgada pode ser estimada através da expressão (23), particularizada para uma escala geométrica e de velocidades de 1/100, que resulta da imposição de que a velocidade originada pelo escoamento de água salgada através das aberturas obedece à escala de velocidade especificada.

$$F = \rho u_0 / 2(\rho - \rho_0)gz \quad (22)$$

$$\frac{U_p}{U_m} = \frac{\left(\frac{g\dot{Q}_0}{(\rho_\infty)_p c_p H T_0} \right)^{1/3}}{\left(\frac{g\dot{m}_0}{h(\rho_0)_m} \right)^{1/3}} \Leftrightarrow \dot{Q}_0 = \left(\frac{H}{h} \right) \left(\frac{U_p}{U_m} \right)^3 \left[\frac{(\rho_\infty)_p c_p T_0}{(\rho_0)_m} \right] \dot{m}_0 \quad (23)$$

4. EXEMPLOS DE MODELAÇÃO FÍSICA

4.1. Exemplos da modelação em escala real

Em [6] foram apresentadas simulações computacionais de diversas aplicações da teoria da semelhança ao escoamento num troço de túnel rodoviário. Essas simulações computacionais, cujos detalhes podem ser encontrados nessa comunicação, foram realizadas com o programa *Fire Dynamic Simulator* [9] e foram simulados, entre outros, o escoamento no protótipo (caso 8) e o escoamento num modelo à escala real mas com a velocidade do sistema de controlo de fumo reduzido a 1/2 da velocidade de projecto e com a potência calorífica libertada reduzida a 1/8 da de projecto (caso 16).

O troço de túnel tem uma secção rectangular, constante, com 100 m de comprimento, altura de 5 m e largura de 20 m. Adossada ao tecto existe uma estrutura em T, que condiciona o escoamento do jacto de tecto. Esta estrutura tem 1 m de altura, inicia-se a 10 m da extremidade do lado esquerdo do túnel e estende-se até meio do troço representado (ver figura 1). Este túnel tem uma inclinação de 9%, sendo a zona de cota mais elevada a sua abertura do lado esquerdo. A extracção é realizada através das duas faixas ao longo da estrutura em T no tecto, que se iniciam a 12 m da extremidade do lado esquerdo, têm 50 m de comprimento e 2 m de largura cada. A velocidade do escoamento de extracção é de 0,25 m/s (condição de velocidade imposta), correspondendo a um caudal total de 50 m³/s. A fonte de calor (simulação do protótipo, caso 8) situa-se ao nível do pavimento e é constituída por uma área de 5 m de comprimento e 2 m de largura com início a 40 m da extremidade do lado esquerdo e centrada na largura. A potência calorífica libertada é de 1 MW/m², totalizando 10 MW no caso real. A ventilação longitudinal, com ventiladores de impulso situados fora do troço representado, impõe uma velocidade na fronteira do lado direito (a verde) do troço representado de 1,5 m/s, com o sentido descendente (condição de velocidade imposta na fronteira). Na figura 2 apresenta-se o corte longitudinal, pelo plano de simetria do túnel, do campo de temperatura no caso 8. A origem da coordenada longitudinal x situa-se na abertura do lado esquerdo e H representa a altura do túnel.

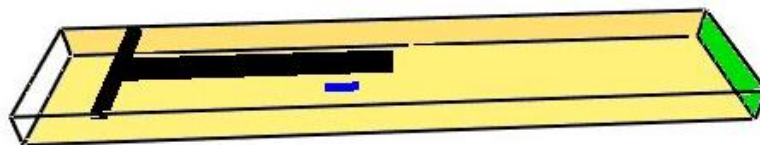


Figura 1: Vista do túnel mostrando a fonte de calor a azul

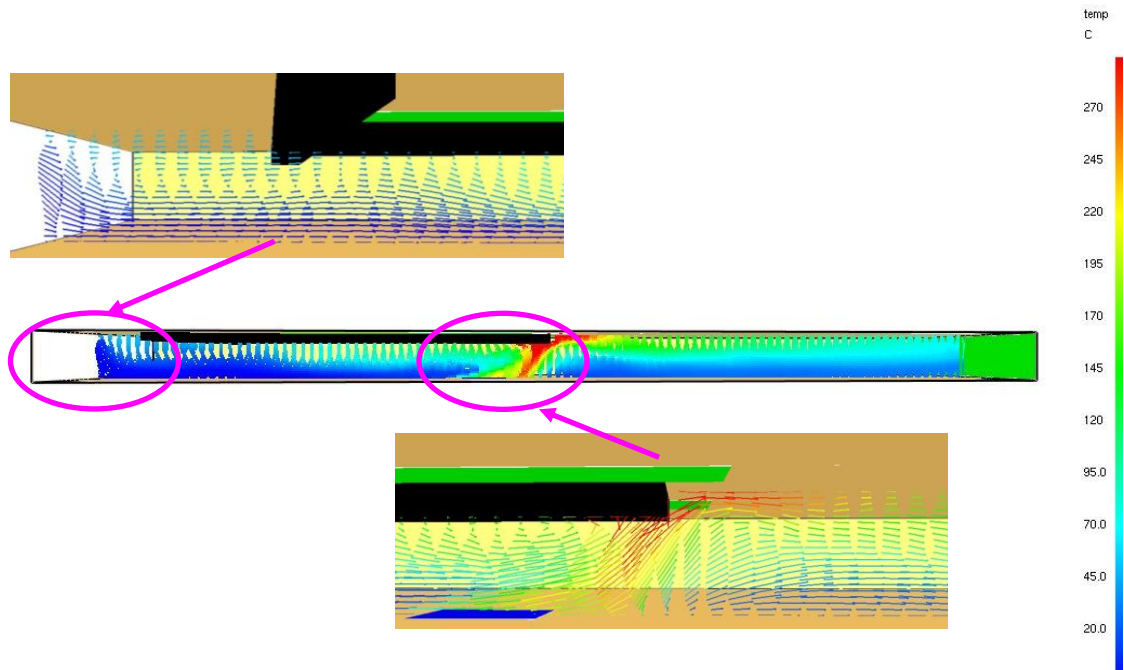


Figura 2: Campo de temperatura no caso 8 em regime quase-estacionário

Apresenta-se na figura 3 a velocidade adimensional (u/u_c) para os pontos à distância da abertura do lado esquerdo de $x/H = 1$ e $x/H = 19$ e sobre o plano de simetria. Evidencia-se a razoabilidade da modelação física nestas condições.

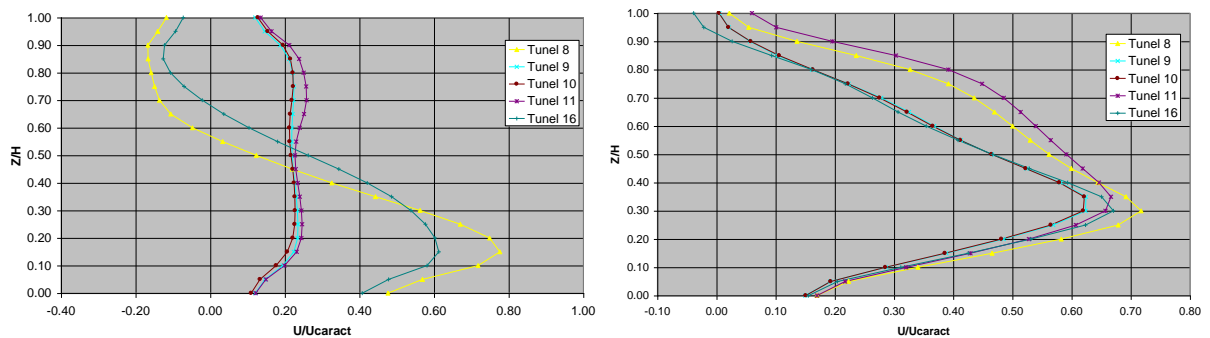


Figura 3: Velocidade adimensional para $x/H = 1$ e $x/H = 19$ e sobre o plano de simetria

4.2. Exemplos da modelação em escala reduzida

Em [8] apresentam-se ensaios realizados num modelo físico de água salgada cujos resultados também foram comparados com simulações computacionais de incêndio realizadas com o programa Fire Dynamics Simulator representativas de um incêndio em protótipo. No quadro 2 apresentam-se as coordenadas do domínio de simulação e na figura 4 apresenta-se a geometria estudada. As aberturas do modelo são constituídas pela porta de tardoz do palco ($14,48 \text{ m}^2$) e 4 exutores com área unitária de $2,91 \text{ m}^2$, sendo utilizado como referência nas simulações o exutor 1 ($x_0 = 3,52 \text{ m}$; $y_0 = 4,54 \text{ m}$).

Quadro 2: Coordenadas do domínio de simulação

Eixos	Coordenadas (m)		
	Malha 1	Malha 2	Malha 3
x0	-1,7	18,4	-1,7
x1	18,4	24,8	18,4
y0	-1,9	-1,9	-1,9
y1	15	15	15
z0	3,2	3,2	12,8
z1	12,8	12,8	36,0

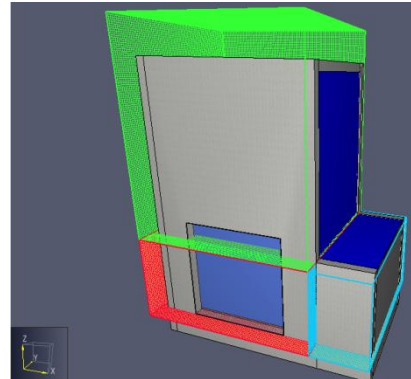


Figura 4 – Geometria da caixa de palco estudada

No quadro 3 apresentam-se os valores adoptados na simulação com água salgada e a potência calorífica à qual corresponde esta analogia no protótipo.

Quadro 3 : Valor dos principais parâmetros do ensaio em água salgada

Parâmetro	m_o (kg/s)	U_m (m/s)	Re	Q_o (MW)
Água salgada	0,001	0,0313	11012	32,7

Na figura 5 comparam-se os padrões correspondentes ao escoamento do fumo na modelação física (com a imagem rodada de 180°) e na simulação computacional para os mesmos instantes de tempo ($t = 4$ s e $t = 14$ s). A desenfumagem é assegurada por meios passivos, através de exdutores com uma área livre de 10% da área do palco. Verifica-se um bom ajustamento entre ambos os resultados, o que aponta no sentido da adequação de ambos os métodos para a previsão deste tipo de escoamentos.

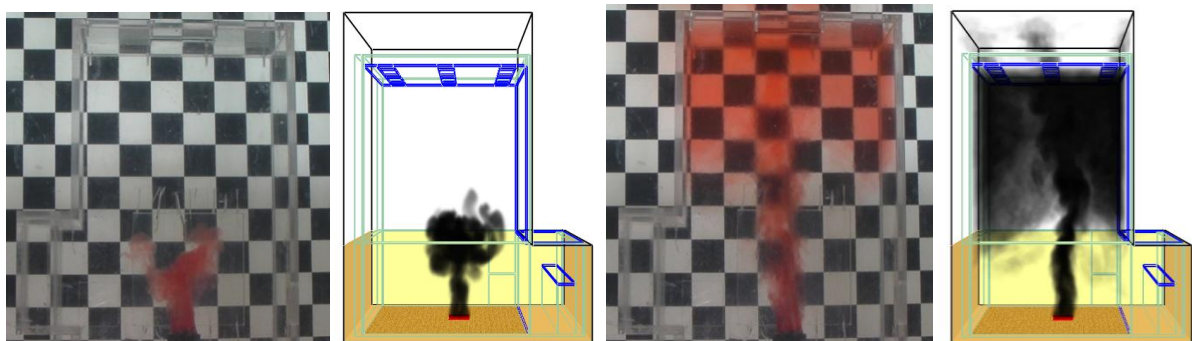


Figura 5: Escoamento no modelo físico (fundo quadriculado) e na simulação computacional do protótipo (fundo liso) para $t = 4$ s (à esquerda) e $t = 14$ s (à direita)

5. CONCLUSÕES

A modelação dos escoamentos em situação de incêndio constitui uma ferramenta fundamental para apoiar o adequado projecto de edificações. Embora a modelação numérica seja cada vez de mais fácil utilização e, talvez por isso, constitua uma ferramenta cada vez mais utilizada, considera-se continuar a haver lugar à utilização de modelação física. A experimentação, recorrendo a modelos físicos, permite não só a obtenção de dados

João Carlos Viegas

necessários à validação de modelos numéricos, como também permite a determinação das soluções das equações de conservação que regem estes escoamentos.

Neste domínio destaca-se a possibilidade de realização de ensaios em escala geométrica real mas com uma escala de velocidade reduzida, da qual resulta a possibilidade de utilização de potências caloríficas muito mais reduzidas, que permite o ensaio de sistemas de controlo de fumo já instalados em condições análogas às reais mas sem as construções serem sujeitas à acção destrutiva do incêndio de projecto.

A possibilidade de realização de ensaios em escala reduzida, reduz muito os meios que é necessário alocar a este tipo de ensaios, tornando mais fácil a sua prática. Destaca-se a técnica baseada na analogia de água salgada, através da qual se torna possível a simulação da convecção gerada por elevadas potências caloríficas libertadas sem ser necessário lidar com o poder destrutivo dos elevados fluxos de calor. Para além de terem o adequado suporte teórico, qualquer destas técnicas evidenciou a possibilidade de atingir resultados adequados, quando comparadas com os resultados de modelos numéricos. Embora requeiram a alocação de alguns meios para a sua utilização, a possibilidade de se obterem resultados muito rapidamente, quando comparadas com os modelos numéricos, e a fácil compreensão dos fenómenos físicos constituem vantagens significativas que justificam plenamente a sua utilização.

5. AGRADECIMENTOS

Este projecto de investigação tem o apoio da Fundação para a Ciência e Tecnologia (PTDC/ECM/68064/2006).

6. REFERÊNCIAS

- [1] KLEINSTREUER, Clement - *Engineering fluid dynamics. An interdisciplinary systems approach*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [2] HOLMES, Philip [et al.] - *Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry*. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [3] CHOW, W. K. e R. YIN – *Numerical verification of scaling laws for smoke movement in room-corridor structure*. Journal of Architectural Engineering, Vol. 4, nº 2, Junho de 1998. ASCE.
- [4] THOMAS, P. H. – *FIRE MODELING AND FIRE BEHAVIOUR IN ROOMS*. 18th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1981.
- [5] NFPA 502:2001 – *Standard for road tunnels, bridges and other limited access highways*. Quincy (EUA): National Fire Protection Association.
- [6] VIEGAS, João Carlos – *Estudo da semelhança do escoamento em incêndios em túneis*. Conferência Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica. Monte da Caparica: Associação Portuguesa de Mecânica Teórica, Aplicada e Computacional, 2006.
- [7] STECKLER, K., BAUM, H. e QUINTIERE, J. - *Salt water modeling of fire induced flows in multicompartement enclosures*. Twenty-first Symposium on Combustion, 1986, 4p.
- [8] VALADARES, Roberto, João C. VIEGAS e João P. RODRIGUES – *Controlo de fumo em caixas de palco*. I Congresso Ibero-Latino-Americano sobre Segurança Contra Incêndio. Natal (Brasil): 10 a 12 de Março de 2011.
- [9] MCGRATTAN, K. – *Fire Dynamics Simulator (version 4). Technical reference guide*. Washington: National Institute of Standards and Technology, 2005. NIST Special Publication 1018.