



HAL
open science

Détermination des conditions d'échauffement de structure extérieure à un bâtiment en situation d'incendie

Sylvain Desanghere

► **To cite this version:**

Sylvain Desanghere. Détermination des conditions d'échauffement de structure extérieure à un bâtiment en situation d'incendie. Energie électrique. INSA de Rouen, 2006. Français. NNT: . tel-00117465v2

HAL Id: tel-00117465

<https://theses.hal.science/tel-00117465v2>

Submitted on 27 Jan 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



CENTRE TECHNIQUE INDUSTRIEL DE LA CONSTRUCTION MÉTALLIQUE

Numéro d'ordre : 2006ISAM0010

THÈSE

présentée devant

l'Institut national des sciences appliquées de Rouen

Détermination des conditions d'échauffement de structure extérieure à un bâtiment en situation d'incendie

**en vue de l'obtention du titre de
Docteur de l'INSA de Rouen**

**Discipline : Physique
Spécialité : Énergétique**

par

Sylvain DESANGHERE

soutenue le 26 septembre 2006 devant le jury composé de :

Rapporteurs :

Bernard	PORTERIE	Professeur des Universités, IUSTI Université de Marseille
José	TORERO	Professeur, University of Edinburgh

Examineurs :

Alexis	COPPALLE	Professeur des Universités, INSA de Rouen
Bernard	GAUTIER	Ingénieur, Électricité de France R&D Chatou
Daniel	JOYEUX	Ingénieur, Efectis France Saint Rémy lès Chevreuse
Jean	MAQUET	MdeC, INSA de Rouen

*I*l faut donc que la raison se présente à la nature tenant, d'une main, ses principes qui seuls peuvent donner aux phénomènes concordant entre eux l'autorité de lois, et de l'autre, l'expérimentation qu'elle a imaginée d'après ces principes, pour être instruite par elle, il est vrai, mais non pas comme un écolier qui se laisse dire tout ce qu'il plaît au maître, mais, au contraire, comme un juge en fonction qui force les témoins à répondre aux questions qu'il leur pose.

Emmanuel KANT, *Critique de la Raison Pure*

à ma famille

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Centre Technique Industriel de la Construction Métallique (CTICM) sous financement Cifre (ANRT). Il s'inscrit dans le cadre du projet européen « Development of design rules for the fire behavior of external steel structures » [27] rassemblant le CTICM (France), le TNO (Pays-Bas), LABEIN (Espagne), le VTT (Finlande) ainsi que ProfilARBED Recherches (Luxembourg).

Mes remerciements vont tout d'abord à Messieurs Michel Lucas, Directeur Général du CTICM, et Joël Kruppa, Directeur du Département Incendie et Certification du CTICM, pour m'avoir accueilli et m'avoir offert la possibilité de réaliser ce travail.

J'exprime par ailleurs de sincères remerciements à Bernard Porterie et José Torero qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de ce travail, ainsi que Bernard Gautier et Jean Maquet pour leur participation au jury.

Je tiens évidemment à exprimer ma reconnaissance envers Alexis Coppalle et Daniel Joyeux qui ont encadré cette thèse en m'accordant une grande confiance.

Mes remerciements s'adressent aussi aux membres du service Incendie du CTICM pour leur accueil. Je pense en particulier à Antoine Breuillard avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discussions fructueuses pendant ces années de recherche. Je remercie également Hervé Leborgne ainsi que les membres de la station d'essais du CTICM pour leur aide en ce qui concerne le montage des essais expérimentaux effectués durant cette thèse.

J'exprime une reconnaissance particulière envers Kevin McGrattan (NIST, USA) avec qui j'ai pu avoir des échanges sur le fonctionnement du code de calcul FDS dont il est le développeur principal. Je voudrais aussi adresser mes remerciements à Luc Veroisch et Pascale Domingo du CORIA pour leurs précieux conseils concernant le modèle de turbulence testé durant ce travail de recherche.

Ce manuscrit est une occasion pour moi de remercier toutes celles et ceux qui ont participé à éveiller ma curiosité scientifique depuis mon plus jeune âge, que ce soit ma famille ou encore mes professeurs tout au long de mon parcours scolaire, et qui m'ont donné l'envie de comprendre comment fonctionnent les choses, avec par conséquent le goût pour la recherche. Ils ont marqué à jamais ma façon d'appréhender le monde en me sensibilisant à la rigueur scientifique, pour mon plus grand bien.

Je tiens aussi à exprimer ma profonde gratitude envers ma famille qui a toujours cru en moi et sans laquelle je n'en serais peut être pas arrivé là aujourd'hui. Je remercie enfin Céline pour le soutien et l'équilibre qu'elle m'a apportés.

◆ ◆ ◆

Table des matières

Introduction générale	1
I Aspects phénoménologiques	13
I.1 Éléments théoriques fondamentaux	14
I.1.1 Combustion	14
I.1.2 Turbulence des écoulements	18
I.1.3 Rayonnement thermique	22
I.2 Feu situé dans un compartiment	28
I.2.1 Description physique	28
I.2.2 Modélisations classiques	34
I.2.3 Description en termes de richesse globale	40
I.3 Sortie de flammes d'un local en feu	45
I.3.1 Généralités	45
I.3.2 Travaux précurseurs	47
I.4 Conclusion du chapitre	49
II Description de l'outil numérique	51
II.1 Écoulements à faible nombre de Mach	52
II.1.1 Introduction	52
II.1.2 Étude asymptotique des équations de Navier Stokes	53
II.1.3 Modèle à faible nombre de Mach	56
II.2 Description du code FDS	57
II.2.1 Présentation générale	57
II.2.2 Décomposition de la pression	58
II.2.3 Divergence du champ de vitesse	59
II.2.4 Conservation de la quantité de mouvement	60
II.2.5 Modélisation des termes diffusifs	62
II.2.6 Modélisation de la combustion	67
II.2.7 Modélisation du rayonnement thermique	77
II.2.8 Modélisation des conditions aux limites thermiques	83
II.2.9 Algorithme de résolution numérique des équations	84
II.3 Conclusion du chapitre	86

III Validation de l’outil numérique	87
III.1 Cas de convection	89
III.1.1 Convection naturelle	89
III.1.2 Convection mixte	94
III.2 Cas de flammes libres	98
III.2.1 Flamme à bas nombre de Froude	98
III.2.2 Flamme en interaction avec une paroi	106
III.3 Cas de feux de compartiments	118
III.3.1 Feu avec source localisée	118
III.3.2 Feu généralisé	123
III.4 Feu généralisé avec sortie de flammes	127
III.4.1 Présentation	127
III.4.2 Simulations numériques	130
III.4.3 Conclusion	137
III.5 Conclusion du chapitre	137
IV Étude de paramètres affectant les flammes extérieures	139
IV.1 Présentation des simulations numériques	140
IV.1.1 Considérations générales	140
IV.1.2 Contraintes numériques liées à l’inertie thermique des parois	140
IV.2 Caractérisation des flammes extérieures	142
IV.2.1 Définition de la zone de flamme	142
IV.2.2 Grandeurs caractéristiques au sein des flammes	144
IV.3 Influence des caractéristiques de l’ouverture	146
IV.3.1 Influence de la géométrie de l’ouverture	146
IV.3.2 Configurations multi-ouvertures	152
IV.4 Influence des caractéristiques de la source du feu	158
IV.4.1 Influence du débit de fuel	158
IV.4.2 Influence de la distribution du combustible	164
IV.4.3 Influence de la nature du combustible	167
IV.5 Influence des caractéristiques du compartiment	171
IV.5.1 Influence de la géométrie du compartiment	171
IV.5.2 Influence des pertes thermiques dans les parois	179
IV.6 Influence de la présence d’obstacles extérieurs	183
IV.6.1 Influence du prolongement de la façade	183
IV.6.2 Influence de la présence d’un balcon	185
IV.7 Influence des conditions de ventilation	188
IV.7.1 Cas de ventilation forcée	188
IV.7.2 Influence d’un vent extérieur	191
IV.8 Conclusion du chapitre	206
V Élaboration d’un modèle simplifié	209
V.1 Caractéristiques du modèle	210
V.1.1 Contexte	210
V.1.2 Objectifs	210
V.2 Hypothèses simplificatrices	211
V.2.1 Hypothèse de quasi-stationnarité	211
V.2.2 Hypothèses communes avec la méthode de Law et O’Brien	211

V.2.3	Recherche d'un débit de fuel « critique » pour les éléments extérieurs	211
V.3	Stratégie de résolution du problème	213
V.3.1	Généralités	213
V.3.2	Stratégie retenue	214
V.4	Description du modèle simplifié	216
V.4.1	Modèle à une zone pour le feu de compartiment	216
V.4.2	Modélisation des flammes extérieures	217
V.4.3	Estimation du flux thermique reçu	219
V.4.4	Modèles de récepteur	221
V.5	Validation du modèle	222
V.6	Conclusion du chapitre	226
Conclusion générale et perspectives		227
Bibliographie		237
A Équations régissant les milieux réactifs		239
A.1	Conservation de la masse	239
A.2	Conservation des espèces	240
A.3	Conservation de la quantité de mouvement	240
A.4	Conservation de l'énergie	241
A.5	Équation d'état	241
B Modèle à une zone pour le feu de compartiment pleinement développé		243
B.1	Hypothèses	243
B.2	Bilans appliqués au volume de contrôle	245
B.2.1	Bilan de masse	245
B.2.2	Bilan d'énergie	245
B.3	Équations régissant le problème	246
B.4	État stationnaire	247
B.4.1	Position du plan neutre	247
B.4.2	Débit massique d'air entrant dans le compartiment	248
C Description de la méthode de Law et O'Brien		251
C.1	Hypothèses générales	251
C.1.1	Introduction	251
C.1.2	Facteurs pris en compte par la méthode	252
C.1.3	Modèle de transfert thermique vers l'élément de structure	253
C.1.4	Hypothèses sur le feu et les flammes extérieures	254
C.2	Procédure de calcul	255
C.2.1	Paramètres	255
C.2.2	Comportement du feu et des flammes extérieures	256
C.2.3	Transfert thermique vers un poteau situé hors des flammes	264
C.2.4	Transfert thermique vers un poteau situé dans les flammes	265
C.2.5	Transfert thermique vers une poutre située dans les flammes	266

D	Calorimétrie par estimation de la consommation d'oxygène	269
D.1	Observations expérimentales	270
D.2	Principe théorique	270
D.2.1	Débit massique d'oxygène entrant	270
D.2.2	Facteur de consommation d'oxygène	271
D.2.3	Facteur d'expansion de la réaction	271
D.2.4	Expression du facteur de consommation d'oxygène	273
D.3	Mise en œuvre pratique	273
E	Exemple d'application de l'outil numérique	275

Introduction générale



Feu de bûcher, festival de Mäntsälä, Finlande

Science du feu à travers les âges

La maîtrise du feu constitue une étape majeure de l'évolution humaine. L'homme est le seul animal qui a non seulement domestiqué le feu, mais qui a également réussi à le reproduire. La rencontre entre l'homme et le feu a eu lieu il y a environ 600 000 ans au cours d'incendies allumés par la foudre ou encore la lave. Les premières traces de feu « entretenu » actuellement connues datent de 400 000 ans avant notre ère. L'aptitude à créer une flamme sans utiliser un feu préexistant remonte quant à elle à environ 30 000 ans [24]. Le feu a permis à l'homme d'utiliser les cavernes pour se protéger, d'éloigner les carnivores, de lutter contre le froid, de cuire ses aliments, de prolonger le jour et également de perfectionner son outillage. L'organisation de la vie sociale a été indéniablement favorisée par la maîtrise du feu, ne serait-ce que grâce à la convivialité qu'il offre [70]. Il est vite paru évident que la conservation du feu nécessite un soin particulier et qu'en même temps ce dernier peut facilement se propager de manière incontrôlée à la végétation environnante.

L'homme a été véritablement confronté aux dangers du feu à partir du moment où il a eu des biens et des lieux de regroupement à protéger. Il a ainsi dû s'organiser pour lutter contre les incendies en même temps qu'il se socialisait.

Au cours du moyen âge, l'usage du feu se diversifie, allant du foyer d'habitation au feu destiné à l'artisanat, que ce soit pour la métallurgie, la poterie, la bijouterie, le travail du verre, la cuisine, etc. ou même pour la guerre. L'utilisation du bois, combustible alors le plus employé, se perfectionne en même temps que les incendies continuent à ravager les cités. La réglementation contre les risques d'incendie en France naît au début du XV^e siècle. À partir du XVII^e siècle, l'alchimie du moyen âge laisse place à une approche physique plus scientifique du feu. On comprend alors que la flamme n'est pas une substance en elle-même. Le chimiste belge Van Helmont met en évidence l'existence du gaz carbonique et décrit déjà la flamme comme de la « fumée allumée ». Les chimistes allemands Stahl et Bêcher élaborent la théorie du phlogistique pour expliquer le phénomène de combustion. En s'appuyant sur les propriétés de ce nouvel élément, ils réalisent une synthèse cohérente qui concilie les phénomènes de combustion et d'alimentation du feu. L'idée de la conservation d'un élément au cours de la combustion est particulièrement novatrice. Pourtant, cette théorie ne fait jouer à l'air aucun autre rôle que celui de support du phlogistique et elle est mise en défaut par certaines expériences simples. Il faut attendre le milieu du XVIII^e siècle pour que le français Lavoisier [60] montre qu'il est en fait nécessaire de considérer le feu comme une réaction chimique entre un combustible et l'oxygène de l'air. Un peu plus tard, la naissance de la thermodynamique avec la thèse de Carnot [18] et les travaux de Joule mettent en évidence la dimension énergétique du feu. Au cours des XIX^e et XX^e siècles, les scientifiques conservent cette façon de décrire le feu et cherchent à le décomposer selon différents aspects de mieux en mieux définis. Ceci les mène à une approche qui décrit le feu comme un ensemble de systèmes en interaction. Ces systèmes évoluent au cours du temps selon les échanges de matière et d'énergie qui existent entre eux. La formalisation de ces systèmes et de ces échanges, moyennant certaines hypothèses simplificatrices, aboutit à des modèles analytiques qui sont aujourd'hui simulés avec des ordinateurs de plus en plus puissants. Le savoir scientifique actuel relatif au feu provient ainsi de différentes disciplines telles que la thermodynamique, la thermique, la chimie et la cinétique chimique, la mécanique des fluides, la physique des transferts de matière et d'énergie, etc.

La combustion provoquée et contrôlée, que l'on rencontre dans les moteurs à combustion, les turbines ou les chaudières par exemple, est le sujet de nombreux travaux de recherche depuis les années 1940, tant au point de vue de la modélisation qu'au point de vue de l'investigation expérimentale. L'utilisation aujourd'hui très répandue de ce type de combustion au niveau industriel explique l'intérêt que suscitent les recherches à ce niveau. L'étude des incendies, c'est à dire du feu non désiré et mal maîtrisé, profite des avancées obtenues dans l'étude de la combustion contrôlée. Elle se base donc essentiellement sur les mêmes approches. Ce type d'investigation est motivé par des questions de sécurité des personnes mais aussi des questions d'ordre économique découlant de la protection des biens. En France, la sécurité contre le feu est très réglementée et la recherche sur les incendies ne s'inscrit pas dans le même contexte fortement concurrentiel que celui de la combustion provoquée et contrôlée. L'essentiel des connaissances provient surtout d'instituts ou de centres de recherche plus ou moins publiques ainsi que de laboratoires universitaires [51, 33]. Certains industriels s'investissent également dans l'étude des incendies pour répondre à des besoins spécifiques concernant principalement la sûreté de leurs installations.

Sécurité contre l'incendie

Faits et moyens d'action

Le feu provoque chaque année en France le décès d'environ 600 personnes et des dégâts matériels représentant plus de 1,2 milliard d'euros versés aux seules PME par les sociétés d'assurance [118]. Les incendies sont la cause de près de 400 000 sorties par an des services de secours sur tout le territoire français. Au niveau européen, le feu fait 5000 victimes par an et 10 fois plus de blessés, avec un coût global représentant près de 0.5% du PIB [24].

L'arbre des concepts de la sécurité contre l'incendie présenté sur la figure 1 a été développé par l'association américaine NFPA¹ [23]. Il résume de manière synthétique les moyens généraux pour atteindre les objectifs de sécurité contre l'incendie.

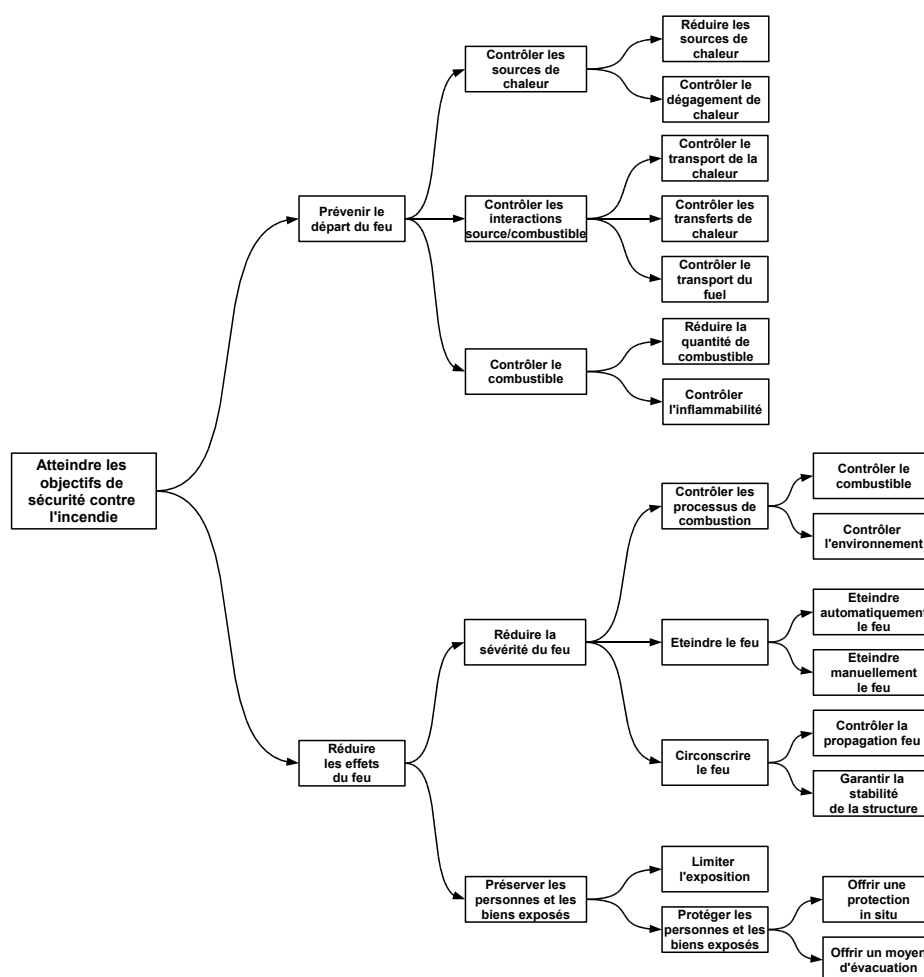


FIG. 1 — Vue partielle de l'arbre des concepts de la sécurité contre l'incendie selon la NFPA [23]

Ce schéma montre qu'il est possible d'intervenir à différents niveaux pour améliorer le niveau global de sécurité d'un bâtiment vis à vis du feu. Il convient de souligner dès à présent que la dangerosité des incendies n'est pas de même nature selon que l'on s'intéresse à

1. National Fire Protection Association

la sécurité des personnes ou à la stabilité de la structure de l'édifice. En effet, lors d'un incendie, le risque principal pour les personnes provient du dégagement de fumées toxiques qui provoquent par asphyxie la majeure partie des décès durant les premiers instants du sinistre. L'effondrement éventuel de la structure du bâtiment survient généralement au bout d'un temps plus long, selon l'évolution de l'incendie. Il peut causer des pertes humaines lors de l'évacuation de l'ouvrage ou lors de la phase d'extinction du feu par les secours, mais également de lourdes pertes matérielles pour les biens contenus dans le bâtiment sinistré voire pour des bâtiments tiers.

Le comportement de la structure d'un ouvrage en situation d'incendie est un élément à prendre en considération idéalement dès la phase de conception. Comme le suggère la figure 1, il existe deux façons de réduire les effets du feu. Le concepteur doit d'une part chercher à réduire la charge calorifique entreposée dans le bâtiment et d'autre part protéger les éléments de construction afin de maintenir la stabilité de l'ouvrage. Préserver la stabilité de l'ouvrage revient à retarder les effets thermiques du feu sur la résistance de la structure du bâtiment. Il s'agit avant tout de gagner du temps pour permettre la réalisation de trois actions essentielles : l'évacuation des occupants, l'intervention des secours et la lutte contre la propagation du feu.

Il existe deux grandes familles de protection contre l'incendie : une protection dite « active », avec la mise en place de dispositifs de surveillance et de déclenchement automatique tels que les systèmes d'arrosage², les alarmes, les détecteurs de fumée ou de point chaud, etc. et une protection dite « passive » via l'utilisation de revêtements appropriés au niveau des structures à protéger et la mise en œuvre de mesures particulières concernant la construction du bâtiment, telles que le compartimentage, la mise en place de parois coupe-feu, etc.

Contexte réglementaire et ingénierie

En France, comme dans la plupart des pays européens, la sécurité contre l'incendie est un domaine soumis à la réglementation. C'est la législation qui fixe les exigences que le concepteur d'un bâtiment devra atteindre en mettant en œuvre les dispositifs nécessaires.

Depuis 1990, le Comité européen de normalisation (CEN) a entrepris la rédaction de normes européennes de conception, de dimensionnement et de justification des structures de bâtiment et de génie civil. Ces normes sont appelées « Eurocodes ». Elles établissent un ensemble de règles techniques, dont la finalité est de pallier à l'absence d'harmonisation entre les règles de dimensionnement à travers l'Europe. Le but de cette harmonisation est de permettre un libre accès aux marchés des états membres pour les entreprises de travaux, les fabricants de produits du bâtiment ou les bureaux d'études techniques. Le comité technique qui gère ces travaux au sein du Comité européen de normalisation est le CEN/TC 250 « Eurocodes structuraux », présidé par l'Allemagne. L'AFNOR³, en tant que membre du CEN, coordonne le suivi de ces travaux sur le plan français.

Chaque Eurocode vise un aspect spécifique de la conception, ou un type particulier de construction :

- Eurocode 0 : Bases de calcul ;
- Eurocode 1 : Actions sur les structures ;

2. Ou « sprinkleurs ».

3. Agence française de normalisation.

- Eurocode 2 : Calcul des structures en béton ;
- Eurocode 3 : Calcul des structures en acier ;
- Eurocode 4 : Calcul des structures mixtes acier-béton ;
- Eurocode 5 : Calcul des structures en bois ;
- Eurocode 6 : Calcul des ouvrages en maçonnerie ;
- Eurocode 7 : Calcul géotechnique ;
- Eurocode 8 : Conception et dimensionnement des structures pour leur résistance aux séismes ;
- Eurocode 9 : Calcul des structures en alliages d'aluminium.

Les Eurocodes prennent dans un premier temps la forme de prénormes (notées « ENV ») qui sont des documents prospectifs d'une application provisoire durant laquelle les normes nationales en contradiction peuvent rester en vigueur. Ils s'appliquent à terme sous forme définitive notée « EN ». Concernant la sécurité contre l'incendie, les sous-parties correspondantes, pour chaque type de construction, sont les parties 1-2 des Eurocodes 1 à 6 et 9. Aux Eurocodes s'ajoute la législation nationale propre à chaque état de l'Union. En France, la législation prend essentiellement la forme d'annexes nationales des Eurocodes, de codes nationaux, d'arrêtés et de documents techniques.

La réglementation est pour le moment majoritairement « à obligation de moyens », c'est à dire qu'elle s'applique de manière similaire pour chaque grande catégorie de bâtiment, avec une prise en compte réduite des particularités de chaque ouvrage. Le concepteur se « contente » ainsi d'utiliser des dispositifs de protection suffisamment sécuritaires vis à vis des exigences de la réglementation, même si cela ne constitue pas toujours une condition nécessaire pour garantir le niveau de sécurité recherché. Face à cette démarche prescriptive, une nouvelle approche de la sécurité contre l'incendie est cependant en train de voir le jour. Cette nouvelle tendance, en quelque sorte « à obligation de résultats », marque l'émergence d'un intérêt suscité notamment par l'étude plus détaillée du développement du feu et de la physique mise en jeu. Ceci constitue un changement important car, jusqu'à présent, la manière d'atteindre les objectifs de sécurité contre l'incendie était formatée selon la vision qu'en avaient les premiers acteurs confrontés au problème, c'est à dire principalement les ingénieurs issus du génie civil⁴. Il subsistait alors un certain déséquilibre entre les connaissances sur le comportement du feu et les connaissances sur le comportement structurel des bâtiments. L'arrivée récente de nouveaux acteurs provenant d'autres disciplines comme la mécanique des fluides, l'énergétique, la chimie, etc. permet aujourd'hui d'améliorer les connaissances sur la physique du feu et profite ainsi à la sécurité contre l'incendie dans son ensemble. Les approches déterministes et probabilistes sont désormais exploitées de manière complémentaire pour évaluer au mieux la sécurité globale des bâtiments vis à vis du feu. L'appréhension des problèmes liés à l'incendie devient désormais véritablement pluridisciplinaire. C'est ainsi que le concept d'« ingénierie de la sécurité contre l'incendie » (ISI) prend aujourd'hui son essor. En se basant sur une solide expertise dans de nombreux domaines de la physique, la prise en compte des particularités de chaque ouvrage est désormais en partie possible, ce qui permet de réduire significativement les coûts de protection contre l'incendie tout en garantissant le même niveau de sécurité. Le présent travail de recherche va précisément dans le sens du recours à l'ingénierie puisqu'il se propose d'af-

4. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle de nombreux termes employés pour l'étude du feu sont similaires aux termes classiquement utilisés en génie civil pour l'étude de la résistance des structures.

finer l'estimation des conditions d'échauffement d'éléments de structure dans un contexte particulier.

Simulation numérique des incendies

Présentation

Avec l'accroissement de la puissance informatique, il devient désormais possible de simuler numériquement, de manière plus ou moins réaliste, de nombreux phénomènes physiques se déroulant au cours d'un feu. La simulation numérique permet de se substituer en première approche à l'investigation expérimentale, en offrant un gain de temps et d'argent considérables par rapport à des essais réels. Elle donne aussi facilement accès à une grande quantité d'informations, contrairement à l'étude expérimentale. Elle apporte donc une aide précieuse à la compréhension et à la prédiction du feu.

La simulation numérique ne peut prétendre à remplacer totalement l'expérimentation car elle présente encore de nombreuses lacunes qui peuvent nuire à la fiabilité des résultats obtenus. Chaque modèle mis en œuvre n'est qu'une traduction subjective et bien souvent incomplète de la réalité. Par ailleurs, la résolution numérique des systèmes d'équations résultant de la modélisation est elle-même source d'imprécisions, car elle fait appel à des approximations plus ou moins importantes. Il paraît donc impératif de confronter le plus souvent possible les résultats des simulations avec des mesures expérimentales comparables. L'outil numérique ne peut être employé dans un but prédictif uniquement dans des contextes où la pertinence de ses résultats a déjà été contrôlée. Utilisée dans de telles conditions, la simulation numérique constitue un outil désormais incontournable pour l'étude des incendies.

Mise en œuvre de la simulation numérique des incendies

Expérience de l'utilisateur

Avec l'accroissement de la puissance informatique, les simulations numériques sont à la portée d'un nombre grandissant de personnes, ce qui augmente naturellement le risque d'un mauvais usage [104]. En effet, la mise en œuvre de la simulation numérique doit être réalisée par un utilisateur expérimenté. Celui-ci doit traduire correctement le problème posé sous forme de données d'entrée pertinentes pour le code de calcul. Ceci suppose de bien connaître le domaine de validité de l'outil et les hypothèses employées. Il faut posséder à la fois les connaissances nécessaires sur la physique du feu et être aussi familier de l'outil utilisé pour tirer le meilleur parti de la simulation numérique [22].

Types d'approches

Il existe deux grandes manières d'aborder la simulation numérique des incendies. La première correspond à la validation des modèles employés, en se référant à des résultats expérimentaux jugés fiables. Il est courant de modifier certains paramètres des modèles pour étudier leur influence et réaliser ainsi une étude de la *sensibilité* de l'outil numérique.

On peut chercher à ajuster au mieux ces paramètres pour se rapprocher des résultats expérimentaux. Ce processus, nommé *calage* du code [3], permet d'adapter plus finement l'outil numérique au cas étudié, mais cela réduit en contrepartie sa généralité. Pour emprunter un concept au domaine de l'automatique, on peut dire que ce type de simulation s'effectue en « boucle fermée », car la confrontation entre mesures et prédictions sert de fondement à l'amélioration des modèles employés. Ce genre de calcul est incontournable car il permet de bien maîtriser le fonctionnement de l'outil numérique en cernant ses limites, mais aussi de l'améliorer. Il emploie généralement des modèles avancés et est surtout utilisé pour la recherche.

La seconde approche consiste à exploiter la simulation numérique dans un but uniquement *prédictif* pour des configurations réelles complexes, sans référence possible à des résultats expérimentaux précis. Le choix de la modélisation et des jeux de paramètres employés n'est alors basé que sur l'expérience de l'utilisateur⁵. Il convient dans ce cas de faire des hypothèses largement sécuritaires⁶ et les résultats doivent être considérés avec beaucoup de précaution. Ce type de simulation s'effectue en « boucle ouverte », car elle aboutit à des conclusions qui ne sont pratiquement jamais confrontées à la réalité. Vu le faible retour d'expérience, il est illusoire de chercher une grande précision dans ce domaine. Cette utilisation de la simulation numérique du feu sert à guider plus ou moins quantitativement la réflexion sur le niveau global de sécurité des bâtiments étudiés. Actuellement, étant donné leurs importants coûts de calcul, les modèles avancés ne sont pas toujours les plus pertinents dans ce contexte.

La simulation numérique peut être réalisée dans un but prédictif « en aveugle », avec des configurations pour lesquelles on dispose de résultats expérimentaux qui ne sont pas connus de l'utilisateur. Cette démarche est instructive car elle vérifie à la fois les capacités de l'outil numérique et l'usage qui en est fait. Idéalement, les prédictions doivent permettre d'obtenir une marge de sécurité acceptable en surestimant la sévérité du feu. Ce type de travail, encore peu répandu, permet de donner du crédit à l'utilisation des simulations numériques, notamment les simulations avancées, dans le cadre de l'ingénierie de la sécurité contre l'incendie. La référence [4] donne un exemple récent d'application de cette démarche.

Niveaux de modélisation

Plusieurs niveaux de modélisation du feu peuvent être utilisés selon la nature des phénomènes étudiés. Chaque modélisation correspond à un degré de finesse différent dans la représentation des phénomènes réels. En général, le choix d'une modélisation résulte d'un compromis entre sa représentativité et le coût de calcul correspondant. Actuellement, pour un même cas, l'obtention de résultats numériques prend de quelques secondes à une centaine d'heures sur un ordinateur personnel. Cette contrainte impose de bien choisir l'outil numérique à mettre en œuvre par rapport aux attentes de l'utilisateur. Par exemple, une étude paramétrique est envisageable avec un résultat obtenu en quelques secondes pour chaque simulation. Elle ne l'est évidemment plus avec un résultat obtenu en quelques

5. Par exemple, le choix a priori de la puissance calorifique libérée par le feu est très délicat car, alors que celle-ci est difficile à estimer, elle compte parmi les grandeurs les plus influentes !

6. En ce sens qu'elles majorent les sollicitations thermiques des éléments de structure par exemple. Ceci peut cependant s'avérer incohérent avec la précision des résultats fournis par les modèles avancés.

heures. Il ne faut évidemment pas s'attendre à étudier les phénomènes avec beaucoup de précision en utilisant un modèle simple. Cependant, l'étude paramétrique peut aider l'utilisateur à trouver certaines configurations typiques sur lesquelles il pourra éventuellement se focaliser avec un modèle plus poussé. Ceci montre que les niveaux de modélisation sont complémentaires. Il n'existe pas de modèle qui domine les autres à tout point de vue. L'ingénierie de la sécurité contre l'incendie dispose donc d'une palette d'outils allant de la formule analytique aux modèles avancés, le recours à ces derniers n'étant pas systématiquement nécessaire. Le choix d'un modèle dépend avant tout de la finesse de représentation recherchée. Une définition correcte des attentes de l'utilisateur est donc un préliminaire incontournable.

Dans le cadre de cette thèse, les phénomènes de sortie de flammes d'un local en feu sont simulés par un modèle CFD⁷. Ce type d'outil numérique est celui qui permet actuellement d'étudier le plus en détail les écoulements générés par le feu, les phénomènes de combustion, de mélange d'espèces, de transport convectif et diffusif, les interactions entre les écoulements et les solides, les phénomènes radiatifs, etc. C'est également l'outil qui possède le domaine d'application le plus étendu, avec en contre partie le temps de calcul le plus long. Il convient de souligner dès à présent que les échelles caractéristiques de temps et d'espace propres aux situations d'incendie sont très différentes de celles que l'on trouve dans d'autres domaines d'application des modèles CFD, tels que les moteurs à combustion, les turbines ou les chaudières par exemple. Ceci explique pourquoi les hypothèses et approximations sont spécifiques à ce type d'application⁸.

Le modèle CFD est employé dans le cadre de cette thèse pour aider à la compréhension de la nature des écoulements ainsi que des champs de rayonnement et de température à l'extérieur d'un local en feu. La mise en œuvre de ce type d'outil avancé a pour finalité de développer un modèle simplifié permettant de prédire rapidement les conditions d'échauffement d'éléments de structure situés à l'extérieur d'un bâtiment.

Éléments de structure extérieurs au bâtiment

Intérêt et comportement au feu

L'utilisation d'éléments de structure métalliques situés à l'extérieur de l'enveloppe d'un bâtiment connaît actuellement un développement considérable. Cette tendance s'explique par des raisons esthétiques car elle donne à l'architecte la possibilité d'accentuer l'aspect métallique du bâtiment et de libérer de l'espace à l'intérieur de celui-ci. Cette tendance s'explique aussi par des raisons économiques car elle permet de réduire l'application d'une protection apportée sur les éléments de construction, en les éloignant des foyers potentiels d'incendie. En effet, un élément de structure situé à l'extérieur du bâtiment sera soumis à des conditions d'échauffement pouvant être moins sévères que celles auxquelles est généralement soumis un élément interne à l'édifice.

Il faut savoir que l'acier subit un affaiblissement de ses caractéristiques mécaniques, particulièrement marqué à partir de 500 °C, comme le montre la figure 2. Utilisé en faible épaisseur, ce matériau présente en outre une faible inertie thermique et monte très vite en tem-

7. « Computational Fluids Dynamics »

8. Voir la section II.1 de ce manuscrit.

pérature en raison de sa forte conductivité. Si le comportement à chaud des aciers les plus récents apparaît de meilleur niveau que les aciers antérieurs, il n'en demeure pas moins que la perte des performances mécaniques de l'acier demeure déterminante. La connaissance du niveau d'échauffement des éléments en acier constitue donc un objectif prioritaire pour l'étude de la sécurité des structures métalliques vis à vis du feu.

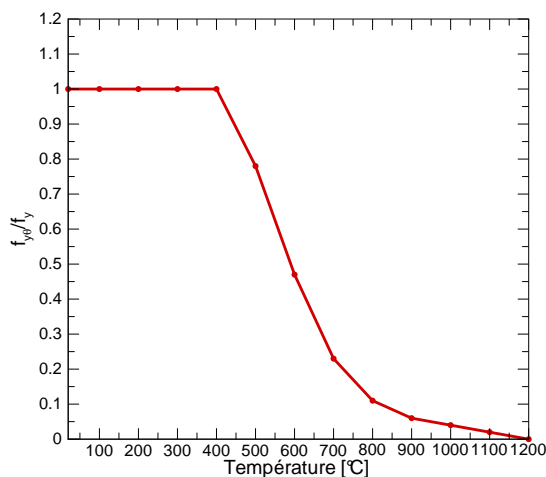


FIG. 2 — Limite d'élasticité efficace de l'acier au carbone selon l'Eurocode 3. La courbe représente l'évolution du rapport entre la limite élastique $f_{y\theta}$ à la température indiquée et la limite élastique f_y à 20 °C.

Estimation des conditions d'échauffement des éléments extérieurs

L'annexe C de la prénorme européenne ENV1993-1-2 fournit une méthode de calcul destinée à vérifier la stabilité des structures situées à l'extérieur des bâtiments. Cette méthode, présentée à l'annexe C de ce manuscrit, a été développée par Law et O'Brien [64] il y a plusieurs décennies. Elle est basée sur un bilan thermique *stationnaire*, ce qui réduit son domaine d'application à des éléments de structure de faible massivité⁹ et non protégés. Cette méthode n'est donc pas applicable à des éléments massifs ou encore des éléments mixtes comme des tubes en acier remplis de béton ou des sections en H ou en I partiellement enrobées. De plus, elle ne peut pas prendre correctement en compte une protection rapportée, même partielle, telle que de la peinture intumescente, un capotage, etc.

Lorsqu'un élément de structure extérieur ne satisfait pas les conditions de stabilité requises, il est nécessaire de le protéger par l'application d'une barrière physique entre lui-même et l'enveloppe du bâtiment, permettant essentiellement de retarder son échauffement. Cette barrière peut prendre la forme d'une enveloppe du bâtiment elle-même résistante au feu, d'un simple déflecteur, d'un boîtier de protection, ou encore d'une protection rapportée de type flocage ou peinture intumescente. Ceci constitue généralement une solution onéreuse et on préfère alors souvent procéder à un changement du concept architectural initialement retenu.

9. La massivité caractérise l'aptitude d'un élément de structure à s'échauffer rapidement. Elle est basée sur le rapport entre le périmètre et l'aire d'une section du profilé considéré.

Les erreurs d'estimation des conditions d'échauffement des éléments extérieurs ont donc des conséquences économiques importantes sur la viabilité d'un projet architectural. Il faut connaître au mieux ces conditions d'échauffement pour ne pas surestimer la protection éventuellement nécessaire, mais tout en restant du côté de la sécurité. L'objectif principal de ce travail de thèse est d'étudier expérimentalement et numériquement les conditions d'échauffement des éléments extérieurs afin de proposer des améliorations à la méthode de calcul actuellement utilisée. Cette démarche s'inscrit ainsi dans le cadre du développement de l'ingénierie de la sécurité contre l'incendie, car elle se propose d'affiner une méthode de calcul destinée à être employée précisément dans ce contexte.

Objectifs et plan du mémoire

Cette thèse a été réalisée dans le cadre d'un partenariat entre le CTICM et l'INSA de Rouen, sous financement Cifre (ANRT). Ce travail se propose d'analyser et de mieux comprendre la physique des feux dans le contexte de sortie de flammes extérieures. Il consiste à valider et à développer un code de calcul destiné à simuler des feux dans des compartiments afin d'étudier les conditions de sortie de flammes, ainsi que les conditions d'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur d'un bâtiment en feu.

Les résultats de cette étude servent alors de base à l'élaboration d'un modèle simplifié. Celui-ci constitue une amélioration de la méthode actuellement en vigueur dans la prénorme européenne ENV1993-1-2, en y introduisant notamment la notion d'instationnarité afin d'élargir son champ d'application.

La présente recherche s'inscrit par ailleurs dans le cadre du projet européen intitulé « *Development of design rules for the fire behavior of external steel structures* (Contract 7210-PR/380) » [27] et dont les objectifs généraux sont les suivants :

- améliorer les modèles existants afin de mieux prédire les actions thermiques sur les éléments de structure extérieurs ;
- étendre les modèles de transferts thermiques afin de prendre en compte les effets des diverses protections thermiques et les différents type d'éléments ;
- vérifier les modèles développés en les confrontant à des résultats expérimentaux ;
- mettre au point des règles de calcul simplifiées permettant d'estimer l'échauffement des éléments de structure.

Il est important de souligner que l'intérêt est ici porté sur la caractérisation des conditions d'échauffement d'éléments de structure, et non pas sur l'éventuelle propagation du feu à d'autres étages du bâtiment voire à des bâtiments tiers. Par ailleurs, la façade du compartiment sera toujours supposée non combustible et résistante au feu. De manière générale, les mécanismes de bris de vitrage ne seront pas étudiés en détail. Le terme « ouverture du compartiment » correspond soit à une fenêtre ouverte, soit à une fenêtre ayant perdu son vitrage, soit à une ouverture due à une perte partielle de vitrage ou d'éléments constituant la façade.

Le plan de ce manuscrit est le suivant :

Chapitre 1

Une synthèse bibliographique des éléments théoriques concernant la physique du feu relative à la problématique permet d'introduire les notions utilisées par la suite.

Chapitre 2

Ce chapitre donne une description de l'outil numérique utilisé dans le cadre de ce travail de thèse. Le contexte de la simulation numérique des écoulements représentatifs de situation d'incendie est d'abord évoqué. L'outil numérique mis en œuvre est ensuite décrit, en mettant l'accent sur l'originalité de certaines approches employées.

Chapitre 3

Une validation progressive de l'outil numérique sur des cas de niveau de complexité croissant est réalisée, afin de s'assurer de la pertinence des résultats qui seront exploités par la suite.

Chapitre 4

Une étude de certains paramètres affectant les flammes extérieures à un local en feu est proposée.

Chapitre 5

Ce chapitre traite de l'élaboration d'un modèle simplifié, dans le prolongement de la méthode actuellement en vigueur dans les Eurocodes.

Annexe A

Cette annexe rappelle brièvement la formulation des équations de Navier Stokes utilisées dans le cadre de cette recherche.

Annexe B

Les équations et hypothèses du modèle à une zone pour un feu de compartiment pleinement développé sont présentées.

Annexe C

Cette annexe contient un aperçu de la méthode actuellement en vigueur pour calculer l'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des locaux en feu.

Annexe D

Cette annexe fournit une description de la méthode expérimentale de calorimétrie par estimation de la consommation d'oxygène mise en œuvre pour les essais réalisés dans le cadre de ce travail.

Annexe E

Un exemple d'utilisation de l'outil numérique est présenté. Il s'agit de la simulation d'un cas expérimental destinée à estimer l'effet des moyens de mesure sur le feu.

Aspects phénoménologiques

CE premier chapitre présente les éléments fondamentaux permettant de préciser le cadre du présent travail de thèse. Dans une première partie, le couplage des principaux phénomènes physiques mis en jeu lors d'un incendie est souligné. Trois aspects essentiels de la physique du feu sont ensuite évoqués : les phénomènes de combustion, la nature turbulente des écoulements et le transfert d'énergie par rayonnement au sein des milieux considérés.

Les processus de combustion rencontrés dans les situations d'incendie sont intimement liés à la nature turbulente des écoulements. De manière générale, l'étude des temps caractéristiques des mécanismes physiques intervenant au cours d'un incendie permet de repérer quels sont les phénomènes principaux régissant le problème. Ceci présente l'avantage de simplifier l'approche utilisée. La question de la modélisation liée à la turbulence, avec ses enjeux numériques sous-jacents, est incontournable car elle constitue l'un des principaux facteurs limitant actuellement les capacités de prédiction des situations d'incendie. La modélisation des phénomènes de transfert radiatif à travers les milieux participant constitue également une difficulté majeure pour la simulation numérique du feu.

Dans un second temps, le cas particulier du feu situé dans un compartiment est décrit. Cette description est essentielle car l'étude du phénomène de sortie de flammes passe par la connaissance des propriétés du feu dans le local. Les différents degrés de modélisation du feu de compartiment sont donc présentés pour situer la problématique et les moyens d'y répondre avec les outils actuellement disponibles.

Pour terminer, l'accent est mis sur la caractérisation des flammes extérieures, afin de fournir un panorama des connaissances actuelles en la matière, permettant ainsi de replacer le sujet dans son contexte.

I.1 Éléments théoriques fondamentaux

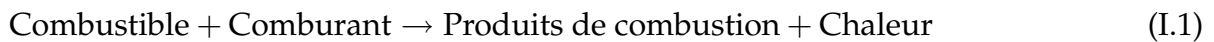
L'incendie est un phénomène très complexe de combustion non maîtrisée dans le temps et l'espace, durant lequel interviennent pratiquement tous les processus physiques observables au sein des écoulements réactifs subsoniques.

Le feu met en jeu des phénomènes qui sont fortement interdépendants, non seulement à petite échelle au niveau de la zone de réaction, mais aussi à grande échelle, jusqu'au niveau des conditions aux limites du domaine étudié. Par exemple, à grande échelle, le panache thermique issu d'une flamme crée un entraînement d'air qui apporte de l'air frais vers les zones de réaction et entretient ainsi les processus de combustion. Au niveau des petites échelles, la zone de réaction est influencée par la turbulence de l'écoulement qui contrôle la mise en présence des réactifs. En même temps, la turbulence est elle-même alimentée en énergie par les mouvements à grande échelle.

I.1.1 Combustion

I.1.1.1 Réaction globale

La combustion est un phénomène d'oxydation mettant généralement en jeu un grand nombre de réactions chimiques irréversibles selon un schéma global typiquement de la forme [124, 89] :



Cet ensemble de réactions induit la plupart du temps un fort dégagement de chaleur qui correspond au gain d'énergie résultant à la fois des ruptures des liaisons entre les molécules du combustible, et de la création de nouvelles molécules chimiquement plus stables. Ce dégagement de chaleur est localisé dans une région très mince de l'espace appelée « flamme ». La flamme est un milieu gazeux où se produisent des réactions chimiques, des phénomènes de diffusion d'espèces chimiques, ainsi que des émissions lumineuses¹. Le taux de réaction global entre combustible et comburant est une grandeur physique qui varie de façon très brusque dans l'espace. Elle est de plus fortement non linéaire en fonction de la température. L'épaisseur de la zone de réaction est de l'ordre du millimètre pour les situations courantes [14]. Ceci conduit à des gradients thermiques très importants et donc à de fortes variations de masse volumique. Il s'ensuit naturellement de forts transferts de masse et de chaleur.

Les combustibles utilisés pour la plupart des applications industrielles sont principalement le bois, le charbon, les hydrocarbures ou l'hydrogène. La variété des matériaux prenant part aux incendies est encore plus vaste. Il peut s'agir de combustibles existant sous forme solide, liquide ou gazeuse. On peut citer en particulier les thermoplastiques, les polymères thermodurcis ou d'autres produits dérivés du bois [7]. À chaque combustible correspond une chaleur de combustion également appelée *pouvoir calorifique* et qui représente la quantité d'énergie produite par unité de masse de combustible, lors de la combustion complète et idéale de celui-ci. Il existe deux valeurs du pouvoir calorifique selon la prise

1. Par chimiluminescence.

en compte ou non de l'énergie de condensation de l'eau produite par la combustion. Le pouvoir calorifique inférieur (PCI) ne prend pas en compte la condensation de l'eau, à l'opposé du pouvoir calorifique supérieur (PCS). Dans le domaine de l'étude des incendies, les valeurs généralement utilisées pour les chaleurs de combustion correspondent au PCI car il est supposé que la vapeur d'eau est entraînée dans les fumées sans se condenser.

I.1.1.2 Pyrolyse

La combustion des solides résulte généralement du phénomène de pyrolyse. La pyrolyse est un mécanisme de dégradation, sous l'effet d'un flux thermique, des polymères existant à haute température à la surface d'un matériau combustible solide [24]. Ceci permet de générer des éléments combustibles volatiles quittant le solide pour venir alimenter une flamme. La combustion de ces derniers libère alors de la chaleur qui maintient le flux thermique à l'origine de la pyrolyse. Lorsque l'apport d'air le permet, le phénomène est ainsi autoentretenu jusqu'à épuisement du matériau combustible [29]. La pyrolyse ne se réduit pas à un phénomène de sublimation car la structure moléculaire des éléments volatiles est différente de celle des molécules constituant le solide.

I.1.1.3 Types de combustion

Combustion vive avec flammes

La combustion avec flammes a principalement lieu en phase gazeuse avec pour comburant l'oxygène contenu dans l'air ambiant. L'écoulement gazeux, généralement turbulent, exerce un rôle important sur le mélange des réactifs. Une étude détaillée des phénomènes inhérents à la combustion nécessite donc une prise en compte suffisamment précise des effets de la turbulence [93].

Il existe deux grands types de flammes selon la manière dont sont introduits les réactifs au sein de la zone de réaction. On distingue les flammes prémélangées, où les réactifs sont initialement mélangés avant de réagir, et les flammes de diffusion, lorsque les réactifs sont introduits de part et d'autre de la zone de réaction puis sont entraînés l'un vers l'autre par diffusion moléculaire [93, 124, 14].

Flamme de diffusion

Lorsque les éléments volatiles générés par la pyrolyse ne se prémélangent pratiquement pas à l'oxygène contenu dans l'air avant d'atteindre les zones de réaction, la combustion est de type « flamme de diffusion ». C'est ce type de flammes qui prédomine au cours d'un feu bien développé [41], faisant l'objet du présent travail. La figure I.1 montre schématiquement la structure d'une flamme de diffusion. La combustion y est contrôlée à la fois par les réactions chimiques et par le transport des réactifs l'un vers l'autre. La cinétique des réactions chimiques est fortement favorisée par les températures atteintes au niveau de la flamme, et c'est le transfert de masse qui, en régissant la mise en présence des réactifs, constitue souvent le principal facteur limitant le taux de réaction [93].

Le nombre de Damköhler Da compare le temps caractéristique de la diffusion moléculaire τ_t et celui de la réaction chimique τ_c : $Da = \tau_t/\tau_c$. Dans le cas des flammes turbulentes, ce nombre permet de caractériser l'effet de la turbulence sur la combustion. Les écoulements rencontrés en situation d'incendie sont généralement assez turbulents pour

que le temps chimique soit petit devant le temps turbulent, ce qui correspond à des valeurs élevées du nombre de Damköhler [89, 124]. En effet, le brassage dû à la turbulence favorise grandement les transferts de masse et d'énergie au niveau de la zone de réaction en augmentant la surface d'échange et en améliorant les phénomènes de diffusion [93]. L'interaction de la turbulence avec les phénomènes de combustion permet d'atteindre des intensités volumiques de dégagement de chaleur nettement plus élevées qu'en régime laminaire.

La flamme turbulente à haut nombre de Damköhler est habituellement représentée comme une mince zone de réaction convectée et déformée par l'écoulement. La structure interne de la zone de réaction est supposée non perturbée par la turbulence et peut ainsi être décrite comme composée d'éléments de flammes laminaires généralement appelées *flammelettes*. La théorie des flammes laminaires est donc applicable localement au niveau de la zone de réaction. L'hypothèse de chimie infiniment rapide postule un temps chimique τ_c nul, et donc un nombre de Damköhler infini. Cette approche, utilisée dans le cadre de ce travail [73], est un cas idéalisé qui est souvent employé car il constitue une simplification importante de la description du problème.

Flamme de prémélange

Il arrive parfois que les éléments volatiles combustibles soient produits puis mélangés à l'air ambiant sans brûler. Il existe alors un phénomène de prémélange pouvant entraîner une déflagration au cas où un point chaud viendrait enflammer l'ensemble du mélange gazeux, ou lorsqu'un apport d'air soudain permettrait au mélange de s'enflammer en abaissant sa richesse².

Feu couvant

Un autre type de combustion, en *feu couvant*³, peut également exister pour certains combustibles poreux [28, 83]. Ce régime est caractérisé par une combustion relativement lente, sans présence de flammes. L'exemple classique de ce type de combustion est celui de la cigarette. La porosité du combustible permet de fournir l'air nécessaire à la propagation de la zone de réaction dans le solide. Le feu couvant est le type de combustion le plus souvent rencontré durant les premiers instants des incendies réels. Il est plus difficile à détecter que la présence de flammes et il peut se propager pendant une longue période avant de donner naissance à la transition rapide vers une combustion avec flammes, suite à une augmentation brutale du taux de production d'éléments volatiles.

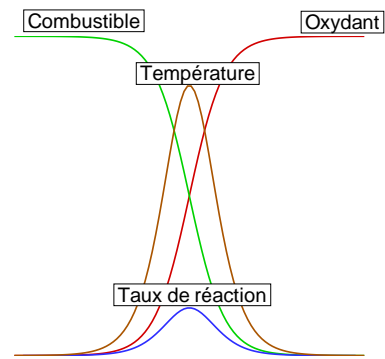


FIG. I.1 — Structure d'une flamme de diffusion laminaire. La zone de réaction correspond à la région où combustible et oxydant sont mis en présence par diffusion moléculaire. La réaction étant exothermique, il en résulte une forte élévation de température.

2. Ceci peut se produire en pratique lors de l'ouverture d'une porte ou du bris d'une fenêtre. C'est le phénomène de *backdraft* redouté par les services de secours.

3. « *Smoldering combustion* » en anglais.

I.1.1.4 Cas de la combustion du bois

De nombreux matériaux présents dans les bâtiments possèdent un comportement se rapprochant de celui du bois en situation d'incendie. C'est la raison pour laquelle la combustion de ce matériau est présentée ici.

Le bois est un composé naturel constitué d'un mélange complexe de différents polymères dont les principaux sont la cellulose, l'hémicellulose et la lignine [29, 107]. Ces polymères se décomposent par un mécanisme de pyrolyse entre 200 °C et 500 °C. Le bois contient également une partie d'humidité qui varie selon l'environnement de stockage de celui-ci. C'est un matériau non isotrope car il possède une structure constituée de fibres naturelles, ce qui entraîne que ses propriétés thermiques et sa porosité varient selon les directions suivies.

Lorsqu'un morceau de bois est soumis à un flux thermique, il apparaît, à partir d'une température de surface d'environ 200 °C, une zone de pyrolyse se propageant au sein du solide. En même temps se produit un processus de carbonisation donnant naissance à une couche carbonisée en surface dont l'épaisseur augmente au cours du temps [48]. Au fur et à mesure que cette couche se développe, des craquelures apparaissent, favorisant l'émission d'éléments volatils produits au niveau de la zone de pyrolyse (figure I.2)[88]. La couche carbonisée en surface fait écran au flux thermique et limite ainsi le taux de production de gaz combustibles au sein de la zone de pyrolyse [43]. Mais cette couche carbonisée peut également être oxydée en libérant de la chaleur. Ce phénomène reste le seul mécanisme de production de chaleur une fois que la totalité du bois est carbonisée.

La présence d'un écoulement forcé au voisinage de la surface du bois permet de décrocher et d'entraîner des morceaux de la couche carbonisée, contribuant ainsi au maintien d'un taux de pyrolyse élevé, en diminuant l'effet protecteur de cette couche.

Production de suies

Au cours d'un incendie, les conditions dans lesquelles se déroulent les réactions de combustion ne sont pas idéales, ce qui entraîne la production d'espèces intermédiaires. Avec la condensation de certaines espèces gazeuses, ceci conduit notamment à la formation des suies. Celles-ci jouent un rôle déterminant au niveau des échanges radiatifs au sein du feu. Elles sont par exemple à l'origine de la luminosité visible des flammes. Le lecteur est renvoyé aux références [12, 56] pour de plus amples détails sur la formation des suies, et à la référence [78] pour les particularités des suies présentes dans un incendie.

Les particules de suie sont des agrégats composés essentiellement de carbone et dont la

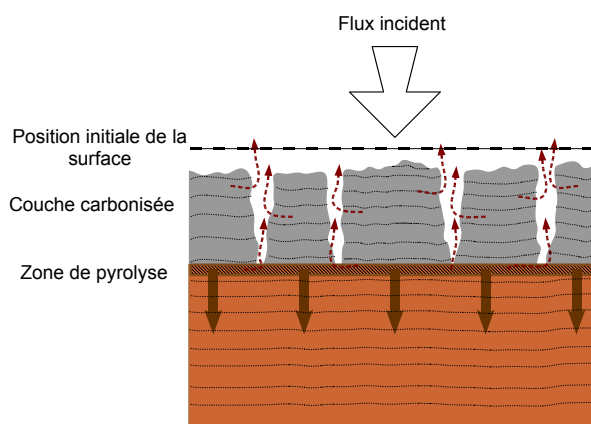


FIG. I.2 — Mécanismes de combustion du bois. Les éléments volatils produits au sein de la zone de pyrolyse se propagent majoritairement le long des fibres du bois. La couche carbonisée fait écran au rayonnement incident vis à vis de la partie vierge du bois.

morphologie est complexe. Elles mesurent typiquement entre 5 et 80 nm et possèdent une densité comprise entre 1800 et 2000 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. La fraction volumique de suies dans les fumées est généralement comprise entre 10^{-8} et 10^{-6} . Au cours de leur séjour dans les flammes, les suies passent par différents états, si bien que l'on parle de « cycle de vie des suies ».

La formation des suies se produit au cours d'un processus de nucléation qui correspond à la génération des précurseurs, c'est-à-dire des premières petites particules solides. Ensuite intervient un mécanisme de croissance de surface durant lequel des molécules gazeuses interagissent avec les particules solides déjà constituées pour finir de former l'essentiel de la masse de suies. Les collisions dues aux mouvements de ces particules primaires donnent alors naissance par coagulation et agglutination à des agrégats de nature plus ou moins fractale. Ces derniers sont alors susceptibles d'être oxydés lorsqu'ils traversent des zones où de l'oxygène ou des radicaux OH sont présents en quantité suffisante. Cette oxydation peut entraîner une réduction du nombre ou de la masse des particules de suie. On parle parfois à ce sujet de « re-combustion des suies ».

Le cycle de vie des suies est complexe car il est fortement couplé avec les autres processus physiques se produisant au cours d'un feu. C'est la raison pour laquelle la modélisation des suies reste très délicate et est souvent traduite par des corrélations empiriques simples dans les codes de calcul.

I.1.2 Turbulence des écoulements

I.1.2.1 Introduction

La compréhension et la prédiction des mécanismes inhérents à la turbulence des écoulements demeurent aujourd'hui encore un défi majeur, source de nombreux travaux expérimentaux et théoriques. La turbulence, en tant que phénomène physique, n'a pas de définition scientifique précise [102]. D'un point de vue général, les écoulements turbulents sont caractérisés par une apparence très désordonnée, un comportement non prévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. Des fluctuations du rotationnel de vitesse ainsi qu'une forte diffusivité et une forte dissipation font partie des caractéristiques essentielles de la turbulence [9].

Le phénomène de turbulence apparaît lorsque la source d'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est relativement intense devant les forces de viscosité qui s'opposent aux déplacements. L'inverse de cette situation est le régime *laminaire* pour lequel l'écoulement est régulier et prévisible. Un nombre adimensionnel caractérisant le degré de turbulence d'un écoulement est le nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$, où U et L sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristiques du problème, et où ν est la viscosité cinématique du fluide. Ce nombre représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité. Pour des faibles nombres de Reynolds, la viscosité l'emporte et l'écoulement demeure laminaire car toute instabilité est rapidement dissipée. Le cas asymptotique $Re \rightarrow 0$ correspond à un écoulement dit « rampant », classiquement décrit par le modèle de Stokes. À l'inverse, pour des nombres de Reynolds élevés, l'écoulement est le siège de nombreuses instabilités caractéristiques du régime turbulent. Le cas asymptotique $Re \rightarrow \infty$ correspond à une élimination complète des termes visqueux, ce qui aboutit au modèle d'Euler [19]. Les écoulements réels correspondent généralement à des valeurs finies et non nulles du nombre de Reynolds.

La diversité des échelles présentes au sein d'un écoulement turbulent provient de la non linéarité des équations de Navier Stokes⁴ régissant les caractéristiques de celui-ci. Une conséquence importante de cette non linéarité est que l'on observe des transferts d'énergie entre grandes et petites structures [9]. La turbulence est alimentée par les grandes structures les plus énergétiques de l'écoulement, dont la taille caractéristique est appelée *échelle intégrale*. L'énergie injectée au niveau des grandes échelles « cascade » alors de proche en proche vers des échelles de plus en plus petites jusqu'à ce que le transfert d'énergie soit limité par la viscosité moléculaire⁵. L'échelle en dessous de laquelle l'énergie ne peut être qu'entièrement dissipée par la viscosité du fluide est appelée *échelle de Kolmogorov*. Elle correspond à la taille des plus petites structures existant au sein du fluide. La figure I.3 montre schématiquement la répartition de l'énergie et de la dissipation turbulente en fonction du nombre d'onde $k = 2\pi/x$, où x est une échelle caractéristique de tourbillon.

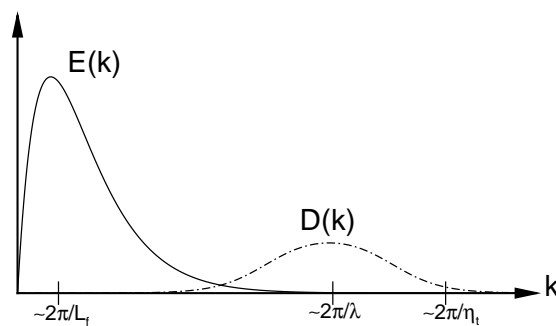


FIG. I.3 — Spectres de l'énergie cinétique turbulente $E(k)$ et de la dissipation turbulente $D(k)$ en fonction du nombre d'onde k . L'échelle intégrale L_f correspond aux plus grandes structures énergétiques alors que l'échelle de Kolmogorov η_t correspond à l'échelle à laquelle l'énergie turbulente est entièrement dissipée. L'échelle de Taylor λ est l'échelle la plus dissipative de l'écoulement.

Le phénomène de cascade énergétique est illustré par la figure I.4. Le spectre de l'énergie turbulente d'un champ turbulent homogène et isotrope y est représenté. Ce spectre peut être décomposé en trois zones :

- une zone de production d'énergie au niveau des grandes échelles ;
- une zone intermédiaire de transfert d'énergie communément appelée *zone inertielle*, et dont le spectre d'énergie évolue en $k^{-5/3}$;
- une zone dissipative où l'essentiel de l'énergie est dissipé par viscosité moléculaire sous forme de chaleur.

I.1.2.2 Simulation numérique de la turbulence

La simulation numérique de la turbulence connaît un essor grandissant depuis le début des années 1970, avec l'avènement de l'informatique et le développement des techniques

4. Une formulation de ces équations est donnée à l'annexe A.

5. En effet, des particules fluides très proches ne peuvent conserver leurs différences de vitesse.

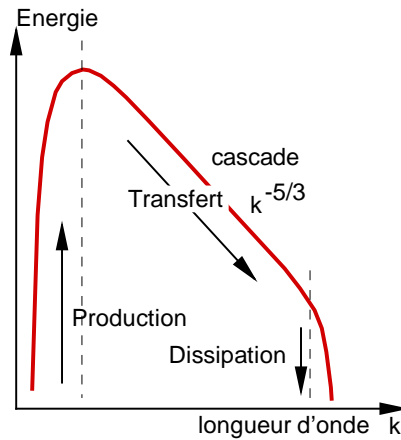


FIG. I.4 — Représentation schématisée du spectre d’une turbulence homogène et isotrope illustrant le phénomène de cascade turbulente. L’énergie injectée au niveau des grandes échelles cascade de proche en proche dans l’espace de Fourier pour finir de se dissiper totalement à l’échelle de Kolmogorov.

de modélisation.

La simulation numérique directe des écoulements turbulents, communément appelée **DNS** pour *Direct Numerical Simulation*, se propose de résoudre toutes les échelles de l’écoulement étudié. Le rapport d’échelle entre les plus grandes et les plus petites structures d’un écoulement turbulent varie comme le nombre de Reynolds élevé à la puissance $9/4$ [9, 100, 93]. Dans la plupart des applications courantes, ce rapport est tel qu’il est impossible de résoudre numériquement toutes les échelles présentes au sein de l’écoulement. En effet, cela requiert l’utilisation d’une discrétisation incompatible avec la puissance informatique actuellement disponible. Étant donné ces limitations, la DNS se restreint encore aujourd’hui à des écoulements peu turbulents et sur des petits domaines de calcul. Cependant, même si elle reste pour le moment incapable de simuler des écoulements industriels dans leur globalité, elle offre la possibilité de réaliser de véritables « expériences numériques » à petite échelle qui permettent de mener des études fondamentales sur la dynamique de la turbulence. La DNS permet aussi de fournir des résultats souvent inaccessibles expérimentalement et qui servent alors de référence pour tester les autres formes de simulation de la turbulence.

Heureusement, une connaissance extrêmement fine de toutes les structures de l’écoulement n’est pas indispensable en pratique. Il est ainsi possible de réaliser des simulations sur des maillages compatibles avec la puissance de calcul disponible, à condition de réduire le spectre des phénomènes à résoudre. Pour simuler numériquement les écoulements industriels, on utilise une *modélisation* de la turbulence. Deux grands types d’approche sont actuellement employés pour y parvenir :

- **l’approche RANS** (*Reynolds Averaged Navier Stokes*)

Dans le cadre de cette approche, seules les valeurs statistiquement moyennées des

grandeurs de l'écoulement sont recherchées. Pour cela, chaque grandeur Φ est au préalable décomposée en $\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$ où

$$\bar{\Phi} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Phi^{(i)}$$

est une moyenne sur un nombre théoriquement infini de réalisations (i) et Φ' est la valeur fluctuante. Cette décomposition est alors introduite dans les équations de Navier Stokes, qui sont ensuite « moyennées », afin d'écrire des équations régissant les grandeurs recherchées. Il apparaît alors dans ces équations des termes additionnels correspondant à des produits de fluctuations de certaines grandeurs, qu'il faut estimer à l'aide de modèles de fermeture. L'approche RANS permet d'utiliser des maillages relativement grossiers et des pas de temps assez larges, ce qui aboutit à des temps de calcul raisonnablement réduits. Son principal inconvénient est que la fermeture des équations est délicate car sa portée est très générale, puisqu'elle modélise l'ensemble du spectre turbulent.

– **la simulation des grandes échelles ou LES** (*Large Eddy Simulation*)

Avec l'accroissement de la puissance informatique, cette approche connaît actuellement un fort développement, notamment pour l'étude de la combustion turbulente dans de nombreux contextes (moteurs, brûleurs, incendies, etc.). La simulation des grandes échelles est basée sur l'idée que si les grandes structures de l'écoulement sont très différentes selon la géométrie du problème, les petits tourbillons tendent au contraire à posséder un caractère universel et isotrope.

Le principe de la LES est de simuler uniquement les grandes échelles de l'écoulement, les effets des petites échelles étant seulement modélisés, avec par conséquent un problème de fermeture à résoudre. La simulation des grandes échelles est une sorte de « macro-simulation » similaire à une simulation numérique directe réalisée sur un maillage insuffisamment fin pour capter toutes les structures de l'écoulement. Ceci nécessite la présence de termes additionnels dans les équations afin de corriger les erreurs dues à la perte d'information au niveau de chaque maille. Ces termes de « sous-maille » traduisent les effets des petites structures non résolues sur les grandes structures résolues.

Cette voie est particulièrement prometteuse car elle tend naturellement vers la simulation directe lorsque l'on réduit la taille des mailles, et aussi parce qu'elle introduit moins d'empirisme que la méthode précédente qui ne peut représenter que l'écoulement moyen, quelle que soit la résolution du maillage utilisé. La figure I.5 illustre schématiquement le traitement LES de la turbulence.

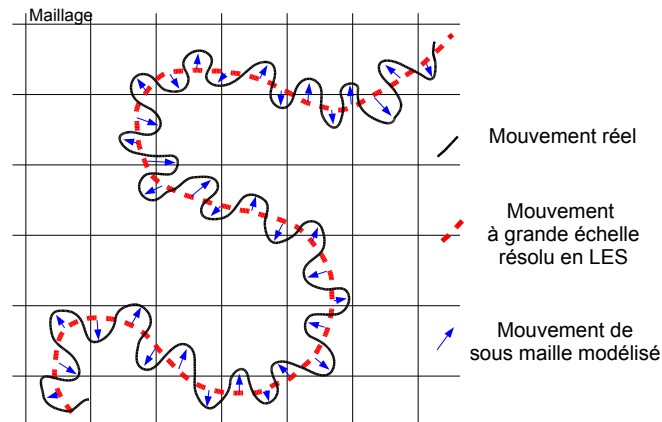


FIG. I.5 — Représentation schématique de l'approche LES

I.1.3 Rayonnement thermique

Un panorama détaillé concernant le rayonnement thermique et le transfert radiatif est disponible dans les références [113, 50, 106]. Le but de cette section est de rappeler les notions élémentaires employées dans ce manuscrit et les notations associées.

I.1.3.1 Généralités

Tout corps porté à une température absolue non nulle possède une énergie interne entraînant une agitation moléculaire à l'origine de l'émission d'un rayonnement électromagnétique. Ce type de rayonnement, qui correspond à des longueurs d'onde allant de 0.1 à 100 μm , est appelé « rayonnement thermique ». De l'énergie est en permanence échangée entre tout système matériel et le champ de rayonnement thermique dans lequel il se situe. Les deux processus de conversion qui interviennent sont l'émission spontanée de rayonnement et l'absorption du rayonnement incident. Ces phénomènes correspondent à la variation discontinue des niveaux d'énergie des atomes situés en surface du corps considéré.

Pour les feux dont la taille caractéristique excède 0.2 m, le rayonnement constitue le mode de transfert thermique dominant [122]. Deux caractéristiques essentielles le distinguent des autres modes de transfert thermique : la dépendance de l'énergie rayonnée en la puissance quatrième de la température et l'absence de la nécessité d'un support matériel pour se propager. Cette dernière caractéristique est à l'origine de la difficulté à modéliser les transferts radiatifs. En effet, les phénomènes de conduction et de convection mettent en jeu des transferts d'énergie de proche en proche et leur modélisation aboutit à des équations différentielles, alors que les problèmes de rayonnement sont modélisés par des équations intégral-différentielles, dont la résolution est plus délicate. À cette difficulté s'ajoute le fait que les propriétés radiatives des corps réels sont généralement assez mal connues.

Corps noir

La théorie du rayonnement thermique utilise le concept de *corps noir* qui est par définition un corps idéal qui absorbe totalement tout rayonnement incident sans réfléchir aucune

partie de celui-ci. Le corps noir possède la propriété importante d'absorber et d'émettre de la même façon dans toutes les directions⁶.

La puissance totale rayonnée par un élément de surface dS dans toutes les directions, ramenée à l'unité de surface, est l'*émittance* de l'élément. Cette grandeur hémisphérique caractérise l'émission de rayonnement thermique propre. La distribution spectrale de l'émittance du corps noir est donnée par la fonction de Planck :

$$e_{\lambda,b} = \frac{2\pi hc_0^2 \lambda^{-5}}{\exp\left[\frac{hc_0}{\lambda kT}\right] - 1}, \quad (\text{I.2})$$

où λ désigne la longueur d'onde, c_0 est la vitesse de la lumière, k est la constante de Boltzmann, et h est la constante de Planck. Cette relation est représentée sur la figure I.6 pour différentes températures.

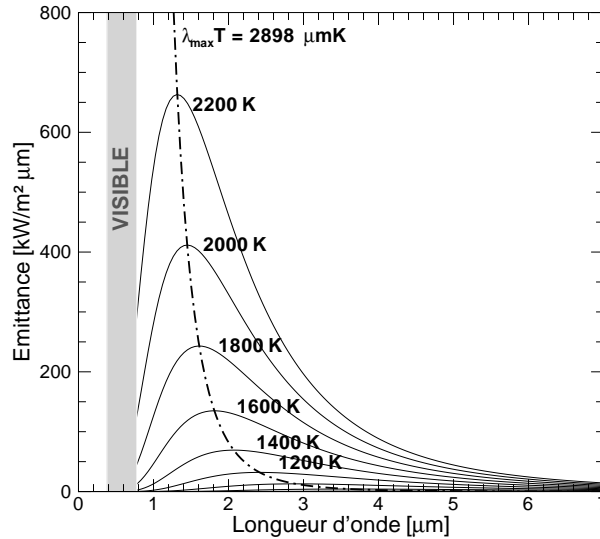


FIG. I.6 — Répartition spectrale de l'émittance du corps noir pour différentes températures. La courbe en pointillés correspond à la loi de déplacement de Wien $\lambda_{max}T \simeq 2898 \mu\text{mK}$ qui définit le lieu des maxima de la fonction de Planck. On peut remarquer que pour les températures couramment rencontrées dans les incendies, l'essentiel du rayonnement se produit dans le domaine de l'infrarouge.

L'émittance *totale* du corps noir s'obtient en intégrant l'émittance *spectrale*, ce qui aboutit au résultat classique :

$$e_b = \int_0^\infty e_{\lambda,b} d\lambda = \int_0^\infty \frac{2\pi hc_0^2 \lambda^{-5}}{\exp\left[\frac{hc_0}{\lambda kT}\right] - 1} d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c_0^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \quad (\text{I.3})$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

6. Il s'agit de rayonnement *diffus*.

Émissivité

Lorsqu'il ne présente pas de direction privilégiée d'émission, un corps réel peut être caractérisé de manière simple par rapport au corps noir. Ceci est réalisé via l'*émissivité* spectrale qui est définie comme le rapport entre l'émittance spectrale réelle du corps considéré et celle du corps noir dans les mêmes conditions.

L'hypothèse du *corps gris* postule que l'émissivité spectrale ne dépende pas de la longueur d'onde. Cette hypothèse est généralement assez bien vérifiée en pratique dans la plupart des cas⁷ [122]. L'émittance d'un corps réel s'écrit alors $e = \epsilon e_b = \epsilon \sigma T^4$. Il faut ici noter que l'émissivité reste une grandeur difficile à connaître avec précision car elle dépend de nombreux paramètres physiques comme la nature du matériau considéré, sa température mais aussi son état de surface, etc.

Loi de Kirchhoff

Lorsqu'un rayonnement thermique atteint la surface d'un solide, une partie de celui-ci est absorbée, une autre est réfléchiée et une dernière est éventuellement transmise à travers le matériau. La partie du rayonnement qui est absorbée est convertie en énergie interne localisée dans une mince couche du matériau située près de sa surface. Cette énergie participe au comportement émissif du matériau. La fraction du rayonnement incident qui est absorbée est l'*absorptivité* du matériau. La loi de Kirchhoff stipule qu'à l'équilibre thermodynamique, l'absorptivité spectrale est égale à l'émissivité spectrale, soit $\epsilon_\lambda(T, \theta, \phi) = \alpha_\lambda(T, \theta, \phi)$, où α désigne l'absorptivité, et θ, ϕ sont les angles caractérisant la direction du rayonnement.

Dans le cas d'un rayonnement diffus et dans l'hypothèse du corps gris, cette relation s'applique aux grandeurs totales et devient simplement $\epsilon(T) = \alpha(T)$. Ainsi, en première approximation, un seul paramètre peut être utilisé pour caractériser le comportement d'un matériau vis à vis du rayonnement thermique, ce qui simplifie fortement le problème.

Luminance énergétique

La *luminance énergétique* L_{O_x} émise par une surface élémentaire dS dans une direction O_x correspond à la puissance radiative émise par unité d'angle solide dans l'angle solide $d\Omega$ entourant la direction O_x , divisée par la projection de l'aire de cette source *orthogonalement* à la direction O_x (figure I.7) :

$$L_{O_x} = \frac{d\varphi_x}{d\Omega dS \cos \theta} \quad (\text{I.4})$$

La luminance énergétique est une grandeur qui caractérise la puissance radiative émise par une source dans une direction donnée, indépendamment des considérations géométriques liées à la position et à la forme du récepteur. Ainsi, le flux radiatif envoyé par un élément de surface élémentaire dS_1 de luminance L_1 vers un autre élément de surface élémentaire dS_2 s'écrit simplement

$$d\varphi = L_1 d\Omega dS_1 \cos \theta_1 = L_1 \frac{dS_1 \cos \theta_1 dS_2 \cos \theta_2}{r^2}, \quad (\text{I.5})$$

7. Il existe toutefois des matériaux, tel que le verre par exemple, qui ne peuvent pas être assimilés à un corps gris.

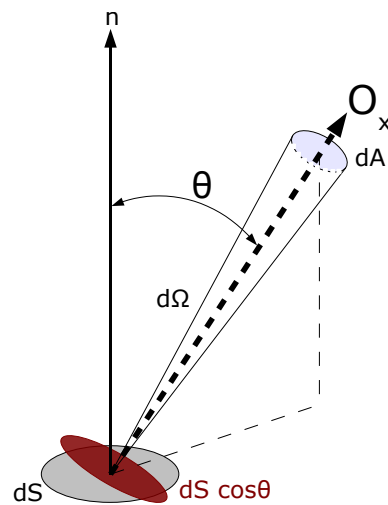


FIG. I.7 — Notations utilisées pour la définition de la luminance énergétique

où r est la distance séparant les deux éléments de surface, alors que θ_1 et θ_2 sont les angles que font les normales aux surfaces par rapport à la droite joignant ces deux surfaces. Cette relation doit être intégrée pour calculer par exemple les échanges entre une surface élémentaire et une surface finie, faisant ainsi apparaître la notion de *facteur de configuration*.

Le rayonnement est *diffus* lorsque la luminance ne dépend pas de la direction O_x . Dans ce cas, l'intégrale sur tout l'hémisphère de la relation (I.4) aboutit au résultat remarquable

$$\frac{1}{dS} \int d\varphi_x = \int_{2\pi} L_{O_x} \cos \theta d\Omega = L \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi = \pi L, \quad (\text{I.6})$$

ce qui permet d'exprimer la luminance en fonction de l'émittance sous la forme $L = e/\pi$, soit pour le corps noir : $L_b = \sigma T^4/\pi$.

Les problèmes d'échanges radiatifs entre surfaces séparées par un milieu transparent sont généralement traités en faisant l'hypothèse que les surfaces sont des corps gris isothermes et que le rayonnement est diffus [122].

I.1.3.2 Interaction du rayonnement avec les gaz dans les incendies

Dans l'air ambiant et pour des distances entre solides de l'ordre de quelques mètres, la description des échanges radiatifs peut être réalisée en considérant que les solides sont séparés par un milieu parfaitement transparent. Au cours d'un incendie, la situation est différente. Les interactions lumière-matière entre les fumées issues de la combustion et le rayonnement thermique ne peuvent être négligées car elles perturbent significativement les échanges radiatifs.

En effet, certaines molécules constituant les gaz de combustion participent à l'absorption du rayonnement thermique et il existe également au sein des fumées des particules solides à l'origine des phénomènes de diffusion des photons dans diverses directions.

Mécanismes de diffusion du rayonnement

Les phénomènes de diffusion du rayonnement ont pour origine deux mécanismes distincts qui sont brièvement présentés maintenant.

Absorption/émission

Certaines molécules de gaz, ainsi que les particules solides constituant les fumées, sont susceptibles de voir leur niveau d'énergie augmenter par absorption d'une partie du rayonnement incident. L'état alors atteint est instable et le retour à l'état de repos s'accompagne d'une *émission* d'énergie radiative, sans direction privilégiée.

De l'énergie radiative peut être emmagasinée par certaines molécules ou certaines particules sous forme de rotation, de vibration ou encore en modifiant l'état d'énergie de leurs électrons. Les quantités d'énergie pouvant être acquises ou restituées de la sorte dépendent de la structure même des molécules et particules concernées, et prennent des valeurs discrètes. Ces quantités correspondent donc à certaines plages de valeurs de la longueur d'onde du rayonnement incident. Ainsi, un gaz présente des *bandes d'absorption* en dehors desquelles il peut être considéré comme totalement transparent au rayonnement. En ce qui concerne le rayonnement thermique, la transition entre les différents états d'énergie d'une molécule est d'autant plus aisée que cette dernière est de nature asymétrique, c'est-à-dire que la répartition des charges électriques en son sein crée un moment dipolaire important [50]. Ceci explique pourquoi les molécules monoatomiques ou diatomiques symétriques telles que N_2 ou O_2 n'interagissent pas avec le rayonnement thermique. L'air ambiant peut donc être supposé transparent vis à vis de ce type de rayonnement. Au sein des gaz issus de la combustion, les molécules asymétriques comme CO_2 , H_2O , CH_4 , etc., ainsi que les particules comme les suies, présentent au contraire des bandes d'absorption non négligeables. Pour la plupart des incendies, il est généralement supposé que ce sont les suies qui contrôlent l'essentiel de l'absorption du rayonnement dans les fumées [122].

Déviations

Le second mécanisme de diffusion est lié au phénomène de déviation des photons dû à la présence de particules solides au sein des fumées. Ces phénomènes peuvent prendre diverses formes. La diffusion de Rayleigh est observée lorsque la taille caractéristique des particules est largement inférieure à la longueur d'onde du rayonnement incident. Ce type de diffusion présente une forte dépendance par rapport à la longueur d'onde. La diffusion de Mie intervient lorsque la taille des particules est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Elle est plus complexe et présente une très grande variation angulaire. Elle dépend également de la longueur d'onde mais aussi de la taille des particules. Ces phénomènes complexes restent pour le moment très difficiles à modéliser avec précision.

Équation de transfert radiatif

Au cours de la propagation du rayonnement dans un milieu participant, les divers phénomènes qui viennent d'être évoqués modifient la valeur de la luminance énergétique. La mise en équation des effets de l'interaction entre le milieu et le rayonnement est maintenant brièvement présentée.

On considère dans un premiers temps un milieu non diffusif. Lorsqu'elle traverse un élément d'épaisseur dx , la luminance énergétique monochromatique voit son intensité dé-

croître par absorption. La variation de luminance est classiquement modélisée par une équation du type

$$dL_\lambda = -\kappa L_\lambda dx, \quad (I.7)$$

où κ est le *coefficient d'absorption*. C'est une fonction de l'espace⁸ qui dépend également de la longueur d'onde du rayonnement.

Supposons que le milieu considéré soit situé dans une enceinte dont les parois sont des corps noirs. L'élément d'épaisseur dx absorbe la quantité $\kappa L_{\lambda,b} dx$ et doit également émettre la même quantité d'énergie afin de maintenir l'équilibre thermodynamique. Cela signifie que tout élément d'épaisseur dx émet aussi du rayonnement. Le bilan d'énergie s'écrit alors

$$\frac{dL_\lambda}{dx} = -\kappa L_\lambda + \kappa L_{\lambda,b} \quad (I.8)$$

Lorsque l'on s'intéresse aux propriétés diffusives du milieu, il faut ajouter à ce bilan un terme d'absorption supplémentaire, ainsi qu'un terme lié à la diffusion. La relation précédente s'écrit alors sous la forme couramment admise

$$\frac{dL_\lambda}{dx} = -\kappa L_\lambda + \kappa L_{\lambda,b} - \sigma L_\lambda + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi L_\lambda d\Omega, \quad (I.9)$$

où κ est le coefficient d'absorption et σ est le coefficient de diffusion. Le dernier terme fait apparaître la *fonction de phase* Φ , qui correspond à l'intensité effectivement diffusée dans une direction, divisée par l'intensité qui serait diffusée dans cette même direction si la diffusion était isotrope. Cette fonction peut être dans certains très délicate à exprimer [106]. On peut remarquer que ce bilan d'énergie (I.9) se présente sous la forme d'une équation intégral-différentielle.

I.1.3.3 Estimation du rayonnement issu des flammes

En première approximation, le rayonnement thermique issu des flammes peut être facilement estimé en considérant le problème unidimensionnel d'une flamme au sein laquelle la température et le coefficient d'absorption demeurent constants. On fait l'hypothèse que cette flamme occupe le domaine $x > 0$ et que la luminance est nulle en dehors de la flamme. L'équation régissant l'évolution de la luminance à travers la flamme (I.8) s'écrit ici

$$\frac{dL}{dx} = \kappa \left(\frac{\sigma T^4}{\pi} - L \right) \quad \text{avec la condition de bord} \quad L(0) = 0. \quad (I.10)$$

La solution de ce problème est analogue à la loi de Beer

$$L(x) = (1 - e^{-\kappa x}) \frac{\sigma T^4}{\pi} = \varepsilon \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad \text{avec} \quad \varepsilon = 1 - e^{-\kappa x}. \quad (I.11)$$

Le flux radiatif émis par les flammes peut donc se mettre sous la forme $\phi = \varepsilon \sigma T^4$ où $\varepsilon = 1 - e^{-\kappa \psi}$ est l'émissivité de la flamme. La grandeur ψ représente alors la dimension de la flamme dans la direction x .

8. Lorsque ce coefficient est constant au sein du milieu, l'intégration de la relation précédente aboutit à la loi de Beer, soit une décroissance exponentielle de la luminance pendant la traversée du milieu.

I.2 Feu situé dans un compartiment

Un feu se produisant en extérieur est généralement appelé « feu ouvert ». Contrairement au feu ouvert, le feu qui se produit à l'intérieur d'un bâtiment finit par être soumis à l'influence des parois constituant le compartiment dans lequel il se trouve. L'intérêt est ici porté sur ce second type de feu. La puissance du feu dans un local varie de 1 à 100 kW pour un petit foyer localisé, jusqu'à l'ordre de plusieurs mega watts pour un feu puissant bien développé.

Le terme « feu de compartiment » désigne dans la présente étude un feu se développant dans une enceinte représentative d'une ou plusieurs pièces d'un bâtiment⁹. La référence [29] fournit de plus amples détails sur chaque phase du déroulement du feu.

I.2.1 Description physique

I.2.1.1 Évolution de la température moyenne

Après allumage du foyer et tant que le feu n'est pas encore significativement développé, les phénomènes de combustion ne sont pas perturbés par le local. Lorsque la présence et la disposition du combustible le permettent, le feu se développe comme un feu ouvert durant les premiers instants. Cette phase se déroule jusqu'à ce que la présence du local exerce une influence, principalement à cause des interactions avec ses parois et de la ventilation qui se met naturellement en place.

À partir de cet instant, deux évolutions sont possibles :

- Soit le feu manque d'air pour continuer à s'accroître et la puissance calorifique libérée par les réactions de combustion cesse alors d'augmenter. La température moyenne dans le local ne peut donc pas atteindre des valeurs importantes ;
- Soit la ventilation est suffisante pour permettre au feu de continuer à se développer. La température moyenne dans le local suit alors schématiquement l'évolution temporelle de la figure I.8.

Cette évolution de la température moyenne met en évidence trois phases distinctes dans le déroulement du feu :

- une phase de *croissance* durant laquelle la température moyenne est faible et le feu est localisé au voisinage de son origine ;
- une phase de *feu pleinement développé*, avec une température moyenne élevée et où l'embrasement est généralisé à tout le combustible présent ;
- une phase de *décroissance* du feu correspondant à l'épuisement du combustible.

La phase de croissance correspond aux premiers instants où le feu prend naissance dans le local. Les questions de sécurité des personnes sont étroitement liées à cette première période. Dans le cas d'un feu couvant, la phase de croissance peut être relativement étalée dans le temps, mais dès que les premières flammes apparaissent, le feu commence généralement à croître plus rapidement. La détection automatique de l'incendie doit idéalement être réalisée pendant cette phase. Si le feu est détecté suffisamment rapidement et si les

9. On entend par « compartiment » toute division pratiquée dans un bâtiment, délimitée par une enveloppe solide faite de cloisons, de portes ou de fenêtres. On ne considère ici que des compartiments dont le volume est inférieur à environ 500 m³, et on suppose que les parois du compartiment restent en place pendant toute la durée du feu.

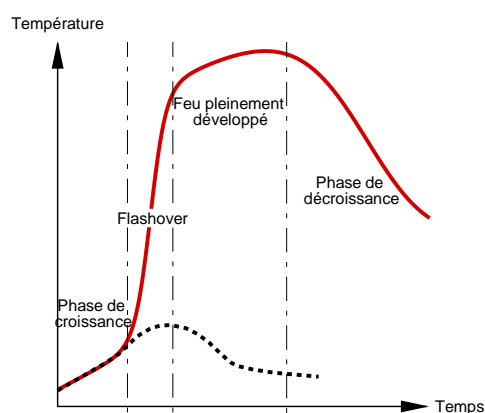


FIG. I.8 — Évolution typique de la température moyenne d'un local en feu lorsque la quantité de combustible permet d'observer le phénomène de flashover. La courbe en pointillés représente l'évolution de la température lorsque des moyens d'actions contre le développement du feu sont employés avec succès.

moyens d'action contre sa propagation sont efficaces, la température moyenne dans le local suit une évolution typique comparable à la courbe en pointillés de la figure I.8. La transition entre un feu croissant et un feu généralisé est appelée « flashover¹⁰ » lorsqu'elle correspond à un embrasement soudain de l'ensemble des combustibles exposés. Le flashover doit être vu comme un événement de courte durée marquant nettement le passage d'un régime de feu croissant à un régime de feu pleinement développé très différent du premier. Le caractère soudain de ce phénomène et la difficulté à le prévoir en font une menace pour les services de secours. Durant la période de feu généralisé, le taux de dégagement de chaleur atteint sa valeur maximale. Les sollicitations thermiques sur les éléments de structure du bâtiment, qu'ils soient internes ou externes, sont alors les plus importantes, ce qui peut conduire à l'effondrement de l'édifice. La phase de décroissance du feu est caractérisée par une diminution du dégagement de chaleur par manque de combustible mais la combustion peut se poursuivre éventuellement par l'oxydation de braises résiduelles, sans flammes, et maintenir ainsi une température moyenne relativement élevée dans le local (figure I.8).

I.2.1.2 Influence du compartiment

Pour illustrer l'influence du compartiment sur l'évolution du taux de combustion, il est supposé en première approximation qu'un feu ouvert brûle avec un taux de combustion \dot{m}_{fuel} donné par l'expression

$$\dot{m}_{\text{fuel}} = \frac{Q_F - Q_L}{L_V}, \quad (\text{I.12})$$

où Q_F désigne le flux de chaleur reçu par le combustible et provenant de la flamme, Q_L le flux de chaleur perdu à travers le combustible et L_V la quantité de chaleur nécessaire à la pyrolyse.

10. En français « embrasement généralisé éclair ».

Le flux de chaleur Q_F est essentiellement dû au rayonnement pour des feux dont la source dépasse une vingtaine de centimètre [29]. La fraction d'énergie libérée sous forme de rayonnement au niveau des flammes dépend de la nature du combustible. En général, elle est de l'ordre de 30% de l'énergie totale dégagée par les réactions chimiques¹¹. Lorsque le feu se produit dans un compartiment, cette énergie n'est pas totalement perdue puisqu'elle chauffe les parois du compartiment et les couches supérieures de gaz chauds qui rayonnent en retour vers la source. Ceci peut se traduire simplement en réécrivant le taux de combustion sous la forme

$$\dot{m}_{\text{fuel}} = \frac{Q_F - Q_L + Q_E}{L_V}, \quad (\text{I.13})$$

où Q_E désigne ce flux en retour. Ainsi, les taux de combustion observés dans un local peuvent être à la fois plus importants et atteints plus rapidement que dans le cas des feux ouverts. La figure I.9 schématise les couplages entre les phénomènes de transfert pendant un feu dans un compartiment.

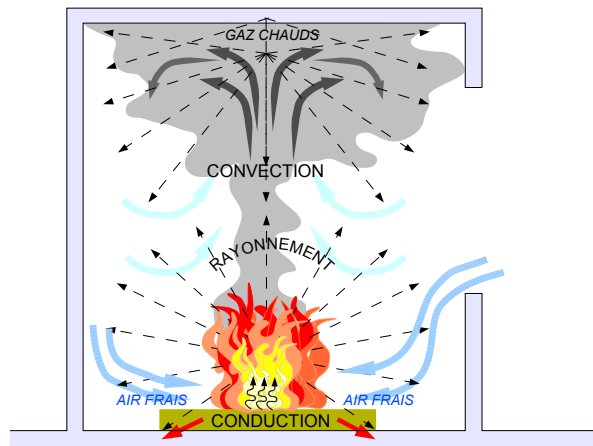


FIG. I.9 — Couplage entre les phénomènes de transfert de masse et de chaleur durant un feu de compartiment. Le débit massique de gaz combustible est plus ou moins proportionnel au flux de chaleur reçu par la surface combustible. Ce flux correspond aux flux de chaleur provenant de la flamme et des couches de gaz chauds sous le plafond auxquels sont soustraites les pertes dans le combustible.

Le profil vertical de température à l'intérieur du local prend deux allures caractéristiques distinctes au cours du temps. Pendant la phase de croissance du feu, l'accumulation de gaz chauds sous le plafond se traduit par une forte stratification de la température, avec une zone dite « chaude » sous le plafond et une zone dite « froide » au niveau du sol. Si les dimensions du local le permettent, une fois que le feu est pleinement développé, le gradient de température devient négligeable et la température dans le local est quasi-uniforme.

11. Le reste de cette énergie étant dispersé par convection au niveau du panache thermique, c'est à dire la zone de gaz chauds sans dégagement de chaleur s'élevant au-dessus du foyer.

I.2.1.3 Période de feu généralisé

Une fois le flashover atteint, toutes les surfaces combustibles exposées du local alimentent le feu, et le dégagement de chaleur atteint sa valeur maximale. On entend ici par « feu généralisé » la période où la température dans le local est pratiquement homogène. Des températures supérieures à 1000 °C peuvent alors être observées. Cette phase se maintient jusqu'à ce que la production d'éléments volatiles commence à diminuer par manque de combustible.

Régimes de combustion

La période de feu généralisé est fortement influencée par les écoulements existant au sein du compartiment. En effet, le dégagement de chaleur à l'intérieur de la pièce où se situe le feu est étroitement lié la quantité d'air disponible pouvant prendre part aux réactions de combustion. Une fois que la quantité d'air initialement présente dans la pièce est épuisée, ce sont les débits d'air provenant de l'extérieur et entrant dans le local qui entretiennent les réactions de combustion à l'intérieur de celui-ci.

Si l'apport d'air est insuffisant par rapport à la production d'éléments volatiles combustibles, l'oxygène est le réactif en défaut de la réaction globale de combustion. Ce régime particulier pour lequel la combustion est contrôlée par l'apport d'air provenant de l'extérieur du local est communément appelé « feu contrôlé par la ventilation ».

Lorsque l'apport d'air est supérieur à la quantité nécessaire pour réagir avec les éléments volatiles combustibles présent dans le local, le réactif en défaut est cette fois le fuel. Ce régime pour lequel la combustion est contrôlée par le taux de production des gaz de pyrolyse est appelé « feu contrôlé par le combustible ». La quantité d'air en excès a alors pour effet d'abaisser la température des gaz dans le local. Ceci explique pourquoi le feu contrôlé par le combustible est généralement moins sévère que le feu contrôlé par la ventilation [29].

Taux de réaction

Dans le cas d'un feu contrôlé par le combustible, la production d'éléments volatiles combustibles constitue le facteur limitant les réactions de combustion. Le contrôle par le combustible se produit généralement au cours des premiers instants du sinistre, ainsi que durant la phase de déclin du feu, c'est-à-dire lorsque la production d'éléments volatiles combustibles est relativement faible. Le feu peut également être contrôlé par le combustible durant toute la phase de feu pleinement développé, si l'apport d'air reste toujours supérieur à la quantité minimale nécessaire à la combustion. C'est le cas par exemple lorsque les ouvertures entre le compartiment et l'extérieur sont suffisamment grandes par rapport à la puissance du feu.

La disposition du combustible peut également exercer une influence importante sur le taux de combustion en réduisant la surface exposée aux flux thermiques incidents. Pour des combustibles constitués de lattes entassées, un régime particulier de feu contrôlé par la porosité du combustible peut être observé [7]. Pour la plupart des matériaux présents dans les bâtiments, Law [64] suppose que lorsque la ventilation est suffisante, la durée du feu est pratiquement constante, ce qui permet d'obtenir rapidement un ordre de grandeur du taux de réaction pour un feu que l'on peut qualifier de « bien ventilé ».

Pour un feu contrôlé par la ventilation, la quantité de chaleur dégagée dans le local est directement liée à l'apport d'air. L'énergie libérée par la combustion au sein du compartiment entretient les mécanismes de production de gaz combustibles. Ainsi, le taux de réaction est fortement lié à la quantité d'air entrant. C'est la raison pour laquelle il dépend principalement des dimensions des ouvertures du compartiment. En 1958, Kawagoe [55] fait brûler des bûchers de bois à l'intérieur de locaux de différentes tailles munis d'une ouverture en façade. Il observe alors que lorsque le feu est pleinement développé, le taux de combustion \dot{m}_{fuel} est fortement dépendant des dimensions de l'ouverture du local selon une corrélation de la forme $\dot{m}_{\text{fuel}} \propto A_w \sqrt{h}$, où A_w désigne l'aire de l'ouverture du local et h sa hauteur. Cette relation ne s'applique que pour des valeurs du facteur de ventilation $A_w \sqrt{h}$ pour lesquelles le feu est effectivement contrôlé par la ventilation. Les grandes valeurs du facteur de ventilation n'ont pas d'influence sur le taux de combustion car elles correspondent au feu contrôlé par le combustible.

La figure I.10 montre l'évolution typique du taux de combustion maximal d'un feu situé dans un local, en fonction du facteur de ventilation du compartiment dans lequel il se situe. Pour des faibles valeurs du facteur de ventilation, le taux de combustion croît proportionnellement à celui-ci selon la relation de Kawagoe, étant donné que le feu est contrôlé par la ventilation. Lorsque le facteur de ventilation devient important, le feu devient contrôlé par le combustible. Le taux de combustion n'est alors plus proportionnel au facteur de ventilation. Le cas asymptotique pour lequel le facteur de ventilation est très grand tend vers la situation du feu ouvert. Ce cas est représenté sur la figure I.10 pour rappeler que le taux de combustion du feu ouvert est généralement en deçà de celui du feu de compartiment contrôlé par le combustible, à cause des effets du compartiment évoqués précédemment.

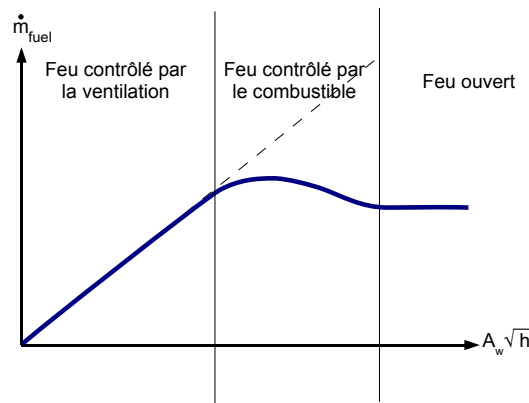


FIG. I.10 — Évolution du taux de combustion maximal d'un feu de compartiment en fonction du facteur d'ouverture [26]. La ligne en pointillés représente le taux de combustion donné par la relation de Kawagoe.

La corrélation de Kawagoe entraîne que le taux de combustion est directement proportionnel au débit d'air entrant dans le local. Le rayonnement en retour vers la source dû à la présence du local n'est donc pas directement pris en compte par cette approche. Il semble en fait que ceci ne s'applique qu'à des feux de bûcher de bois pour lesquels le combustible

est protégé du rayonnement par la couche carbonisée apparaissant en surface, ce qui réduit l'influence du flux en retour vers le foyer. Des expériences menées avec d'autres types de combustible ont montré que le facteur de ventilation $A_w\sqrt{h}$ ne suffit pas à lui seul à déterminer précisément le taux de combustion. Par exemple, certains types de combustible atteignent les mêmes taux de combustion que le bois avec une surface exposée dix fois moins importante [29, 15].

Ceci amène à faire une distinction importante entre les matériaux produisant une couche carbonisée en surface comme le bois, et les autres dont la pyrolyse est plus directement proportionnelle au flux incident. La première catégorie est celle des matériaux dits « cellullosiques » alors que la seconde catégorie englobe la plupart des matières plastiques¹² et les combustibles liquides. La majeure partie des essais expérimentaux est réalisée en utilisant du bois comme combustible alors que dans les situations réelles d'incendie, la charge d'incendie peut être de nature différente. Ce point ne doit pas être négligé lors de l'analyse des résultats expérimentaux. Cependant, le bois est encore jugé globalement représentatif de la plupart des matériaux rencontrés dans les bâtiments courants.

La corrélation de Kawagoe [55] $\dot{m}_{\text{fuel}} \simeq 0.1 A_w\sqrt{h}$ a été reprise par Law [64, 63] qui y a ajouté l'effet de la géométrie du compartiment ainsi que celle de l'ouverture, relativement à la surface totale de parois. La relation empirique obtenue par Law est détaillée dans l'annexe C de ce rapport. Il faut bien souligner que celle-ci est basée uniquement sur des essais réalisés avec du bois. En s'appuyant sur des résultats provenant de la littérature, Yii [128] a employé une analyse dimensionnelle pour proposer une amélioration de la corrélation de Law. En fait, ce type d'investigation est à considérer avec prudence car le caractère exhaustif de l'ensemble des essais utilisés est toujours discutable.

La détermination précise du taux de réaction d'un feu situé dans un compartiment constitue un problème très complexe qui demeure encore non résolu. Pour le moment, les estimations de cette grandeur restent empiriques. Par exemple, certains auteurs partent de l'hypothèse que le taux de consommation surfacique d'un solide comme le bois est approximativement constant, ce qui permet d'en déduire une estimation du débit de fuel total d'après la géométrie du combustible [129]. Les modèles de pyrolyse connaissent actuellement un développement considérable lié à celui du calcul par les modèles CFD [73]. Néanmoins, même en supposant que l'on connaisse suffisamment les mécanismes les plus influents au cours de la combustion d'un solide, la simulation numérique détaillée du phénomène reste encore hors de portée de la puissance informatique actuellement disponible. Pour estimer la puissance d'un feu de compartiment, il existe un cap important à franchir pour passer d'une approche locale au niveau de la surface du combustible, à une approche globale à l'échelle de l'ensemble du compartiment.

12. Il existe également des matières plastiques présentant un comportement similaire aux matériaux cellullosiques.

Notion de richesse globale

Il est intéressant d'utiliser la *richesse globale* qui est une adimensionnalisation du débit de fuel définie par :

$$\phi = r_{\text{fuel-air}} \frac{\dot{m}_{\text{fuel}}}{\dot{m}_{\text{entrant}}} \quad \text{avec} \quad r_{\text{fuel-air}} = \left(\frac{\dot{m}_{\text{entrant}}}{\dot{m}_{\text{fuel}}} \right)_{\text{stoecho}} \quad (\text{I.14})$$

Dans cette expression, $r_{\text{fuel-air}}$ désigne le rapport stœchiométrique propre à la réaction globale de combustion, alors que \dot{m}_{fuel} et \dot{m}_{entrant} sont les débits massiques de fuel produit par la pyrolyse et d'air entrant dans le compartiment. La richesse globale ϕ est généralement employée afin d'estimer la production d'espèces intermédiaires¹³ pour les feux de compartiment [92]. Par construction, ϕ est égale à l'unité dans les conditions stœchiométriques, c'est-à-dire lorsque la quantité d'air entrant correspond exactement à la quantité nécessaire pour réagir avec tout le fuel produit par la pyrolyse. Lorsque $\phi < 1$, il y a insuffisamment de fuel par rapport à l'apport d'air et lorsque $\phi > 1$, le fuel produit est en excès par rapport à l'apport d'air. Dans ce dernier cas, les gaz quittant le compartiment contiennent une partie de fuel imbrûlé, conduisant ainsi à l'apparition de flammes extérieures. En pratique, des flammes peuvent être observées à l'extérieur du compartiment pour des valeurs de la richesse globale se situant en deçà de l'unité. Ceci semble provenir du fait que l'air entrant ne se mélange pas parfaitement avec les gaz combustibles pour réagir. Une partie de l'apport d'air ressort ainsi du compartiment sans avoir participé aux réactions de combustion.

Énergie libérée

Les chaleurs de combustion des matériaux sont déterminées à l'aide de dispositifs expérimentaux au sein desquels les réactions chimiques se déroulent à petite échelle et dans des conditions pratiquement idéales de mise en présence des réactifs. Lorsqu'un combustible brûle dans un compartiment, la quantité de chaleur réellement libérée est généralement inférieure à la valeur théorique obtenue en multipliant le taux de réaction par la chaleur de combustion théorique du combustible considéré. Ceci est dû au fait que le brassage entre combustible et comburant est souvent imparfait et conduit à la production d'espèces intermédiaires, avec par conséquent un dégagement d'énergie plus faible que dans des conditions idéales. Ce phénomène est généralement pris en compte de façon globale en introduisant un coefficient d'efficacité de la combustion qui est le ratio entre la chaleur véritablement libérée et son équivalent théorique. Sa valeur est typiquement de l'ordre de 0.6 à 0.8 [7]. Par exemple, dans le cas du bois utilisé dans le cadre du présent travail, la chaleur de combustion théorique est de $17.5 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$, qui, multipliée par 0.8, aboutit à une chaleur de combustion « efficace » d'environ $14 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

I.2.2 Modélisations classiques

La modélisation d'un système consiste principalement en la description formelle des processus intervenant dans ce système. Cette démarche a pour objectifs la compréhension et la prédiction du comportement du système, pour éventuellement aboutir à son contrôle.

13. Comme le monoxyde de carbone, les suies, les hydrocarbures imbrûlés, etc.

C'est une traduction subjective de la réalité qui peut passer par la mise en œuvre d'outils mathématiques et numériques sur lesquels vient s'appuyer l'analyse du système considéré. Pour représenter les feux se développant dans un compartiment, il existe plusieurs catégories de modèles correspondant à différents niveaux d'approximation dans la prise en compte des phénomènes physiques.

I.2.2.1 Courbes température-temps conventionnelles

Cette description du feu de compartiment utilise uniquement une formule qui fournit analytiquement une représentation de l'évolution typique de la température moyenne dans un local de petite taille au cours d'un feu. Cette approche n'utilise aucun paramètre. La courbe température-temps conventionnelle souvent employée est définie par la norme ISO-834 et son équation s'écrit

$$\Theta_g = 20 + 345 \log(8t + 1), \quad (\text{I.15})$$

où Θ_g est la température moyenne, exprimée en degrés Celsius, des gaz contenus dans le local et t désigne le temps en minutes. Pour les feux alimentés par des hydrocarbures, il existe également une courbe spécifique dite « courbe hydrocarbure majorée » (HCM) dont l'équation s'écrit avec les mêmes notations

$$\Theta_g = 20 + 1280[1 - 0.325 \exp(-0.167t) - 0.675 \exp(-2.5t)]. \quad (\text{I.16})$$

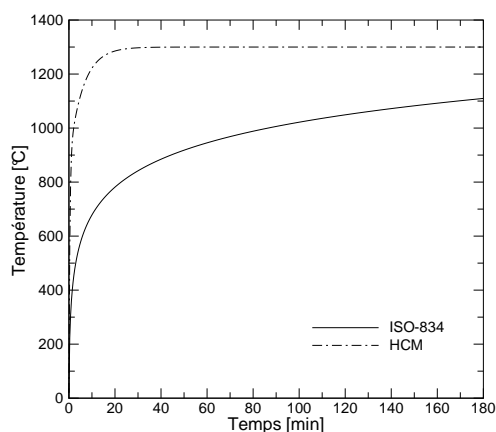


FIG. I.11 — Courbes température-temps conventionnelles.

Ces courbes, représentées sur la figure I.11, sont d'une utilisation aisée, mais elles ne constituent qu'une représentation approximative des phénomènes réels. Elles sont cependant largement employées pour classer les produits de construction car elles définissent une température unique, ce qui facilite la comparaison des résultats entre différents tests. En réalité, les conditions d'échauffement ne sont pas nécessairement univoques si l'on se contente uniquement de respecter la courbe température-temps. C'est pourquoi l'utilisation de ce type de tests permet surtout de classer les produits de construction, à condition

que les tests soient réalisés avec le même dispositif expérimental. Les essais reproduisant les courbes conventionnelles sont réalisés dans des fours utilisant des brûleurs asservis pour contrôler la montée en température. Ce type de feu contrôlé est nommé « feu conventionnel », par opposition au feu à développement réel¹⁴.

1.2.2.2 Modèles paramétriques

Cette approche est semblable à la précédente mais avec quelques améliorations destinées à mieux prendre en compte certains mécanismes. En s'appuyant essentiellement sur des corrélations empiriques, les phénomènes physiques sont représentés dans leur ensemble. L'intérêt principal de ce type de modélisation est sa grande facilité d'utilisation. En effet, la quantité de calcul nécessaire pour aboutir aux résultats est très faible et l'utilisateur du modèle n'a que très peu d'informations à fournir. Les calculs peuvent être fait « à la main ». Il peut donc être intéressant d'utiliser les courbes paramétriques au niveau normatif. Cependant, la prise en compte d'un nombre important de phénomènes physiques significatifs avec seulement quelques relations reste très difficile. De plus, le domaine de validité des relations établies est souvent restreint et les hypothèses utilisées ne sont pas toujours bien connues par l'utilisateur. Chaque courbe paramétrique est conçue pour un type d'application bien particulier : une courbe paramétrique s'appliquant à toutes les situations possibles n'existe pas. Ainsi, l'utilisation correcte de ce type de modèle n'est pas aussi évidente qu'il n'y paraît a priori : il existe un risque non négligeable d'aboutir à des conclusions erronées par suite d'un mauvais usage de ces relations paramétriques.

En guise d'exemple de courbe paramétrique simple, la représentation analytique d'après l'Eurocode 1 [1] de l'évolution de la température moyenne dans un local¹⁵ en feu est présentée. En phase d'échauffement, l'évolution de la température s'écrit

$$\Theta_g = 20 + 1325[1 - 0.324 \exp(-0.2t^*) - 0.204 \exp(-1.7t^*) - 0.472 \exp(-19t^*)], \quad (\text{I.17})$$

où t^* désigne un temps virtuel défini par $t^* = t \cdot \Gamma$, le terme Γ valant

$$\Gamma = \left(\frac{O/b}{3.4 \cdot 10^{-5}} \right)^2 \text{ avec } O = \frac{A_w \sqrt{h}}{A_t} \text{ et } b = \sqrt{\rho C_p \lambda}. \quad (\text{I.18})$$

Dans cette expression, le terme O est le facteur de ventilation du compartiment étudié et le terme b est l'effusivité qui prend en compte la nature des parois du compartiment pour estimer les pertes thermiques à travers elles. Le terme A_t représente la surface totale des parois du compartiment. La durée du feu t_{max} est déterminée en écrivant :

$$t_{max} = \max \left(\frac{2 \cdot 10^{-4} q_{t,d}}{O}, t_{lim} \right), \quad (\text{I.19})$$

où la grandeur $q_{t,d}$ est la densité surfacique de charge d'incendie¹⁶. Le terme t_{lim} est un temps de combustion complète de la charge d'incendie. Sa valeur est indépendante de la

14. Utilisant par exemple des bûchers de bois en tant que combustible.

15. Dont la surface au sol ne dépasse pas 500 m².

16. C'est à dire la quantité de charge d'incendie au mètre carré, exprimée en kilogrammes de bois.

ventilation du local. Ceci permet de prendre en compte la nature du combustible, qui peut constituer parfois le facteur limitant l'évolution du feu ¹⁷.

Une fois le combustible entièrement consommé, la température moyenne suit une phase de refroidissement modélisée par une décroissance linéaire au cours du temps, dont la pente dépend des paramètres précédemment évoqués. La figure I.12 montre un exemple de comparaison entre un résultat expérimental et la courbe paramétrique associée. On y observe une montée en température plus franche pour la courbe paramétrique, ainsi qu'une décroissance plus rapide. L'ordre de grandeur de la température moyenne maximale atteinte est correctement reproduit dans ce cas.

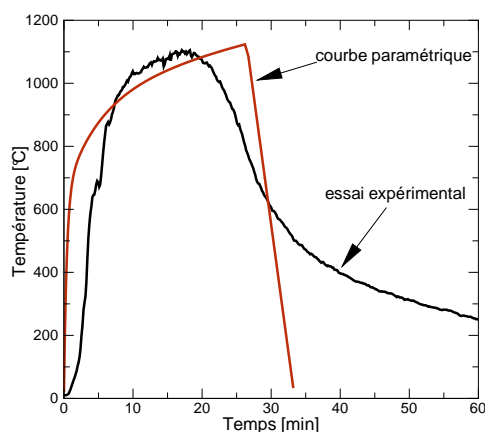


FIG. I.12 — Courbe de feu paramétrique selon l'Eurocode 1.

I.2.2.3 Modèles à zones

Les modèles à zones ont été massivement utilisés depuis de nombreuses années pour étudier les feux de compartiment, principalement parce qu'ils nécessitent une faible puissance informatique. Un calcul effectué avec un tel modèle ne prend aujourd'hui que quelques dizaines de secondes sur un ordinateur courant de bureau.

Le principe du modèle à zones est de découper le volume du compartiment en un nombre très réduit de zones au sein desquelles les grandeurs caractéristiques sont supposées uniformes. Des bilans de conservation de la masse et de l'énergie permettent de traduire les échanges se produisant entre ces zones. Des corrélations empiriques sont également utilisées pour décrire globalement certains phénomènes physiques comme l'entraînement d'air dans le panache par exemple. La structure des écoulements n'est pas explicitement représentée, si bien que l'on peut qualifier ce type d'approche de *modèle à zéro dimension*.

Dans le cas où le feu est de puissance réduite comparativement aux dimensions du local, on sépare classiquement le volume du compartiment en une zone « chaude » sous le plafond et une zone « froide » au niveau du sol. On utilise ainsi deux zones pour décrire

17. Dans le cas d'un combustible poreux par exemple.

l'intérieur du local. La figure I.13 représente cette approche qui tient compte de l'accumulation de fumées en partie haute du compartiment. Lorsque le feu est suffisamment puissant par rapport à la taille du local, la température et la composition des gaz deviennent homogènes et il n'existe plus de distinction entre couche chaude et couche froide. Il est alors possible de n'utiliser qu'une seule zone pour décrire le contenu du compartiment. La formulation d'un modèle à une zone est donnée à l'annexe B de ce manuscrit.

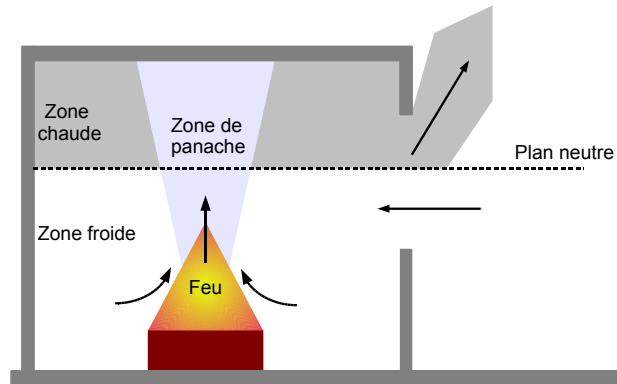


FIG. I.13 — Schématisation de l'approche utilisée par les modèles à zones. Les flèches indiquent le sens des écoulements.

Les références [47, 86] recensent les principaux modèles à zones utilisés actuellement par la communauté scientifique pour la simulation du développement du feu dans un local. Les modèles à zones ont été utilisés avec succès pour étudier les feux dans des compartiments de taille modeste et un important travail a été fourni pour améliorer la fiabilité des relations empiriques utilisées. Cependant, ce type d'approche présente plusieurs inconvénients majeurs [82]. Les modèles à zones restent en effet des représentations assez approximatives de la réalité. Parce que la structure des écoulements n'est pas représentée, les effets physiques à petite échelle sont mal pris en compte et la sensibilité des résultats à la géométrie du problème ou aux variations de paramètres extérieurs est plutôt mal reproduite. Les hypothèses employées, telles que la modélisation des zones comme des réacteurs parfaitement mélangés par exemple, sont relativement fortes et plus ou moins vérifiées en pratique. Ces contraintes font que les modèles à zones ne peuvent être utilisés que dans des configurations pour lesquelles leur fiabilité a été validée.

Il faut enfin souligner le fait que les modèles à zones sont aujourd'hui arrivés à une certaine maturité et ne pourront pas être beaucoup plus prédictifs que ce que l'on connaît actuellement. En effet, le facteur limitant l'amélioration de leurs performances est intrinsèquement lié à la manière dont ils sont conçus. À l'opposé, les modèles CFD présentés maintenant offrent un potentiel de développement beaucoup plus vaste.

I.2.2.4 Modèles CFD

Les modèles CFD¹⁸, également appelés « modèles de champ », sont des modèles qui divisent le domaine étudié en un grand nombre de volumes de contrôle ou « mailles »

18. *Computational fluid dynamics.*

au niveau desquels les grandeurs sont supposées uniformes. À chaque maille sont attribuées des inconnues représentant les valeurs des grandeurs physiques recherchées. Il s'agit alors de résoudre numériquement, de manière locale et instationnaire, les équations de Navier Stokes¹⁹ traduisant les lois d'échange et de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, des espèces et de l'énergie. Pour cela, de nombreuses techniques numériques ont été développées ces cinquante dernières années [91, 102, 32].

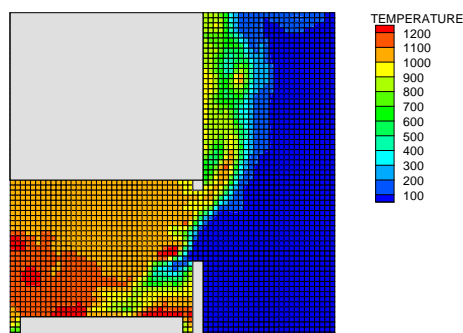


FIG. I.14 — Exemple de discrétisation utilisée par un modèle à champ. Les mailles sont ici colorées uniformément pour montrer que les grandeurs réellement manipulées par le modèle sont constantes au sein de chacune d'entre elles.

Cette approche utilise moins d'empirisme que les modèles à zones précédemment présentés car les phénomènes sont modélisés à une échelle beaucoup plus petite. La discrétisation des équations, liée au choix des maillages utilisés, induit inévitablement des imprécisions par rapport aux solutions exactes des équations régissant les écoulements. Par ailleurs, la résolution des systèmes algébriques obtenus demande beaucoup de puissance informatique et de place mémoire sur les calculateurs.

Les modèles CFD donnent accès à une grande quantité d'informations comparative-ment aux autres approches qui viennent d'être décrites. Les écoulements sont représentés jusqu'à des échelles de l'ordre de la taille des mailles utilisées. De nombreuses grandeurs peuvent être extraites des simulations, ce qui fournit une aide précieuse pour la compréhension de phénomènes physiques complexes en interaction les uns avec les autres. Ce type de modélisation n'a virtuellement pas de limite puisqu'il est toujours théoriquement possible de raffiner encore la discrétisation et de prendre en compte de manière détaillée des phénomènes de plus en plus fins. Cependant, la représentativité d'un modèle à champ, aussi précis soit-il, se heurte aux incertitudes sur les conditions aux limites réelles : plus la modélisation est fine et plus les conditions aux limites doivent être connues avec précision. Pour le moment, les moyens informatiques n'autorisent qu'une prise en compte relativement sommaire des conditions aux limites, principalement parce que la finesse du maillage est limitée par la puissance de calcul. Mais ce point n'est pas trop pénalisant, car les conditions aux limites ne sont généralement pas connues avec une très grande précision

19. Dont une formulation est donnée à l'annexe A.

pour la simulation d'une situation réelle d'incendie. L'utilisation des modèles CFD pour la simulation numérique des incendies est particulièrement délicate, car les couplages entre les phénomènes physiques sont importants. La représentativité des résultats doit donc être considérée avec précaution, ce qui nécessite une solide expérience de l'utilisateur.

Dans le domaine de l'étude des incendies, la finesse de la discrétisation numérique est arrivée aujourd'hui pratiquement au niveau de la résolution des mesures expérimentales réellement mises en œuvre pour les situations de feu de bâtiments à l'échelle un, c'est-à-dire de l'ordre de la dizaine de centimètres pour un compartiment de volume inférieur à 1000 m³ (figure I.14). Les comparaisons entre prédiction et expérience sont donc relativement aisées. La contrepartie de la finesse de la représentation du problème étudié est évidemment la longueur du temps de calcul nécessaire pour traiter l'information. Il est alors indispensable d'adapter le modèle aux performances du moyen de calcul utilisé. Pour fixer un ordre de grandeur, le nombre de mailles utilisé aujourd'hui avec un code de simulation aux grandes échelles²⁰ est de l'ordre de 10⁶ avec un ordinateur de bureau équipé d'un processeur cadencé à 3.0 GHz et disposant de 1.0 Go de mémoire vive. Ce type de discrétisation peut conduire à environ une semaine de calcul pour simuler un incendie d'une trentaine de minutes.

La référence [82] fournit un état de l'art relativement complet sur la modélisation CFD des feux dans les compartiments et la référence [86] recense les principaux modèles CFD utilisés actuellement pour la simulations des incendies.

I.2.3 Description en termes de richesse globale

I.2.3.1 Température adiabatique et composition du mélange dans le local

La description théorique de la composition et de la température du mélange au sein du local peut être réalisée en s'appuyant sur un bilan massique effectué sur le volume de contrôle correspondant au contenu du local. L'analyse suivante est une transposition du calcul de la température moyenne dans un brûleur à flamme de diffusion présentée à la référence [93]. On reprend ici les hypothèses du modèle à une zone pour le feu pleinement développé présenté à l'annexe B. L'estimation de la température au sein du local est obtenue en décomposant les phénomènes de combustion en deux étapes : une première étape de mélange puis une seconde étape de combustion des espèces présentes. La chimie est supposée infiniment rapide pour simplifier le problème.

On note \dot{m}_1 et \dot{m}_2 les débits massiques entrant dans le volume de contrôle. L'écoulement de débit \dot{m}_1 est à la température T_1 et contient le fuel dont la fraction massique est notée Y_{fuel}^I . L'écoulement de débit \dot{m}_2 est à la température T_2 et contient l'oxygène dont la fraction massique est notée $Y_{\text{O}_2}^\infty$. Avec ces notations, les débits de fuel et d'air s'écrivent donc respectivement $\dot{m}_{\text{fuel}} = Y_{\text{fuel}}^I \dot{m}_1$ et $\dot{m}_{\text{entrant}} = \dot{m}_2$. La richesse globale s'écrit quant à elle

$$\phi = s \frac{Y_{\text{fuel}}^I \dot{m}_1}{Y_{\text{O}_2}^\infty \dot{m}_2} = \Sigma \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_2} \quad \text{avec} \quad \Sigma = \frac{s Y_{\text{fuel}}^I}{Y_{\text{O}_2}^\infty}. \quad (\text{I.20})$$

Le terme s désigne le rapport stœchiométrique de la réaction globale de combustion. En faisant l'hypothèse que le volume de contrôle se comporte comme un réacteur parfaite-

20. Voir la section I.1.2.2.

ment mélangé à tout instant, la température du mélange fuel/oxydant *avant* dégagement de chaleur dû à la combustion s'exprime sous la forme

$$T_m^0 = \frac{\dot{m}_1 T_1}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} + \frac{\dot{m}_2 T_2}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} = \frac{T_1}{1 + \Sigma/\phi} + \frac{T_2}{1 + \phi/\Sigma}. \quad (\text{I.21})$$

Les fractions massiques de fuel et d'oxydant dans le mélange *avant* combustion s'écrivent

$$Y_{\text{fuel}}^0 = \frac{\dot{m}_1 Y_{\text{fuel}}^I}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} = \frac{Y_{\text{fuel}}^I}{1 + \Sigma/\phi} \quad \text{et} \quad Y_{\text{O}_2}^0 = \frac{\dot{m}_2 Y_{\text{O}_2}^\infty}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} = \frac{Y_{\text{O}_2}^\infty}{1 + \phi/\Sigma}. \quad (\text{I.22})$$

Le réactif en défaut contrôle le dégagement de chaleur de la réaction globale de combustion. La température adiabatique *après* combustion des réactifs présents est donc donnée par la relation

$$T_m = T_m^0 + \zeta \frac{\Delta H_{\text{fuel}}}{C_p} \min \left(Y_{\text{fuel}}^0, \frac{Y_{\text{O}_2}^0}{s} \right) = T_m^0 + \zeta \frac{\Delta H_{\text{fuel}}}{C_p} \min \left(\frac{Y_{\text{fuel}}^I}{1 + \Sigma/\phi}, \frac{Y_{\text{O}_2}^\infty}{1 + \phi/\Sigma} \right). \quad (\text{I.23})$$

Dans cette expression, le terme ΔH_{fuel} est la chaleur de combustion du fuel, C_p est la capacité calorifique à pression constante du mélange et ζ est un coefficient traduisant l'efficacité de la réaction²¹. Après simplification, la température adiabatique s'écrit

$$T_m = \frac{T_1}{1 + \Sigma/\phi} + \frac{T_2}{1 + \phi/\Sigma} + \zeta \frac{\Delta H_{\text{fuel}} Y_{\text{fuel}}^I}{C_p (\phi + \Sigma)} \min(1, \phi). \quad (\text{I.24})$$

Lorsque les températures des écoulements entrants sont toutes deux égales à T_0 , la relation précédente se met sous la forme adimensionnée

$$T_{\text{adim}} = \frac{T_m - T_0}{T_{\text{max}} - T_0} = \frac{1 + \Sigma}{\phi + \Sigma} \min(1, \phi) \quad (\text{I.25})$$

où T_{max} désigne la température adiabatique maximale²².

En utilisant un raisonnement sur la consommation des espèces par la réaction globale de combustion, on montre facilement que les fractions massiques s'écrivent *après* combustion

$$Y_{\text{fuel}} = \frac{Y_{\text{fuel}}^I}{\phi + \Sigma} [\phi - \zeta \min(1, \phi)] \quad \text{et} \quad Y_{\text{O}_2} = \frac{s Y_{\text{fuel}}^I}{\phi + \Sigma} [1 - \zeta \min(1, \phi)]. \quad (\text{I.26})$$

Dans le cas du bois, en considérant les fractions massiques $Y_{\text{fuel}}^I = 1$ et $Y_{\text{O}_2}^\infty = 0.23$, le terme Σ vaut 5.71. On se place dans le cas où la réaction de combustion est complète, soit $\zeta = 1$. La figure I.15 montre l'évolution correspondante des fractions massiques de fuel et d'oxydant ainsi que de la température adiabatique adimensionnée, en fonction de la richesse globale.

21. Lorsque $\zeta = 1$, la réaction est complète. Lorsque $\zeta < 1$, des réactifs peuvent coexister.

22. Celle-ci s'écrit $T_{\text{max}} = T_0 + \zeta \Delta H_{\text{fuel}} Y_{\text{fuel}}^I / C_p (1 + \Sigma)$ et correspond à une richesse globale unitaire. En pratique, les températures atteintes sont bien en deçà de cette valeur à cause des pertes thermiques, notamment sous forme radiative.

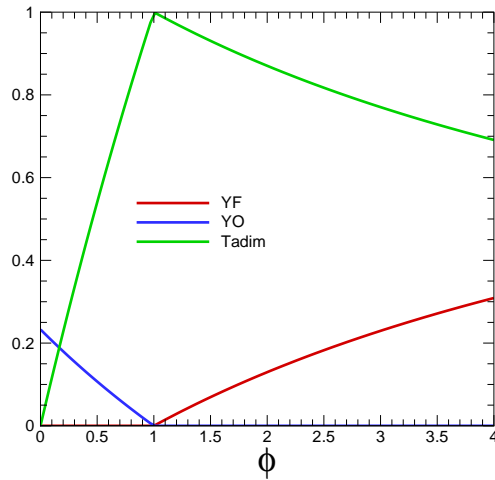


FIG. I.15 — Évolution des fractions massiques et de la température moyenne dans le local en fonction de la richesse globale, dans le cas du bois

En pratique, il peut y avoir coexistence de fuel et d'oxygène, ce qui se traduit dans ce modèle par $\zeta < 1$. Intuitivement, on peut imaginer que le coefficient ζ soit proche de l'unité pour des faibles valeurs de la richesse globale, c'est-à-dire pour un feu bien ventilé, puis qu'il décroisse lorsque la richesse devient bien supérieure à l'unité. Yamada et Tanaka [126] ont proposé une corrélation permettant d'exprimer le coefficient ζ en fonction de la richesse globale, dans le cas de la combustion d'hydrocarbures et d'alcools. Mais il n'existe pas de relation de ce type pour les feux de bûchers de bois dans la littérature.

I.2.3.2 Puissances libérées à l'intérieur et à l'extérieur du compartiment

Régime contrôlé par le combustible

La puissance totale libérée par la combustion du fuel s'écrit $\dot{Q}_{tot} = \Delta H_{fuel} \dot{m}_{fuel}$. Lorsque l'apport d'air entrant dans le compartiment est suffisant, l'ensemble de cette puissance peut être libérée à l'intérieur du local en feu. La puissance libérée à l'intérieur s'écrit alors $\dot{Q}_{in} = \zeta \dot{Q}_{tot}$ et la puissance libérée à l'extérieur est $\dot{Q}_{ex} = (1 - \zeta) \dot{Q}_{tot}$. Il est également possible d'écrire la puissance libérée à l'intérieur en fonction du débit d'air entrant, sous la forme $\dot{Q}_{in} = \zeta \phi \Delta H_{air} \dot{m}_{entrant}$.

Régime contrôlé par la ventilation

Lorsque l'apport d'air est insuffisant, la puissance libérée à l'intérieur du compartiment est directement reliée à la quantité d'air entrant par la relation $\dot{Q}_{in} = \zeta \Delta H_{air} \dot{m}_{entrant}$. Cette situation correspond à une richesse globale supérieure à l'unité. En utilisant la définition de la richesse globale, la puissance libérée à l'intérieur du compartiment s'écrit encore

$$\dot{Q}_{in} = \zeta \frac{\Delta H_{air} r_{fuel-air} \dot{m}_{fuel}}{\phi} = \zeta \frac{\Delta H_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\phi} = \zeta \frac{\dot{Q}_{tot}}{\phi}. \quad (I.27)$$

Par ailleurs, la puissance libérée à l'extérieur du local correspond à la différence entre la puissance totale et la puissance libérée à l'intérieur, d'où $\dot{Q}_{\text{ex}} = \dot{Q}_{\text{tot}}(1 - \xi/\phi)$. Ceci peut encore s'écrire

$$\dot{Q}_{\text{ex}} = \frac{\Delta H_{\text{fuel}} \dot{m}_{\text{entrant}}}{r_{\text{fuel-air}}} \phi \left(1 - \frac{\xi}{\phi}\right) = \dot{m}_{\text{entrant}} \Delta H_{\text{air}} (\phi - \xi). \quad (\text{I.28})$$

Répartition des puissances libérées

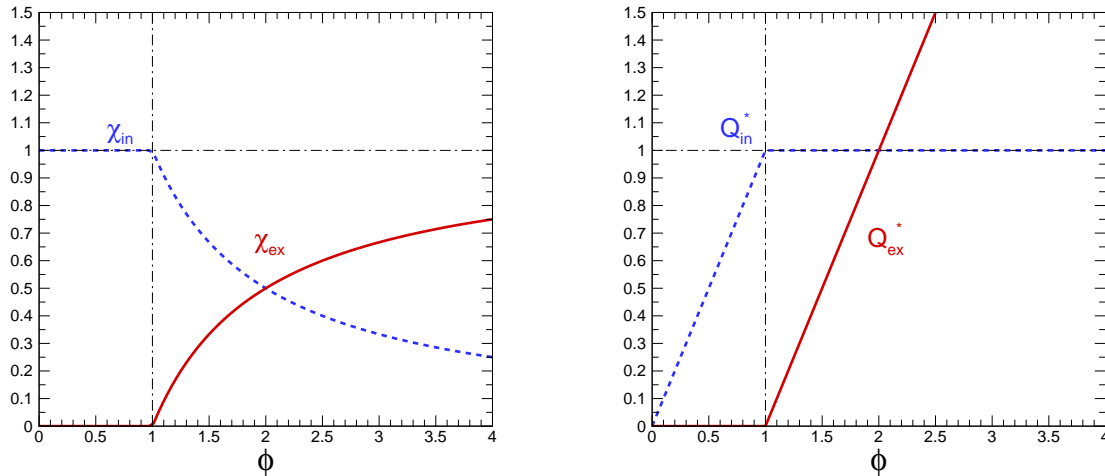
Les résultats précédents s'écrivent sous la forme synthétique

$$\dot{Q}_{\text{in}} = \Delta H_{\text{air}} \dot{m}_{\text{entrant}} \xi \min(1, \phi) \quad (\text{I.29})$$

$$\dot{Q}_{\text{ex}} = \Delta H_{\text{air}} \dot{m}_{\text{entrant}} [\phi - \xi \min(1, \phi)] \quad (\text{I.30})$$

Pour $\xi = 1$, la répartition théorique des puissances libérées à l'intérieur et à l'extérieur du local prend l'allure présentée sur la figure I.16(a), avec $\chi_{\text{in}} = \dot{Q}_{\text{in}}/\dot{Q}_{\text{tot}}$ et $\chi_{\text{ex}} = \dot{Q}_{\text{ex}}/\dot{Q}_{\text{tot}}$.

Il peut être également intéressant de représenter les puissances libérées en les adimensionnant par le débit d'air entrant dans le local²³, soit $\dot{Q}_{\text{in}}^* = \dot{Q}_{\text{in}}/(\dot{m}_{\text{entrant}} \Delta H_{\text{air}})$ et $\dot{Q}_{\text{ex}}^* = \dot{Q}_{\text{ex}}/(\dot{m}_{\text{entrant}} \Delta H_{\text{air}})$. La figure I.16(b) montre en outre qu'en régime contrôlé par la ventilation, l'énergie libérée à l'extérieur du local est proportionnelle à la richesse globale.



(a) Répartition des puissances

(b) Puissances adimensionnées

FIG. I.16 — Puissances théoriques dégagées en fonction de la richesse globale. La vue de gauche représente la répartition des puissances sous la forme de fraction de l'énergie totale libérée par la combustion et la vue de droite représente les puissances adimensionnées par le débit d'air entrant.

23. En effet, le débit d'air entrant dépend assez peu de la puissance du feu et est surtout lié à la géométrie de l'ouverture (voir la section B.4.2).

I.2.3.3 Valeur maximale de la richesse globale pour un feu de bûcher de bois

En pratique, il est communément admis que les feux de bûcher de bois ne peuvent se maintenir au-delà d’une richesse globale de l’ordre de 1.4 [7]. Il existe donc une valeur limite à la richesse globale, correspondant au feu de bûcher de bois le plus puissant pouvant être observé dans un compartiment donné. La figure I.17 présente un exemple de valeurs maximales atteintes par la richesse globale au cours d’une série d’essais de feux de bûchers [103] dans un compartiment de taille donnée. Pour ces essais, le débit d’air entrant n’a pas été mesuré. L’estimation de la richesse globale est ici basée sur la mesure de la perte de masse et seulement sur une estimation du débit d’air entrant, en utilisant l’approche présentée à la section B.4.2. La formule correspondante s’écrit alors

$$\phi = 2 r_{\text{fuel-air}} \frac{\dot{m}_{\text{fuel}}}{A_w \sqrt{h} - \dot{m}_{\text{fuel}}} \tag{I.31}$$

On remarque sur la figure I.17 que dans la grande majorité des cas, la richesse globale est bien inférieure à 1.5. Il semble qu’une valeur de 1.5 constitue une valeur typique maximale de la richesse globale atteinte au cours d’un feu de bûcher de bois.

On peut également noter sur la figure qu’il existe une certaine corrélation entre la richesse globale et le rapport entre la densité de charge d’incendie exprimée en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$ et le facteur de ventilation $A_w \sqrt{h}$.

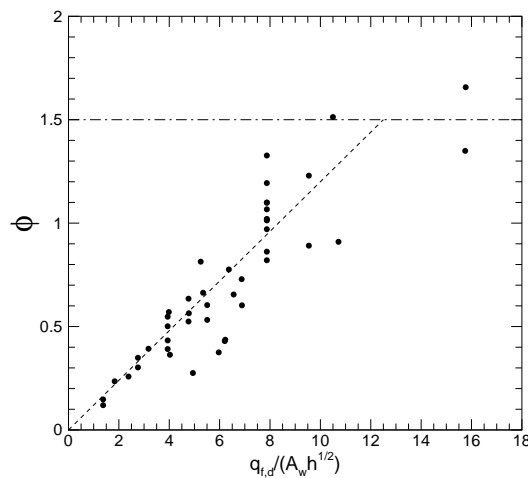


FIG. I.17 — Valeurs maximales prises par la richesse globale pour une série d’essais expérimentaux, en fonction du rapport entre la densité de charge d’incendie et le facteur d’ouverture. La ligne horizontale correspond à une richesse globale de 1.5.

I.3 Sortie de flammes d'un local en feu

I.3.1 Généralités

I.3.1.1 Conditions d'apparition des flammes extérieures

Pour que des flammes puissent exister à l'extérieur d'un compartiment, il faut que ces dernières soient alimentées par des gaz de combustion imbrûlés sortant par son ouverture. Ceci peut se produire de deux façons :

- Le premier cas de figure est celui où le feu à l'intérieur du local n'est pas limité par l'apport d'air mais génère des flammes assez longues pour avoir leur extrémité située à l'extérieur du local. Après avoir impacté le plafond du local, ces dernières se propagent sous celui-ci sous la forme d'un « ceiling jet » [5] et apparaissent à l'extérieur. Ce phénomène est encore plus marqué en l'absence de linteau. Ce cas ne correspond pas à des conditions extérieures particulièrement sévères. Il ne doit cependant pas être négligé pour les problèmes de propagation du feu car la présence, même furtive, d'une flamme en dehors du local peut suffire à propager le feu au niveau de la façade [13, 17].
- Le second cas de figure est celui sur lequel se focalise le présent travail. Lorsque le feu connaît une phase où la puissance libérée à l'intérieur du local est limitée par l'apport d'air entrant par l'ouverture, le surplus de gaz combustibles issus de la pyrolyse vient brûler à l'extérieur du compartiment. On observe alors des flammes extérieures qui peuvent être à l'origine de conditions d'échauffement particulièrement sévères. Du fait de la forte différence de température entre les gaz chauds émanant du compartiment et l'air ambiant, les forces de flottabilité agissant sur les écoulements sont importantes et peuvent conduire à des vitesses de l'ordre de plusieurs mètres par seconde.

I.3.1.2 Éjection de gaz chauds d'un local en feu

Les flammes extérieures faisant l'objet du présent travail apparaissent lorsque la quantité de gaz combustibles issus de la pyrolyse de la charge d'incendie est supérieure à la quantité nécessaire pour prendre part à la réaction de combustion avec l'air entrant dans le compartiment. Les gaz combustibles imbrûlés sont alors transportés par convection à l'extérieur du compartiment où ils réagissent avec l'air ambiant, lui-même entraîné dans les flammes extérieures et le panache thermique. Il se produit donc un dégagement de chaleur localisé à l'extérieur du compartiment, venant s'ajouter à la chaleur évacuée naturellement par convection. Les flammes extérieures ne se présentent donc pas en réalité tout à fait sous la forme d'un feu ouvert situé à l'extérieur du local. Elles résultent en effet de l'interaction entre l'air extérieur au repos et l'écoulement chaud et horizontal d'un mélange de produits de combustion et de gaz combustibles.

Les dimensions des flammes extérieures dépendent ainsi largement des vitesses de l'écoulement au travers de l'ouverture du compartiment. La géométrie de l'ouverture détermine de façon décisive la forme du courant de gaz chauds s'échappant du compartiment. La vitesse de ces gaz à l'ouverture détermine la distance horizontale que les fumées parcourent avant que, sous l'effet des forces de flottabilité, elles soient déviées dans une

direction verticale [10]. Cette distance horizontale est d'autant plus importante que la hauteur de l'ouverture est grande. Cette tendance peut être illustrée à partir de l'expression du débit sortant du compartiment à l'état stationnaire présentée à l'annexe B de ce document, en définissant une vitesse caractéristique d'éjection par

$$V_{\text{ejec}} = \frac{\dot{m}_{\text{sortant}}}{\rho A_w (1 - \alpha)} = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{\phi}{r_{\text{fuel-air}}} \right) C_d \sqrt{h} \sqrt{2g} \frac{T}{T_0} \sqrt{1 - \frac{T_0}{T} \alpha^{3/2}} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{z_n - z_{\text{inf}}}{z_{\text{sup}} - z_{\text{inf}}} \quad (\text{I.32})$$

On remarque que cette grandeur varie comme la racine carrée de la hauteur de l'ouverture²⁴. L'évolution de la vitesse d'éjection à l'état stationnaire, en fonction de la température et de la richesse globale, est présentée sur la figure I.18. Cette courbe montre que la vitesse d'éjection dépend assez significativement de la température mais très peu de la richesse globale.

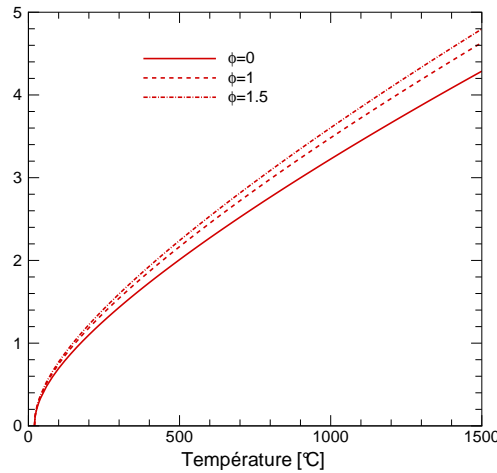


FIG. I.18 — Évolution du rapport $V_{\text{ejec}} / (2/3 C_d \sqrt{h} \sqrt{2g})$ en fonction de la température et de la richesse globale

Le panache thermique issu des flammes extérieures s'accompagne naturellement d'un entraînement d'air qui conduit au refroidissement des gaz chauds au fur et à mesure de leur ascension. Comme le schématise la figure I.19, dans le cas où il existe un mur au-dessus de l'ouverture, l'entraînement d'air est limité d'un côté, ce qui contribue d'une part à rapprocher le panache du mur sous l'effet de la dépression ainsi créée²⁵, et d'autre part à rendre la décroissance de température moins rapide le long de l'axe des flammes. La présence d'une paroi prolongeant la façade du local en feu joue ainsi un rôle important sur la position et la température des flammes extérieures, comme l'a remarqué Yokoi [130].

24. En effet, le plan neutre se situe généralement au niveau du premiers tiers de la hauteur de l'ouverture.

25. Il s'agit de l'« effet Coanda ».

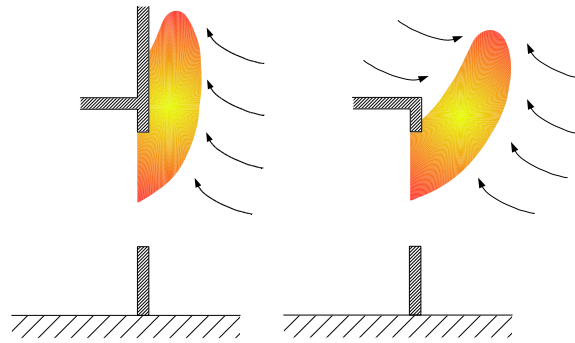


FIG. I.19 — Vue en coupe de l'effet d'un mur prolongeant la façade au-dessus de l'ouverture. L'entraînement d'air, symbolisé ici par les flèches, ne se produit que d'un côté en présence d'un mur, ce qui fait que les flammes extérieures viennent se rapprocher de la façade.

I.3.2 Travaux précurseurs

I.3.2.1 Travaux de Yokoi

La recherche d'une description théorique des écoulements de gaz chauds s'échappant des locaux en feu débute dans les années 1960 avec les travaux de Yokoi [130]. L'étude de Yokoi s'appuie essentiellement sur des essais réalisés à différentes échelles et utilisant des bacs contenant de l'alcool. Yokoi s'intéresse notamment dans un premier temps aux courants de gaz chauds issus de sources de chaleur ponctuelles et linéiques. Par une analyse dimensionnelle, il obtient l'évolution aujourd'hui communément admise de la température selon la puissance $-5/3$ de la hauteur au-dessus d'une source ponctuelle et l'évolution de la vitesse ascensionnelle selon la puissance $-1/3$. Il obtient également la dépendance de la température selon la puissance $2/3$ de l'énergie apportée par la source.

En étendant ces résultats au cas d'une source circulaire, il définit deux nombres adimensionnels importants concernant la vitesse ascensionnelle et la température :

$$W = \frac{wr_0^{1/3}}{\left(\frac{Qg}{C_p\theta_0}\right)^{1/3}} \quad \text{et} \quad \Theta = \frac{\Delta\theta r_0^{5/3}}{\left(\frac{Q^2\theta_0}{C_p^2\rho^2g}\right)^{1/3}}, \quad (\text{I.33})$$

où w désigne la vitesse ascensionnelle, r_0 est le rayon de la source, θ_0 est la température ambiante, Q est l'énergie apportée par la source et $\Delta\theta$ est l'élévation de température sur l'axe.

En s'appuyant sur des résultats expérimentaux, Yokoi montre qu'il est possible de décrire les champs de température et de vitesse au-dessus du foyer en fonction de ces deux nombres adimensionnels. Il observe en effet qu'il existe, au-dessus d'une source circulaire, des régions correspondant à des évolutions typiques de ces nombres en fonction de la hauteur [130].

Par la suite, Yokoi étend son analyse à l'estimation de la distribution de température au-dessus d'une maison en feu en la modélisant comme une source rectangulaire. Il applique

cette méthode pour l'étude de la protection contre l'incendie des tours de grande hauteur entourées de maisons, en calculant notamment la hauteur de la tour jusqu'à laquelle une protection contre le feu est nécessaire.

Dans un troisième temps, Yokoi s'intéresse à la propagation du feu par l'extérieur des bâtiments. Il réalise d'abord des expériences à l'échelle réelle. Une conclusion importante de cette étude est que la distribution de température le long de l'axe des flammes extérieures est similaire à celle correspondant à un courant de gaz chauds issu d'une source de dimension finie. Partant de cette hypothèse, Yokoi propose alors une description théorique du flux de gaz chauds issus d'une ouverture d'un local en feu.

En se basant sur une approche similaire à celle du modèle à une zone pour le feu pleinement développé présentée en annexe de ce document, il aboutit à une expression de la vitesse d'éjection des gaz chauds à travers l'ouverture du compartiment. Il propose alors une équation de la trajectoire des gaz à l'extérieur du compartiment. Yokoi s'intéresse également à l'évolution de la température le long de l'axe des flammes extérieures. Il remarque que le courant de gaz chauds s'échappe du compartiment par les deux tiers supérieurs de l'ouverture alors que le premier tiers correspond à l'entrée d'air. Dans le cas où la façade ne se prolonge pas au-dessus de l'ouverture considérée, Yokoi suggère d'utiliser la largeur et seulement la moitié de la hauteur de l'ouverture pour définir les dimensions de la source rectangulaire équivalente. Lorsqu'il existe un mur au-dessus de l'ouverture, Yokoi note que la température des gaz est plus élevée.

Une particularité essentielle de l'étude de Yokoi est que la puissance calorifique libérée à l'extérieur du local est négligée car elle est supposée très faible. Il s'agit donc avant tout d'une étude de panaches thermiques sortant par les ouvertures des locaux. Le cas des feux contrôlés par la ventilation conduisant à des flammes extérieures fortement alimentées en gaz combustibles n'a pas été étudié en détail par Yokoi.

Yamaguchi et Tanaka [127] ont récemment utilisé l'adimensionnalisation de la température proposée par Yokoi²⁶ pour montrer la similarité entre des résultats à l'échelle de laboratoire et des résultats à échelle intermédiaire, pour des feux peu puissants. Ce travail confirme la pertinence des nombres adimensionnels définis par les relations (I.33) pour étudier les caractéristiques des panaches thermiques s'échappant des locaux en feu. Il est à noter que les travaux de Yokoi ont également servis en partie de fondement à l'élaboration de la méthode de Law et O'Brien présentée à l'annexe C de ce manuscrit.

I.3.2.2 Travaux de Law

Les travaux de Law concernant les feux de compartiment débutent au début des années 1960, avec une étude de la distance minimale entre bâtiments, destinée à assurer la non propagation du feu [61]. Au cours de ce travail, Law pose certaines bases de la méthode de calcul présentée à l'annexe C de ce document, en introduisant notamment le concept de plan rayonnant équivalent. Des règles simplifiées pour calculer l'éloignement des bâtiments sont alors proposées. En 1967, Law publie un rapport technique avec Thomas et Heselden [65] dans lequel elle s'intéresse au feu de compartiment pleinement développé. L'effet des dimensions de l'ouverture sur le débit d'air entrant est étudié dans le cas de grandes et de petites ouvertures, et Law arrive à la conclusion que la corrélation dévelop-

26. Relations (I.33).

pée par Kawagoe [55] n'est plus valide pour des ouvertures occupant toute la façade du compartiment. C'est ainsi que deux régimes de feu généralisé sont distingués selon la taille de l'ouverture :

- pour des petites ouvertures, la puissance du feu dépend peu de la quantité et de la disposition de la charge d'incendie mais est plutôt liée au débit d'air entrant ;
- pour des grandes ouvertures, la puissance du feu dépend étroitement de la quantité et de la disposition de la charge d'incendie mais pratiquement pas de l'apport d'air.

En 1968, dans un autre rapport [62], Law fournit une synthèse d'une série de résultats expérimentaux concernant les flux radiatifs reçus à l'extérieur d'un compartiment en feu, toujours avec l'objectif d'évaluer la distance minimale entre bâtiments pour assurer la non propagation du feu. Ce travail aboutit à la conclusion que l'ouverture du compartiment en feu constitue une source de rayonnement plus importante vis-à-vis d'un bâtiment tiers que le rayonnement provenant des flammes extérieures, surtout dans le cas de grandes ouvertures. Law remarque également que la quantité et la disposition de la charge d'incendie influencent peu le flux radiatif maximal reçu à l'extérieur du compartiment. L'effet des propriétés thermiques des parois semble par contre assez significatif. Les mesures expérimentales montrent également que l'ouverture se comporte comme un corps noir rectangulaire rayonnant à la température moyenne des gaz contenus dans le local. Ainsi, les ouvertures les plus grandes ne conduisent pas aux flux radiatifs les plus importants car la température des gaz dans le local est plus faible avec ce type d'ouverture.

Dans les années 1960, un type d'acier particulier avait été développé pour être utilisé en extérieur, sans nécessiter l'application d'une peinture anti-corrosion. Afin d'utiliser ce matériau pour la fabrication d'éléments de structure extérieurs, il a fallu mettre au point une méthode de calcul de l'échauffement d'éléments en acier non protégé situés à l'extérieur des bâtiments. C'est pourquoi en 1978 Law publie une série de rapports [63, 64] concernant la méthode présentée à l'annexe C de ce manuscrit. Dans ce travail, Law poursuit l'analyse de Yokoi [130] en s'appuyant sur de nombreux résultats expérimentaux. Elle propose une synthèse de l'ensemble des travaux internationaux effectués sur les flammes extérieures [120, 105], sous la forme d'une série de corrélations plus ou moins empiriques, ce qui conduit à la rédaction d'une méthode de calcul simplifiée. La référence [64] est un guide d'application de cette méthode.

I.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté les principaux aspects phénoménologiques concernant l'étude des incendies réalisée durant cette thèse. Cette présentation permet de préciser le cadre de ce travail en mettant l'accent sur les phénomènes physiques importants et la manière de les modéliser. La problématique du feu situé dans un compartiment a été évoquée pour souligner le fort couplage existant entre le dégagement de chaleur, les débits de gaz à l'ouverture, ainsi que les pertes thermiques par conduction dans les parois ou par rayonnement. Les caractéristiques essentielles des flammes sortant par l'ouverture du local ont été décrites afin de poser la problématique de la détermination des conditions d'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des bâtiments.

Les feux se développant dans les compartiments ont été largement étudiés, essentiellement pour déterminer leurs effets à l'intérieur des locaux. Cependant, l'environnement thermique existant à l'extérieur en situation d'incendie a fait l'objet de moins d'attention, ce qui souligne l'intérêt du présent travail. En particulier, l'utilisation d'outils numériques pour l'étude de la sortie de flammes est récente car elle est liée à l'essor de la mise en œuvre des modèles CFD dans le domaine de la simulation des incendies. Il devient désormais possible de calculer de manière beaucoup plus fine les écoulements régissant les flammes extérieures. La résolution précise des écoulements est d'ailleurs importante pour étudier en détail les flammes extérieures, alors que pour évaluer l'environnement thermique à l'intérieur du compartiment, la modélisation par zone est généralement suffisante.

II

Description de l'outil numérique

L'utilisation d'outils numériques avancés pour la simulation des incendies est relativement récente du fait de la grande complexité de ce type de problème. Plusieurs raisons expliquent les difficultés rencontrées. Pour commencer, il existe un très grand nombre de scénarios d'incendie possibles, étant donné la nature accidentelle du phénomène. Ensuite, notre compréhension de la physique mise en jeu est encore incomplète et la puissance informatique disponible pour la simulation est limitée. Pourtant, une étude exhaustive des incendies doit passer par la prise en compte de nombreux phénomènes physiques complexes plus ou moins imbriqués tels que l'aérodynamique autour des obstacles, l'étude des écoulements multiphasiques, du mélange et de la combustion turbulente, des transferts radiatifs et convectifs, des transferts de chaleur dans les solides, etc. Enfin, ce qui constitue le combustible au cours d'un incendie n'est pas normalement destiné à brûler, d'où une certaine méconnaissance de la source du feu. La caractérisation précise de tous les matériaux prenant part au feu est encore incomplète, notamment à cause de leur grande diversité.

La simulation numérique du feu ne peut donc pas encore prétendre reproduire fidèlement toute la complexité d'un feu réel. Pour tirer le meilleur parti des outils numériques actuellement disponibles, il est nécessaire de se restreindre à l'étude de cas simplifiés plus ou moins représentatifs de la réalité. Les conclusions tirées de ces investigations sont alors transposées aux cas expérimentaux pour être confrontées à la réalité.

Ce chapitre présente dans un premier temps les difficultés inhérentes à la simulation numérique des écoulements à faible nombre de Mach caractéristiques des situations d'incendie. Une description du code de calcul utilisé dans le cadre de cette thèse est ensuite proposée.

II.1 Écoulements à faible nombre de Mach

II.1.1 Introduction

Les processus de combustion se déroulant lors d'un feu produisent généralement des flammes de diffusion au sein desquelles les vitesses du fluide sont très inférieures à la vitesse référentielle du son [21]. Pour cette raison, les écoulements rencontrés dans ce contexte correspondent à de faibles valeurs du nombre de Mach $\mathcal{M} = |\mathbf{u}|/c$, où $|\mathbf{u}|$ est une vitesse caractéristique de l'écoulement et c est la vitesse du son.

La principale difficulté liée à l'utilisation du système d'équations de Navier Stokes dans ce contexte réside dans son caractère multi-échelles. En effet, le système d'équations considéré est à la fois raide en temps et raide en espace [21, 93].

- La raideur en temps provient du fait que le temps caractéristique de propagation d'une onde acoustique est beaucoup plus petit que le temps caractéristique du mouvement du fluide. Les conséquences de cette raideur sont très restrictives au niveau de la résolution numérique des équations.

Par exemple, la condition de stabilité des schémas numériques explicites¹ s'écrit, pour un écoulement compressible,

$$\text{CFL} = \frac{(|\mathbf{u}| + c)\delta t}{\Delta} \leq 1, \quad \text{d'où} \quad \delta t \leq \frac{\Delta}{|\mathbf{u}| + c}. \quad (\text{II.1})$$

Dans cette expression, c désigne la vitesse du son, $|\mathbf{u}|$ est la borne supérieure des vitesses de l'écoulement hors phénomènes acoustiques, δt est le pas de temps et Δ est la taille caractéristique des mailles. La condition de CFL impose donc une très forte limitation au pas de temps. Pendant un pas de temps vérifiant ce critère, l'onde acoustique la plus rapide traverse ainsi au plus une maille de calcul, tandis qu'une particule matérielle ne parcourt qu'une distance de l'ordre de Δ/c . Il faut alors un nombre de pas de temps très important pour résoudre le problème. Il est par conséquent impossible en pratique d'utiliser directement le système d'équations de Navier Stokes pour simuler un incendie d'une durée de plusieurs dizaines de minutes.

- La raideur en espace est due au fait que les dimensions du domaine sont très grandes par rapport à la taille du front de flamme. Dans les cas de simulation d'incendie, le domaine mesure de quelques mètres à quelques dizaines voire quelques centaines de mètres alors que l'épaisseur de flamme est de l'ordre du millimètre. Il faudrait utiliser un maillage à la fois assez fin dans les zones de réaction² mais couvrant également tout le domaine étudié, ce qui est impossible avec les capacités informatiques actuelles.

1. Ou « condition de CFL ». C'est ce type de schéma qui est employé par le code FDS utilisé pour ce travail.

2. Les régions où se déroule la combustion ne sont pas figées et ne sont pas toujours bien localisées dans les cas de simulation d'incendie, notamment dans le cadre des problèmes de propagation du feu.

II.1.2 Étude asymptotique des équations de Navier Stokes

Afin de s'affranchir du problème de la raideur en temps qui vient d'être évoqué, une forme approximative du système d'équations de Navier Stokes peut être obtenue au moyen d'une étude asymptotique. La méthode généralement employée consiste à ne conserver que certains termes significatifs dans les équations. Cette section présente la réalisation de cette tâche, en utilisant la forme adimensionnelle des équations d'après la synthèse réalisée par Müller [76], qui s'appuie elle-même sur l'analyse de Majda et Sethian [68], ainsi que sur celle de Rehm et Baum [97]. Cette dernière est d'ailleurs à l'origine des équations utilisées par le code de calcul utilisé dans le cadre de cette thèse. La formulation générale des équations de Navier Stokes est donnée à l'annexe A.

II.1.2.1 Adimensionnalisation

Variables adimensionnelles

Les grandeurs avant adimensionnement sont notées avec un indice $*$ afin de les différencier de leur forme adimensionnelle. Les grandeurs utilisées pour adimensionner les équations précédentes sont notées avec un indice supplémentaire ∞ pour rappeler qu'elles correspondent, soit à des valeurs stationnaires, soit à des valeurs prises loin de l'écoulement étudié. Les quantités thermodynamiques de référence sont en outre supposées vérifier elles aussi l'équation d'état du gaz parfait.

Les quantités sans dimension sont alors formées de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}, & p &= \frac{p^*}{p_\infty^*}, & \mathbf{u} &= \frac{\mathbf{u}^*}{u_\infty^*}, & T &= \frac{T^*}{T_\infty^*}, & \mu &= \frac{\mu^*}{\mu_\infty^*}, \\
 \lambda &= \frac{\lambda^*}{\lambda_\infty^*}, & \mathbf{x} &= \frac{\mathbf{x}^*}{L^*}, & t &= \frac{t^*}{L^*/u_\infty^*}, & e &= \frac{e^*}{p_\infty^*/\rho_\infty^*}, \\
 E &= \frac{E^*}{p_\infty^*/\rho_\infty^*}, & H &= \frac{H^*}{p_\infty^*/\rho_\infty^*}.
 \end{aligned} \tag{II.2}$$

Les grandeurs de référence sont choisies de manière à ce que les quantités adimensionnées soient de l'ordre de $\mathcal{O}(1)$ en fonction du nombre de Mach de référence qui s'écrit

$$\mathcal{M}_\infty = \frac{u_\infty^*}{\sqrt{\gamma p_\infty^*/\rho_\infty^*}}. \tag{II.3}$$

La grandeur $\widetilde{\mathcal{M}} = \sqrt{\gamma}\mathcal{M}_\infty$ est ici préférée à \mathcal{M}_∞ afin de s'affranchir de la dépendance en γ et de simplifier les notations.

Réécriture des équations

En introduisant les relations (II.2) dans les équations de continuité, de Navier Stokes et de conservation de l'énergie, les formes adimensionnées des équations s'écrivent

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \frac{1}{\widetilde{\mathcal{M}}^2} \nabla p = \mathbf{G} \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho H \mathbf{u}) = Q \quad (\text{II.6})$$

les seconds membres étant exprimés par

$$\mathbf{G} = \frac{1}{R_{e_\infty}} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \frac{1}{F_{r_\infty}^2} \rho \mathbf{e}_r \quad (\text{II.7})$$

$$Q = \frac{\widetilde{\mathcal{M}}^2}{R_{e_\infty}} \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) - \frac{\widetilde{\mathcal{M}}}{F_{r_\infty}^2} \rho \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{u} + \frac{\gamma}{(\gamma - 1) R_{e_\infty} P_{r_\infty}} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \widetilde{Q} \quad (\text{II.8})$$

Les nombres caractéristiques suivants apparaissent :

- $R_{e_\infty} = \frac{\rho_\infty^* u_\infty^* L^*}{\mu_\infty^*}$ le nombre de Reynolds qui compare les forces d'inertie aux forces de viscosité ;
- $F_{r_\infty} = \frac{u_\infty^*}{\sqrt{g^* L^*}}$ le nombre de Froude qui caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces volumiques de flottabilité ;
- $P_{r_\infty} = \frac{c_p^* \mu_\infty^*}{k_\infty^*}$ le nombre de Prandtl qui compare les transferts de quantité de mouvement associés aux forces visqueuses avec les transferts de chaleur conductifs.

L'énergie totale par unité de masse et l'enthalpie totale s'écrivent sous forme adimensionnelle

$$E = e + \widetilde{\mathcal{M}}^2 \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \quad \text{et} \quad H = E + \frac{p}{\rho} . \quad (\text{II.9})$$

Les quantités thermodynamiques adimensionnées sont reliées par les équations

$$p = \rho T \quad \text{et} \quad e = \frac{1}{\gamma - 1} T . \quad (\text{II.10})$$

En combinant les relations (II.9) et (II.10), on s'aperçoit que la pression peut être exprimée en fonction des variables conservatives ρ , $\rho \mathbf{u}$ et ρE par

$$p = (\gamma - 1) \left(\rho E - \widetilde{\mathcal{M}}^2 \frac{1}{2} \frac{|\rho \mathbf{u}|^2}{\rho} \right) . \quad (\text{II.11})$$

II.1.2.2 Analyse asymptotique

L'analyse asymptotique, lorsque \tilde{M} tend vers zéro, permet d'identifier les termes négligeables dans les équations (II.4) à (II.6), dans l'hypothèse d'écoulement à faible nombre de Mach. En supposant que toutes les variables ne dépendent que du temps adimensionné t et des variables d'espace adimensionnées \mathbf{x} , chaque grandeur Φ est décomposée sous la forme

$$\begin{aligned}\Phi(\mathbf{x}, t, \tilde{M}) &= \Phi_0(\mathbf{x}, t) + \Phi_1(\mathbf{x}, t)\tilde{M} + \Phi_2(\mathbf{x}, t)\tilde{M}^2 + \mathcal{O}(\tilde{M}^3) \\ &= \Phi_0 + \Phi_1\tilde{M} + \Phi_2\tilde{M}^2 + \mathcal{O}(\tilde{M}^3).\end{aligned}\quad (\text{II.12})$$

Les décompositions asymptotiques des grandeurs en puissances de \tilde{M} sont introduites dans les équations (II.4) à (II.11), ce qui conduit à des égalités qui sont ensuite ordonnées selon les puissances de \tilde{M} . Ces égalités étant vérifiées pour toute valeur de \tilde{M} proche de zéro, les coefficients des polynômes correspondants sont nécessairement nuls. Des relations liant les différents ordres de chaque variable sont ainsi obtenues.

La décomposition asymptotique permet notamment d'arriver à l'approximation du système d'équations de Navier Stokes à l'ordre 0 :

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u})_0 = 0 \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial \rho_0 \mathbf{u}_0}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}_0 \mathbf{u}_0) + \nabla p_2 = \mathbf{G}_0 \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_0 \left[\frac{\partial T_0}{\partial t} + \mathbf{u}_0 \cdot \nabla T_0 \right] - \frac{dp_0}{dt} = Q_0 \quad (\text{II.15})$$

$$\rho_0(\mathbf{x}, t) T_0(\mathbf{x}, t) = p_0(t) \quad (\text{II.16})$$

$$Q_0 = \frac{\gamma}{(\gamma - 1) Re_\infty Pr_\infty} \nabla \cdot (\lambda \nabla T)_0 + (\tilde{Q})_0 \quad (\text{II.17})$$

Un résultat essentiel de cette approximation à l'ordre 0 est que la pression s'écrit sous la forme

$$p(\mathbf{x}, t, \tilde{M}) = p_0(t) + p_2(\mathbf{x}, t)\tilde{M}^2 + \mathcal{O}(\tilde{M}^3), \quad (\text{II.18})$$

et que le terme p_2 intervienne uniquement dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Il est à noter que l'analyse asymptotique conduit également à l'équation

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} Q_0 - \frac{1}{\gamma p_0} \frac{dp_0}{dt}. \quad (\text{II.19})$$

La divergence du champ de vitesse \mathbf{u}_0 est donc modifiée par le terme Q_0 et la variation de la pression p_0 . En supposant que les termes du second membre de la précédente

équation sont connus, la détermination du champ de pression p_2 est obtenue en prenant la divergence de l'équation (II.14).

La pression dynamique p_2 est découplée des fluctuations de masse volumique ou de température agissant théoriquement sur la pression via l'équation d'état. De cette manière, les ondes acoustiques ne sont pas prises en compte par le modèle à faible nombre de Mach. Ce filtrage présente l'avantage de permettre l'utilisation de pas de temps plus importants pour la résolution numérique des équations.

D'un point de vue mathématique, la partie hydrodynamique du système obtenu est similaire aux équations de Navier Stokes régissant les écoulements incompressibles car la masse volumique ne dépend pas de la pression dynamique p_2 et le champ de vitesse satisfait une contrainte de type divergentielle, similaire à la condition usuelle de divergence nulle de l'écoulement incompressible. Ceci explique pourquoi les méthodes numériques employées pour résoudre ce type d'équations proviennent de la classe des solveurs des écoulements incompressibles [21].

II.1.3 Modèle à faible nombre de Mach

Le tableau II.1 résume les points essentiels du modèle d'écoulement à faible nombre de Mach présenté dans cette section.

Hypothèse de faible nombre de Mach	$\mathcal{M} = \mathbf{u} /c \ll 1$
Décomposition de la pression	$p(\mathbf{x}, t) = p_0(t) + p_2(\mathbf{x}, t)$
Ordre de grandeur des termes	$p_2/p_0 \sim \mathcal{O}(\mathcal{M}^2)$
Conservation de la quantité de mouvement	$\rho d\mathbf{u}/dt + \nabla p_2 = \mathbf{G}$
Équation d'état	$p_0 = \rho rT$
Contrainte divergentielle du champ de vitesse	$\nabla \cdot \mathbf{u} = \mathcal{S}$

TAB. II.1 — Modèle d'écoulement à faible nombre de Mach

Une stratégie de résolution numérique du modèle à faible nombre de Mach peut consister à calculer dans un premier temps la divergence du champ de vitesse, afin d'injecter ensuite cette grandeur dans l'équation obtenue en prenant la divergence du bilan de quantité de mouvement. Ceci permet de calculer la perturbation de pression et de terminer la résolution du problème en déterminant le champ de vitesse associé.

En réécrivant l'équation de conservation de la masse (A.1) sous la forme

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = -\rho (\nabla \cdot \mathbf{u}), \quad (\text{II.20})$$

il apparaît que la divergence du champ de vitesse intervient également directement dans l'évolution de la masse volumique.

Comme le montre la relation (II.19), l'expression de la divergence du champ de vitesse contient les termes sources de l'équation de conservation de l'énergie. Il n'est pas nécessaire de résoudre explicitement le bilan d'énergie car la température du mélange peut être simplement obtenue à partir de l'équation d'état, connaissant la masse volumique et la pression ambiante. Cette stratégie est mise en œuvre dans le code de calcul FDS présenté maintenant.

II.2 Description du code FDS

L'outil numérique sur lequel s'appuie ce travail de thèse est le code FDS (*Fire Dynamics Simulator*), développé par l'institut américain NIST³. Le code FDS est un modèle CFD de simulation numérique tridimensionnelle, destiné à prédire les écoulements représentatifs des situations d'incendie. Cet outil, ainsi que ses sources, sont disponibles librement sur le site web du NIST⁴, ce qui permet à chaque utilisateur de développer le code selon ses propres besoins.

II.2.1 Présentation générale

Historique

La chronologie du développement du code FDS, brièvement rappelée ici, est détaillée à la référence [20]. Le système d'équations utilisé a été initialement écrit par Rehm et Baum [97] à la fin des années 1970. Un algorithme utilisant le concept de simulation des grandes échelles a été développé pour résoudre ce système d'équations. Les premières simulations concernaient des cas non visqueux où l'approximation de Boussinesq⁵ pouvait être utilisée. Au milieu des années 1980, les premiers cas tridimensionnels furent simulés, avec l'emploi de transformées de Fourier rapides pour la résolution de l'équation de Poisson. L'approximation de Boussinesq a permis d'utiliser un solveur direct du système d'équations algébriques résultant de la discrétisation du problème. Dans les années 1990, la puissance de calcul alors disponible a rendu possible la prise en compte d'effets visqueux et thermiques à petite échelle grâce à l'amélioration de la résolution des maillages employés. Le code a pris officiellement l'appellation « FDS » en 2000. La première version dispose d'un modèle de combustion simple utilisant des « éléments thermiques » lagrangiens sans masse convectés par l'écoulement au niveau desquels la chaleur est libérée. Le modèle de combustion actuel à fraction de mélange est apparu en 2001 avec la version 2 du code. La dernière version en date est maintenant capable d'effectuer des calculs parallèles en faisant appel aux bibliothèques MPI.

Caractéristiques

Aujourd'hui, le code FDS apparaît comme un outil particulièrement bien adapté pour la simulation des incendies, malgré la relative simplicité de certains de ses sous-modèles⁶. FDS est de plus en plus employé par la communauté scientifique dans le domaine de la sécurité contre l'incendie, ce qui lui permet de progresser rapidement et d'être utilisé dans de nombreuses configurations. Les raisons principales de l'intérêt grandissant pour cet outil sont les suivantes :

- il est gratuit et de plus en plus reconnu comme assez fiable dans de nombreuses publications ;
- il est relativement facile à utiliser, même s'il ne dispose pas véritablement d'un préprocesseur ;

3. National Institute of Standards and Technology

4. <http://fire.nist.gov/fds/>

5. Cette approximation suppose que les variations de masse volumique et de température au sein de l'écoulement sont faibles.

6. Notamment le modèle de combustion.

- il est fourni avec un logiciel gratuit de visualisation des résultats particulièrement soigné, nommé « Smokeview » ;
- il peut être utilisé avec la puissance informatique d'un ordinateur de bureau ;
- sa documentation est bien fournie ;
- ses sources sont libres et écrites essentiellement en FORTRAN ;
- pour encourager l'usage et le développement de leur code, les auteurs de FDS assurent un échange actif avec les utilisateurs.

Les principales caractéristiques des versions actuelles du code FDS sont résumées dans le tableau II.2. La formulation des équations utilisées fait l'objet de la présente section. Les modèles et hypothèses employés sont discutés et situés par rapport à ce qui est classiquement rencontré dans la littérature, afin de mettre en évidence les points originaux et les faiblesses du code. La description suivante s'appuie sur la formulation générale des équations de Navier Stokes donnée à l'annexe A.

Solveur des équations de Navier Stokes	Écoulements à faible nombre de Mach Discrétisation par différences finies Précision du second ordre en temps et en espace Méthode prédicteur/correcteur Solveur de Poisson explicite Simulation aux grandes échelles, modèle de Smagorinsky
Modèle de combustion	Flamme de diffusion Concept de fraction de mélange Combustion contrôlée par le mélange Équation de réaction chimique globale unique Chimie infiniment rapide Consommation basée sur le gradient de fraction de mélange
Modèle de rayonnement	Équation de transfert radiatif Rayonnement diffus Gaz gris non dispersif Résolution numérique par volumes finis Utilisation d'une centaine d'angles discrets
Conditions aux limites	Transfert thermique 1D au niveau de chaque maille Propriétés thermiques dépendant de la température Transferts d'énergie basés sur des corrélations empiriques

TAB. II.2 — Caractéristiques principales du code FDS

II.2.2 Décomposition de la pression

La pression est décomposée en un terme prépondérant de pression ambiante p_0 supposée uniforme et constante, un terme hydrostatique et un terme de perturbation de pression induite par l'écoulement notée \tilde{p} :

$$p = p_0 - \rho_\infty g z + \tilde{p}. \quad (\text{II.21})$$

Dans le cadre du modèle à faible nombre de Mach, l'équation d'état est réécrite en remplaçant la pression p par le terme de pression ambiante p_0 :

$$p_0 = \rho r T \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{M_k} \quad \text{avec } M_k \text{ la masse molaire de l'espèce } k. \quad (\text{II.22})$$

La pression p est également remplacée dans l'équation de conservation de l'énergie (A.11) par le terme de pression ambiante p_0 , ce qui conduit à l'écriture

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{u}) = \frac{Dp_0}{Dt} + \nabla \cdot \lambda \nabla T + \nabla \cdot \sum_{k=1}^N h_k \rho D_k \nabla Y_k - \nabla \cdot \mathbf{q}_r + \dot{q}''' . \quad (\text{II.23})$$

Dans cette expression, l'apport d'énergie dû aux effets de la viscosité est négligé et le terme \dot{q}''' représente le dégagement de chaleur dû à la combustion.

II.2.3 Divergence du champ de vitesse

Les termes source de l'équation de l'énergie (II.23) sont utilisés pour exprimer la divergence du champ de vitesse $\nabla \cdot \mathbf{u}$. Cette grandeur peut être obtenue en écrivant la dérivée particulaire de l'équation d'état (II.22), partant de la forme

$$p_0 = \frac{\rho r T}{M} \quad \text{avec} \quad 1/M = \sum_{k=1}^N Y_k / M_k . \quad (\text{II.24})$$

La dérivée particulaire de cette équation est exprimée par

$$\frac{Dp_0}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho r T}{M} \right) + \mathbf{u} \cdot \nabla \left(\frac{\rho r T}{M} \right) , \quad (\text{II.25})$$

ce qui s'écrit encore, compte tenu de l'équation de continuité,

$$\frac{Dp_0}{Dt} = -p_0 \nabla \cdot \mathbf{u} + \rho r \frac{D(T/M)}{Dt} = -p_0 \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} + M \frac{D(1/M)}{Dt} . \quad (\text{II.26})$$

En explicitant le dernier terme du second membre et en utilisant la relation

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \rho \frac{Dh}{Dt} - \sum_{k=1}^N h_k \rho \frac{DY_k}{Dt} , \quad (\text{II.27})$$

il vient :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} = & -\frac{1}{p_0} \frac{Dp_0}{Dt} + \frac{1}{\rho C_p T} \left(\frac{Dp_0}{Dt} + \dot{q}''' + \nabla \cdot \lambda \nabla T - \nabla \cdot \mathbf{q}_r + \nabla \cdot \sum_{k=1}^N h_k \rho D_k \nabla Y_k \right) \\ & - \frac{1}{C_p T} \sum_{k=1}^N h_k \frac{DY_k}{Dt} + M \sum_{k=1}^N \frac{1}{M_k} \frac{DY_k}{Dt} . \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

Il est alors fait l'hypothèse $h_k \simeq C_{p,k}T$. En supposant que les capacités calorifiques s'écrivent sous la forme $C_{p,k} = \gamma_k(\gamma_k - 1)R/M_k$ et que les ratios γ_k sont indépendants de l'espèce considérée, on obtient le résultat $M/M_k = C_{p,k}/C_p$. Ceci montre que dans ce cas les deux derniers termes de la relation (II.28) s'annulent.

Finalement, l'approximation suivante est retenue pour évaluer la divergence du champ de vitesse :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{\rho c_p T} \left(\nabla \cdot \lambda \nabla T + \nabla \cdot \sum_{k=1}^N h_k \rho D_k \nabla Y_k - \nabla \cdot \mathbf{q}_r + \dot{q}''' \right) + \left(\frac{1}{\rho c_p T} - \frac{1}{p_0} \right) \frac{Dp_0}{Dt} . \quad (\text{II.29})$$

II.2.4 Conservation de la quantité de mouvement

II.2.4.1 Équation de Poisson

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (A.5) doit être réécrite pour obtenir une équation permettant de calculer la perturbation de pression \tilde{p} . En remplaçant la pression p par son expression donnée à l'équation (II.21), il vient

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} = \frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}] . \quad (\text{II.30})$$

En utilisant l'identité vectorielle $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = 1/2 \nabla |\mathbf{u}|^2 - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}$, où $\boldsymbol{\omega}$ est le vecteur vorticité défini par $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$, la divergence de chaque membre de cette relation conduit à

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{u}|^2 \right) = -\frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) + \nabla \cdot \left[\frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}] \right] . \quad (\text{II.31})$$

Pour simplifier la résolution numérique de cette équation, la masse volumique dans le membre de gauche est supposée constante, ce qui revient à écrire

$$\frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} \simeq \nabla \left(\frac{\tilde{p}}{\rho} \right) \quad \text{soit} \quad \frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{u}|^2 \simeq \nabla \mathcal{H} \quad \text{avec} \quad \mathcal{H} = \frac{\tilde{p}}{\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 . \quad (\text{II.32})$$

Cette approximation permet d'aboutir à une équation de Poisson dont l'inconnue est la grandeur \mathcal{H} . Cette équation, de nature elliptique, est plus rapide à résoudre numériquement que l'équation (II.31). Elle se présente sous la forme

$$\nabla^2 \mathcal{H} = -\frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{u}}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{F}, \quad \text{avec} \quad \mathbf{F} = -\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} - \frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}] . \quad (\text{II.33})$$

Le système linéaire algébrique résultant de la discrétisation de cette équation possède des coefficients constants et est résolu dans le code FDS par des méthodes directes utilisant des transformées de Fourier rapides⁷.

7. Librairie *Crayfishpak* [2].

Les conditions aux limites sont spécifiées en imposant la condition de Neumann

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial n} = -\frac{\partial u_n}{\partial t} - F_n, \quad (\text{II.34})$$

où F_n est la composante normale du vecteur \mathbf{F} à la frontière et $\partial u_n / \partial t$ est la dérivée temporelle de la composante normale de la vitesse à la frontière⁸.

La prise en compte des conditions aux limites pour les frontières ouvertes utilise une condition de Dirichlet :

- lorsque l'écoulement quitte le domaine, $\mathcal{H} = |\mathbf{u}|^2/2$. Ceci revient à supposer que la perturbation de pression \tilde{p} est nulle en cet endroit ;
- lorsque l'écoulement entre dans le domaine, $\mathcal{H} = 0$. Ceci revient à supposer que la grandeur \mathcal{H} est nulle infiniment loin de l'entrée.

L'équation d'évolution de la vorticité ω permet d'expliciter les effets de l'approximation (II.32). Cette équation est obtenue en prenant le rotationnel de chaque membre de la relation (II.30), ce qui aboutit à

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \omega) = \underbrace{-\nabla \times \left(\frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} \right)}_{(1)} + \underbrace{\nabla \times \left(\frac{\rho - \rho_\infty}{\rho} \mathbf{g} \right)}_{(2)} + \underbrace{\nabla \times \left(\frac{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}}{\rho} \right)}_{(3)}. \quad (\text{II.35})$$

Au second membre apparaissent trois sources de vorticité :

- le terme (1) qui correspond au couple barocline dû au non alignement des gradients de masse volumique et de pression : $\nabla \times \left(\frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} \right) = \nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla \tilde{p} + \frac{1}{\rho} \nabla \times \nabla \tilde{p} = -\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla \tilde{p}$;
- le terme (2) qui correspond aux forces d'Archimède dues aux gradients horizontaux de masse volumique ;
- le terme (3) qui correspond aux effets de la viscosité.

L'approximation (II.32) revient donc à négliger le couple barocline en tant que source de vorticité puisque dans ce cas

$$\nabla \times \left(\frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} \right) \simeq \nabla \times \left[\nabla \left(\frac{\tilde{p}}{\rho} \right) \right] = 0. \quad (\text{II.36})$$

Cette approximation fait donc l'hypothèse que la vorticité est essentiellement générée par l'effet des forces d'Archimède. Ceci est généralement vérifié loin des zones de combustion. Au niveau du front de flamme, les échelles résolues étant plus grandes que la zone de réaction, l'approximation utilisée ne conduit pas a priori à un écart significatif [73].

8. Ce qui permet de modéliser une bouche de ventilation par exemple.

II.2.4.2 Prise en compte du couple barocline

Il existe dans le code FDS un moyen de corriger l'erreur commise en négligeant le couple barocline. L'équation de conservation de la quantité de mouvement (II.30) se met sous la forme

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{2} \right) + \frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} + \mathbf{F} = 0. \quad (\text{II.37})$$

En introduisant la grandeur $\mathcal{H} = \frac{\tilde{p}}{\rho} + \frac{|\mathbf{u}|^2}{2}$, il est possible d'écrire

$$\nabla \mathcal{H} = \frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} + \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{2} \right) + \underbrace{\nabla \left(\frac{\tilde{p}}{\rho} \right) - \frac{\nabla \tilde{p}}{\rho}}_{\mathbf{E}}, \quad (\text{II.38})$$

et ainsi la conservation de la quantité de mouvement devient

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \mathcal{H} + (\mathbf{F} + \mathbf{E}) = 0. \quad (\text{II.39})$$

Afin d'obtenir une équation de nature elliptique, le terme \mathbf{E} est supposé nul. Pour corriger l'erreur ainsi commise, il est possible d'évaluer ce terme puis d'incorporer l'estimation correspondante dans l'expression de la grandeur \mathbf{F} . Le problème est que la perturbation de pression \tilde{p} est inconnue à ce stade de la résolution.

En utilisant l'hypothèse $\nabla \left(\frac{\tilde{p}}{\rho} \right) \simeq \frac{\nabla \tilde{p}}{\bar{\rho}}$, le terme \mathbf{E} peut être approximé par $\mathbf{E} = \nabla \tilde{p} \left(\frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{1}{\rho} \right)$.

La valeur moyenne de la masse volumique $\bar{\rho}$ est alors estimée par FDS à partir de ses extrema ρ_{min} et ρ_{max} dans le domaine étudié en écrivant

$$\bar{\rho} = 2 \frac{\rho_{min} \rho_{max}}{\rho_{min} + \rho_{max}}. \quad (\text{II.40})$$

Le gradient de la perturbation de pression est alors tiré de la définition de la grandeur \mathcal{H} , ce qui aboutit finalement à l'expression

$$\mathbf{E} = \bar{\rho} \left[\nabla \mathcal{H} - \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{2} \right) \right] \left(\frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{1}{\rho} \right). \quad (\text{II.41})$$

La grandeur \mathbf{F} est ainsi ajoutée à la quantité \mathbf{E} , évaluée au pas de temps précédent, pour obtenir une prise en compte des effets baroclines. C'est cette nouvelle valeur de la grandeur \mathbf{F} qui intervient dans l'équation de Poisson vérifiée par la pression.

II.2.5 Modélisation des termes diffusifs

II.2.5.1 Simulation des grandes échelles

Une discrétisation adaptée à la résolution numérique directe de toutes les échelles de l'écoulement est hors de portée des performances actuelles des ordinateurs. Pour contourner ce problème, le code FDS utilise le concept de simulation des grandes échelles qui postule un caractère isotrope et universel des petites échelles de l'écoulement. En effet, il est

généralement considéré que les petites structures ne sont pas essentielles pour connaître les propriétés de transport du fluide. Comme cela a été dit au premier chapitre de ce manuscrit, la simulation des grandes échelles se restreint à ne simuler explicitement que le mouvement à grande échelle. Cette réduction de la quantité d'informations à traiter autorise l'utilisation d'un maillage dont le raffinement permet d'envisager des temps de calculs raisonnables⁹ sur un ordinateur courant de bureau.

L'emploi d'un maillage ne capturant pas toutes les échelles de l'écoulement induit inévitablement un filtrage spatial des grandeurs calculées. Chaque grandeur Φ de l'écoulement peut alors être décomposée en la somme de sa partie explicitement résolue basse fréquence et de sa partie non résolue haute fréquence sous la forme $\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$. La partie résolue peut être vue comme le résultat d'un filtrage de la grandeur exacte s'écrivant

$$\bar{\Phi}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \int G_{\Delta}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Phi(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t) d\mathbf{y} = G_{\Delta} \star \Phi \quad \text{où } G_{\Delta} \text{ est le filtre.} \quad (\text{II.42})$$

Ce filtrage est généralement supposé linéaire et commutant avec les opérations de dérivation spatiale et temporelle¹⁰. Appliqué aux équations que l'on cherche à résoudre, il produit de nouvelles équations régissant les grandeurs filtrées. Du fait de la non linéarité des équations de départ, il apparaît des termes correspondant à des fluctuations se produisant au niveau des échelles non résolues. Par exemple, l'équation de conservation de la quantité de mouvement (A.5) s'écrit

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} = \mathbf{G}_{ij}, \text{ soit après filtrage : } \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \bar{\mathbf{G}}_{ij}, \quad (\text{II.43})$$

ce qui s'écrit encore

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \bar{\mathbf{G}}_{ij} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{\rho u_i u_j})}_{(a)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{u}_i - \overline{\rho u_i})}_{(b)}. \quad (\text{II.44})$$

Les termes (a) et (b) ne peuvent pas être exprimés directement en fonction du champ résolu. Ce type de terme doit être estimé à partir des grandeurs filtrées en utilisant des *modèles de sous-maille* traduisant l'influence des petites échelles sur l'écoulement. Ceci permet de fermer le système d'équations en vue de sa résolution numérique.

II.2.5.2 Filtrage de Favre

Dans un contexte d'écoulement compressible, la décomposition de chaque grandeur en sa partie résolue et sa partie non résolue pose le problème particulier des corrélations croisées entre les fluctuations des grandeurs étudiées et les fluctuations de masse volumique. L'équation filtrée de conservation de la masse (A.1) s'écrit par exemple

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i} + \overline{\rho' u_i'}) = 0 \quad (\text{II.45})$$

9. C'est-à-dire de l'ordre de la centaine d'heures pour une simulation complète.

10. Ce point n'est rigoureusement vérifié que lorsque le maillage utilisé est fixe et uniforme.

et fait apparaître les termes $\overline{\rho' u_i'}$ qui sont délicats à estimer. Pour éviter le recours à une modélisation supplémentaire, Favre [31] a proposé un filtrage pondéré par la masse volumique de la forme

$$\tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho \Phi}}{\bar{\rho}}, \quad (\text{II.46})$$

de sorte que toute grandeur Φ puisse se décomposer en $\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi''$. L'équation de conservation de la masse peut alors être écrite

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0, \quad (\text{II.47})$$

ce qui est formellement identique à l'équation (A.1). Le filtrage de Favre présente donc l'intérêt de simplifier le formalisme des équations régissant l'écoulement. Ainsi, l'équation de conservation de la masse peut être résolue sans modélisation supplémentaire, à condition de ne rechercher que les grandeurs filtrées selon Favre comme $\tilde{\Phi}$. En toute rigueur, pour revenir aux grandeurs filtrées sans pondération par la masse volumique, la modélisation des corrélations croisées reste évidemment nécessaire puisque ces grandeurs sont liées par la relation $\overline{\rho \tilde{\Phi}} = \bar{\rho} \tilde{\Phi} + \overline{\rho' \Phi'}$ [93].

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (A.5) s'écrit après filtrage de Favre

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \bar{\mathbf{G}}_{ij} + \frac{\partial t_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{II.48})$$

Dans cette expression, le tenseur t_{ij} est appelé « tenseur des échelles de sous-maille » et s'écrit $t_{ij} = \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \overline{\rho u_i u_j}$.

La modélisation de sous-maille a pour but de prendre en compte, dans l'équation d'évolution du champ filtré, les effets de l'interaction avec le champ fluctuant représenté par la divergence du tenseur des échelles de sous-maille¹¹.

II.2.5.3 Modèle de Smagorinsky

Formulation

Dans l'équation (II.48), il est possible d'utiliser l'approximation $t_{ij} \simeq -\overline{\rho u_i'' u_j''}$ et la fermeture de ce tenseur peut être réalisée en se basant sur le concept de viscosité turbulente. Pour ce faire, le tenseur des échelles de sous-maille est d'abord décomposé en la somme de son déviateur t_{ij}^D et de sa partie isotrope t_{ij}^I :

$$t_{ij} = t_{ij}^D + t_{ij}^I \quad \text{avec} \quad t_{ij}^D = -\overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{1}{3} \overline{\rho u_k'' u_k''} \delta_{ij} \quad \text{et} \quad t_{ij}^I = -\frac{1}{3} \overline{\rho u_k'' u_k''} \delta_{ij}. \quad (\text{II.49})$$

11. Le lecteur est renvoyé à la référence [101] pour un panorama de la modélisation de sous-maille en simulation des grandes échelles.

Son déviateur est ensuite exprimé sous la forme

$$t_{ij}^D = 2\mu_t \tilde{\mathbf{S}}_{ij}^D \quad \text{où} \quad \tilde{\mathbf{S}}_{ij}^D = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}. \quad (\text{II.50})$$

Cette modélisation utilise le concept de viscosité turbulente μ_t pour relier le tenseur des échelles de sous-maille au champ de vitesse résolu. Il reste à estimer cette viscosité pour fermer le système d'équations obtenu. Une modélisation classique largement utilisée en simulation des grandes échelles est celle de Smagorinsky [108]. Cette approche est basée sur l'analyse dimensionnelle

$$\frac{\mu_t}{\bar{\rho}} = \nu_t \sim l \times u \sim l \times l \times \left| \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right| \sim l^2 \left| \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right|, \quad (\text{II.51})$$

qui montre que l'on peut exprimer la viscosité turbulente comme le produit du carré d'une longueur caractéristique l par le gradient du champ de vitesse résolu.

Ceci aboutit finalement à l'expression

$$\mu_t = \bar{\rho} (C_s \Delta)^2 \sqrt{2\tilde{\mathbf{S}}\tilde{\mathbf{S}}} \quad \text{où} \quad \tilde{\mathbf{S}}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{II.52})$$

La constante de Smagorinsky C_s peut être déterminée de manière approchée [100]. Sa valeur est généralement comprise entre 0.1 et 0.2. Le terme Δ représente une longueur de l'ordre de grandeur de la taille des mailles utilisées. Il est possible d'introduire un amortissement de la constante C_s près des parois par une fonction de type Van Driest par exemple [9].

Dans l'hypothèse d'écoulement à faible nombre de Mach, l'équation de conservation de la quantité de mouvement se met finalement en première approximation sous la forme

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[2 \underbrace{(\mu + \mu_t)}_{\mu_{LES}} \tilde{\mathbf{S}}_{ij} \right]. \quad (\text{II.53})$$

L'apport de chaleur dû à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente est négligé dans l'équation de conservation de l'énergie¹². La conductivité thermique λ et la diffusivité des espèces D sont également affectées par la turbulence. L'effet des petites échelles non résolues est pris en compte en reliant simplement ces grandeurs à la viscosité dynamique via les relations

$$\lambda_{LES} = \frac{\mu_{LES} c_p}{P_r} \quad \text{et} \quad (\rho D)_{k,LES} = \frac{\mu_{LES}}{S_c}, \quad (\text{II.54})$$

expressions pour lesquelles les nombres de Prandtl et de Schmidt P_r et S_c sont supposés constants durant toute la simulation.

12. Dans le cadre de ce travail, cet apport est tout à fait négligeable par rapport au dégagement de chaleur dû à la combustion.

Limitations

Le modèle de Smagorinsky est aisé à mettre en œuvre et donne des résultats intéressants dans de nombreuses configurations où l'écoulement possède au moins une direction homogène. Cependant, il présente tout de même quelques points faibles [9]. D'une part, la quantité d'énergie à dissiper est sous-estimée car elle est liée uniquement au champ résolu. D'autre part, l'hypothèse d'alignement du tenseur de sous-maille t_{ij} avec le tenseur des déformations filtré \tilde{S}_{ij} est très forte et non nécessairement vérifiée en pratique. En effet, le modèle introduit de la viscosité turbulente de sous-maille partout où le tenseur \tilde{S}_{ij} est non nul, alors que ce tenseur peut être non nul dans un écoulement laminaire. Ce modèle est ainsi incapable de simuler correctement la transition du régime laminaire vers le régime turbulent. Un autre point faible est que le modèle de Smagorinsky n'autorise le transfert d'énergie que dans le sens des grandes vers les petites échelles, alors que l'inverse peut se produire. Il faut en outre ajouter que la constante du modèle de Smagorinsky ne possède pas un caractère véritablement universel et doit théoriquement être réajustée pour chaque type d'écoulement.

Il existe de nombreux autres modèles de sous-maille plus ou moins similaires à celui de Smagorinsky pour palier à ces difficultés, et qui ont donné des résultats encourageants [100]. Une évolution importante dans la lignée du modèle de Smagorinsky est le concept de modèle dynamique dû à Germano *et al.* [34]. Cette approche est similaire au modèle de Smagorinsky mais cette fois la constante C_s est une fonction de l'espace et du temps déterminée à l'aide d'un double filtrage, conférant ainsi un caractère plus universel au modèle. La mise en œuvre du modèle de Germano est cependant assez lourde car elle nécessite des opérations supplémentaires pour éviter de déstabiliser la résolution numérique [9].

Une modélisation extrêmement fine de la viscosité de sous-maille n'est pas nécessaire dans le type d'application correspondant à la simulation d'un incendie. Le modèle de Smagorinsky, bien que relativement simple, est jugé pour le moment suffisant pour la plupart des calculs [73]. Cependant, il faut garder à l'esprit les faiblesses de ce modèle lors de l'analyse des résultats numériques, notamment pour les écoulements en région proche des parois solides.

II.2.5.4 Modèle de la fonction de structure filtrée

Une amélioration des modèles de sous-maille peut être obtenue en réalisant un meilleur diagnostic de la répartition spectrale de l'énergie de la solution calculée [101]. Il s'agit concrètement de savoir, au niveau local, si la solution exacte est entièrement résolue, ou s'il existe des échelles de sous-maille à prendre en compte. Dans le premier cas, le terme associé au modèle de sous-maille doit logiquement prendre une valeur nulle¹³.

Dans le cadre de cette thèse, un modèle de sous-maille remplissant cette fonction a été implémenté dans le code FDS. Ce modèle est appelé « modèle de la fonction de structure filtrée¹⁴ ». Il a été développé par Ducros [30], afin de simuler notamment les phases transitoires des écoulements turbulents. Il est fondé sur une transcription dans l'espace physique du modèle de Métails et Lesieur [77], lui-même basé sur une estimation de l'énergie à la coupure. Un filtrage passe-haut de type « Laplacien discret » est appliqué sur le champ

13. C'est là une différence importante avec le modèle de Smagorinsky qui introduit de la viscosité turbulente de sous-maille partout où le tenseur \tilde{S}_{ij} est non nul.

14. « FSF » en abrégé dans ce manuscrit.

de vitesse afin de ne prendre en compte que les hautes fréquences du champ calculé. La viscosité de sous-maille se met sous la forme

$$\mu_t = \alpha_n \bar{\rho} C_K^{-3/2} \Delta \sqrt{\tilde{F}_2^n}, \quad (\text{II.55})$$

où $C_K = 1.4$ est la constante de Kolmogorov, α_n est une constante du modèle et Δ est la taille caractéristique des mailles. Le terme \tilde{F}_2^n est calculé localement à partir de la fonction de structure d'ordre 2, estimée d'après les valeurs prises par le champ de vitesse filtré :

$$\begin{aligned} \tilde{F}_2^n = \frac{1}{6} \quad [& \|\tilde{u}_{i+1,j,k}^n - \tilde{u}_{i,j,k}^n\|^2 + \|\tilde{u}_{i,j,k}^n - \tilde{u}_{i-1,j,k}^n\|^2 \\ & + \|\tilde{u}_{i,j+1,k}^n - \tilde{u}_{i,j,k}^n\|^2 + \|\tilde{u}_{i,j,k}^n - \tilde{u}_{i,j-1,k}^n\|^2 \\ & + \|\tilde{u}_{i,j,k+1}^n - \tilde{u}_{i,j,k}^n\|^2 + \|\tilde{u}_{i,j,k}^n - \tilde{u}_{i,j,k-1}^n\|^2]. \end{aligned} \quad (\text{II.56})$$

Dans cette expression, l'exposant n signifie que le filtre suivant est appliqué en cascade n fois :

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{i,j,k}^{n=m+1} &= \tilde{u}_{i+1,j,k}^{n=m} - 2\tilde{u}_{i,j,k}^{n=m} + \tilde{u}_{i-1,j,k}^{n=m} \\ &+ \tilde{u}_{i,j+1,k}^{n=m} - 2\tilde{u}_{i,j,k}^{n=m} + \tilde{u}_{i,j-1,k}^{n=m} \\ &+ \tilde{u}_{i,j,k+1}^{n=m} - 2\tilde{u}_{i,j,k}^{n=m} + \tilde{u}_{i,j,k-1}^{n=m}. \end{aligned} \quad (\text{II.57})$$

En pratique, Ducros [30] préconise d'utiliser $n = 3$ et $\alpha_n = 0.0014$.

Le modèle FSF possède l'avantage sur celui de Smagorinsky de pouvoir théoriquement simuler la transition vers la turbulence car il introduit de la viscosité turbulente uniquement là où la solution exacte n'est pas entièrement résolue. Ce modèle est testé avec le code FDS dans une configuration de flamme en interaction avec une paroi, présentée au chapitre III de ce manuscrit.

II.2.6 Modélisation de la combustion

II.2.6.1 Description des flammes de diffusion

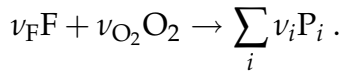
Les mécanismes chimiques qui contrôlent le dégagement de chaleur d'une flamme de diffusion sont très complexes. Une résolution numérique optimale nécessite à la fois l'utilisation d'un maillage beaucoup trop fin et la résolution simultanée d'un nombre bien trop important de bilans chimiques pour être envisageable avec les calculateurs actuels. Il est donc en pratique nécessaire de faire de fortes hypothèses simplificatrices.

Fraction de mélange

De part et d'autre de la zone de réaction d'une flamme de diffusion, les gaz sont soit trop riches ou soit trop pauvres en fuel pour être le siège de réactions de combustion. La flamme de diffusion dépend essentiellement de la mise en présence des réactifs et de la manière dont ils réagissent. L'étude de ce type de flamme se heurte donc en premier lieu à un

problème de mélange [93]. La composition d'un mélange d'espèces chimiques peut être caractérisée par la donnée des fractions massiques de chacune des espèces. Étant donné que la production et la consommation de ces dernières sont liées entre elles par les réactions de combustion, la description de la composition du mélange peut être considérablement simplifiée. Il est en effet possible de décrire toutes les espèces à l'aide d'une unique variable de Schwab-Zeldovitch également appelée « fraction de mélange » et définie par rapport aux fractions massiques du combustible et du comburant.

Pour illustrer cette approche, on considère ici le cas d'une chimie simple à une étape. L'équation bilan globale s'écrit :



Les grandeurs Y_F , Y_{O_2} et Y_{P_i} sont les fractions massiques respectivement du combustible, de l'oxydant et des produits de combustion. Chacune de ces quantités obéit à l'équation de transport

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Y_k) = \nabla \cdot (\rho D_k \nabla Y_k) + \dot{\omega}_k \quad \text{avec } k = F, O_2, P_i . \quad (\text{II.58})$$

La stœchiométrie de l'équation chimique fait que les termes de production et de consommation sont liés entre eux par les relations

$$\dot{\omega}_{O_2} = s \dot{\omega}_F \quad \text{et} \quad \dot{\omega}_P = -(1 + s) \dot{\omega}_F \quad \text{avec} \quad s = \frac{\nu_{O_2} M_{O_2}}{\nu_F M_F} .$$

Les quantités M_F et M_{O_2} sont les masses molaires de combustible et d'oxygène. La fraction de mélange est alors classiquement définie par

$$Z = \frac{s Y_F - (Y_{O_2} - Y_{O_2}^\infty)}{s Y_F^I + Y_{O_2}^\infty} . \quad (\text{II.59})$$

Par construction, cette grandeur varie de $Z = 0$ dans les régions où la fraction massique d'oxygène prend sa valeur ambiante $Y_{O_2}^\infty$, jusque $Z = 1$ dans les régions ne contenant que du combustible. Le terme Y_F^I représente quant à lui la fraction massique du combustible dans l'écoulement de combustible.

Par combinaison linéaire des équations de transport (II.58), et en supposant que les coefficients D_k sont égaux, on montre que la fraction de mélange Z est régie par l'équation de convection-diffusion sans terme source

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Z) = \nabla \cdot (\rho D \nabla Z) . \quad (\text{II.60})$$

Les équations de transport des fractions massiques et de la température peuvent être réécrites dans un nouveau repère dont Z est l'une des coordonnées. En supposant que la

structure de la flamme ne dépend que de Z , et en considérant que les gradients normaux aux isosurfaces de Z sont prépondérants¹⁵, les équations de transport prennent la forme [93, 124]

$$\rho \frac{\partial Y_k}{\partial t} = \frac{\rho \chi}{2} \frac{\partial^2 Y_k}{\partial Z^2} + \dot{\omega}_k, \quad (\text{II.61})$$

où $\chi = 2D|\nabla Z|^2$ est la dissipation scalaire de la variable Z . Ainsi, le calcul du taux de réaction $\dot{\omega}_k$ se décompose d'une part en un problème de mélange, à travers la dissipation χ , et d'autre part en un problème de détermination de la structure de la flamme pour estimer la grandeur $\partial^2 Y_k / \partial Z^2$.

Chimie irréversible et infiniment rapide

Le cas idéalisé d'une chimie irréversible et infiniment rapide permet de simplifier encore le problème. Dans ce contexte, combustible et comburant ne peuvent coexister et la flamme est nécessairement située sur l'isosurface $Z = Z_f$, où

$$Z_f = \frac{Y_{\text{O}_2}^\infty}{sY_{\text{F}}^I + Y_{\text{O}_2}^\infty} \quad (\text{II.62})$$

correspond à la valeur de la fraction de mélange à la stoechiométrie. La formulation classique de Burke et Schumann [93] permet ainsi de décrire la structure de la flamme adiabatique dans le cas d'une chimie irréversible et infiniment rapide. Dans cette description, les fractions massiques des espèces ainsi que la température dépendent directement de la fraction de mélange selon des relations linéaires $Z \mapsto Y_k$ et $Z \mapsto T$, comme le montre la figure II.1. Il suffit donc de connaître la valeur de Z pour déterminer complètement la structure de la flamme.

Le taux de réaction est nul en dehors de l'isosurface $Z = Z_f$ où il est infini. Ainsi, en supposant que la structure de la flamme est stationnaire, la relation (II.61) s'écrit pour le fuel

$$\dot{\omega}_{\text{F}} = -\frac{\rho \chi}{2} \frac{\partial^2 Y_{\text{F}}}{\partial Z^2} = -\frac{\rho \chi}{2} \frac{Y_{\text{F}}^I}{1 - Z_f} \delta(Z - Z_f), \quad (\text{II.63})$$

où δ désigne la fonction de Dirac. Cette expression traduit le fait que le dégagement de chaleur n'a lieu qu'au niveau de l'isosurface $Z = Z_f$, et que ce dégagement est proportionnel au mélange entre le fuel et l'oxydant caractérisé par la dissipation scalaire χ .

Flammes turbulentes non adiabatiques

En tant que scalaire passif, la fraction de mélange présente l'avantage de ne pas nécessiter l'estimation d'un quelconque terme source, ce qui évite les difficultés numériques

15. Cette hypothèse de faible courbure de la zone de réaction résulte de l'approximation de la zone de réaction en une surface très fine comparée à la taille caractéristique des structures de l'écoulement.

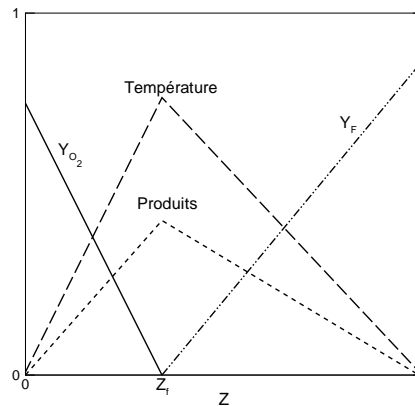


FIG. II.1 — Courbes d'équilibre dans le modèle de Burke et Schumann

inhérentes à cette tâche. Cet atout est exploité pour l'étude des flammes adiabatiques. Pour ces flammes en effet, il n'est pas nécessaire de connaître le taux de réaction puisque les fractions massiques d'espèces ainsi que la température ne dépendent que de la fraction de mélange. Dans le contexte du présent travail, les flammes simulées ne peuvent pas être supposées adiabatiques car il existe d'importantes pertes thermiques, notamment sous forme radiative. Par conséquent, la température des gaz n'est pas directement liée à la fraction de mélange. La prise en compte des pertes thermiques impose donc de recourir à une estimation du terme de dégagement de chaleur.

Dans de nombreuses configurations réelles, il est classique de supposer que la combustion au sein des flammes de diffusion est contrôlée par le mélange des réactifs et non par les mécanismes chimiques. Les modèles de combustion turbulente s'appuient en effet sur l'hypothèse que les effets instationnaires sont négligeables du fait de la rapidité des phénomènes chimiques. Ceci revient à présumer un équilibre chimique systématiquement établi pour décrire la structure de la flamme. Cette situation correspond au régime des *flammelettes* qui décrit les flammes turbulentes comme étant constituées d'éléments de flammes laminaires. Dans le cadre de l'hypothèse de grand nombre de Damköhler évoquée au premier chapitre de ce manuscrit, il est ainsi possible de décrire les flammes turbulentes en s'appuyant sur la théorie des flammes laminaires stationnaires [93].

II.2.6.2 Modèle de combustion utilisé par FDS

Cette section est avant tout destinée à situer le modèle utilisé par FDS par rapport aux modèles classiquement employés dans la littérature. Cette analyse s'appuie en partie sur la synthèse faite par Trouvé *et al.* [45]. Il convient de préciser ici que dans ce travail les phénomènes d'extinction des flammes sont négligés¹⁶.

Le code FDS utilise l'hypothèse d'une chimie irréversible et infiniment rapide. Une ap-

16. Ce point constitue une faiblesse de la modélisation, dans la mesure où la sortie de flammes se produit en régime de feu sous-ventilé dans lequel peuvent apparaître des phénomènes d'extinction.

proche classique pour modéliser le taux de réaction moyen dans ce contexte consiste à s'intéresser à la structure de la flamme en reprenant l'équation (II.63) [93]. Dans le cadre de la simulation des grandes échelles, le taux de réaction filtré s'exprime généralement en introduisant la fonction densité de probabilité associée $p(\chi, Z)$ sous la forme

$$\bar{\dot{\omega}}_F''' = \bar{\rho} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\dot{\omega}_F'''}{\rho} \tilde{p}(\chi, Z) d\chi dZ \quad (\text{II.64})$$

$$= -\frac{Y_F^I}{2(1-Z_f)} \bar{\rho} \int_0^1 \int_0^\infty \chi \delta(Z - Z_f) \tilde{p}(\chi, Z) d\chi dZ \quad (\text{II.65})$$

$$= -\frac{Y_F^I}{2(1-Z_f)} \bar{\rho} \tilde{p}(Z_f) \int_0^\infty \chi \tilde{p}(\chi, Z_f) d\chi \quad (\text{II.66})$$

$$= -\frac{Y_F^I}{2(1-Z_f)} \bar{\rho} \tilde{\chi}_f \tilde{p}(Z_f). \quad (\text{II.67})$$

Dans cette dernière égalité, le terme $\bar{\rho} \tilde{\chi}_f$ représente la valeur filtrée conditionnelle de $\rho\chi$ pour $Z = Z_f$. Cette grandeur est classiquement estimée en supposant qu'elle est proche de la valeur non conditionnelle, en écrivant simplement $\tilde{\chi}_f = \tilde{\chi}$ [93]. La dissipation scalaire filtrée est alors modélisée par $\tilde{\chi} \simeq 2\mu_t/S_{c_t} |\nabla Z|^2$, où μ_t et S_{c_t} désignent respectivement la viscosité et le nombre de Schmidt turbulents [45]. Finalement, le taux de réaction filtré s'exprime sous la forme

$$\bar{\dot{\omega}}_F''' = -\frac{Y_F^I}{1-Z_f} \bar{\rho} \frac{\mu_t}{S_{c_t}} |\nabla Z|^2 \tilde{p}(Z_f). \quad (\text{II.68})$$

Une relation analogue existe pour la consommation d'oxygène. Dans FDS, le dégagement de chaleur est supposé proportionnel à la consommation d'oxygène, ce qui aboutit à l'expression

$$\bar{q}''' = \Delta H_{O_2} \frac{Y_{O_2}^\infty}{Z_f} (\rho D)_{\text{LES}} |\nabla Z|^2 \tilde{p}(Z_f), \quad (\text{II.69})$$

où ΔH_{O_2} représente la chaleur de combustion de l'oxygène consommé.

Il ne reste plus qu'à expliciter le terme $\tilde{p}(Z_f)$ qui représente la probabilité d'avoir $Z = Z_f$, c'est-à-dire la probabilité locale de présence de la flamme. Par défaut, le code FDS utilise la fermeture que l'on pourrait qualifier d'« extrême » : $\tilde{p}(Z_f) = \delta(\tilde{Z} - Z_f)$, ce qui revient à négliger toute variation de sous-maille de la fraction de mélange et donc considérer que cette grandeur est homogène au sein de chaque maille [45].

Il est bien sûr possible d'utiliser d'autres expressions pour présumer la forme de la fonction densité de probabilité $\tilde{p}(Z)$. Par exemple, les fonctions β sont souvent employées en combustion turbulente. Elles s'écrivent sous la forme

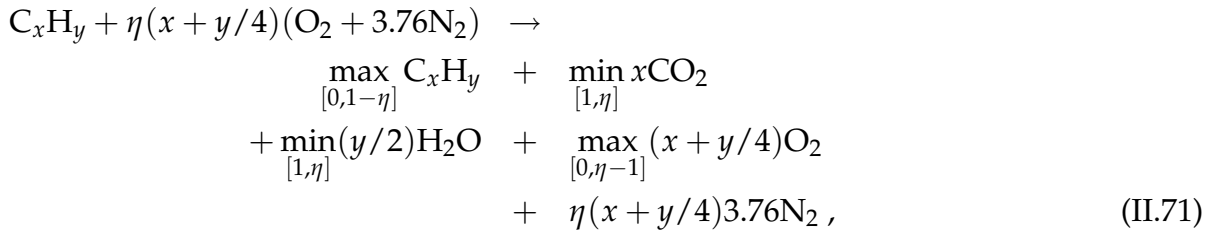
$$\tilde{p}(Z) = \frac{Z^{a-1}(1-Z^{b-1})}{\int_0^1 \psi^{a-1}(1-\psi^{b-1}) d\psi}, \quad (\text{II.70})$$

où les coefficients a et b sont calculés à partir du champ résolu \tilde{Z} et de ses fluctuations \tilde{Z}''^2 . Différents modèles de fermeture permettent d'exprimer ces fluctuations [93, 100]. L'implémentation de ce type de modèle dans le code FDS a été récemment réalisée par Trounev *et al.* [45].

II.2.6.3 Mis en œuvre du modèle de combustion

Courbes d'équilibre

La réaction chimique globale utilisée par FDS est une réaction idéalisée à une étape, correspondant à la combustion d'un hydrocarbure. Elle s'écrit de manière générale



où le paramètre η caractérise la stœchiométrie de la réaction. Ainsi, pour $\eta = 1$, le combustible et l'oxydant sont présents en proportions stœchiométriques ; pour $\eta > 1$, il y a excès d'oxydant et pour $\eta < 1$, il y a excès de combustible.

Le paramètre s s'écrit dans ce contexte

$$s = \frac{\nu_{O_2}M_{O_2}}{\nu_F M_F} = \frac{\eta(x + y/4)M_{O_2}}{M_F},$$

et trois cas se présentent :

- Lorsque $\eta = 1$, tout le combustible réagit avec tout l'oxydant, ce qui fait que l'on obtient des fractions massiques nulles pour ces deux espèces, soit $Y_{O_2} = 0$ et $Y_F = 0$. La fraction de mélange correspond alors à la valeur donnée par la relation (II.62). Les produits de combustion sont :

$$xCO_2 + (y/2)H_2O + (x + y/4)3.76N_2. \quad (II.72)$$

- Lorsque $\eta > 1$, les produits de combustion sont

$$xCO_2 + (y/2)H_2O + (\eta - 1)(x + y/4)O_2 + \eta(x + y/4)3.76N_2, \quad (II.73)$$

et les fractions massiques de combustible et d'oxydant s'écrivent

$$Y_{O_2} = \frac{(\eta - 1)(x + y/4)M_{O_2}}{(\eta - 1)(x + y/4)M_{O_2} + xM_{CO_2} + (y/2)M_{H_2O} + \eta(x + y/4)3.76M_{N_2}}, \quad (II.74)$$

$$\text{et } Y_F = 0. \quad (II.75)$$

– Lorsque $\eta < 1$, les produits de combustion sont

$$(1 - \eta)C_xH_y + \eta CO_2 + \eta(y/2)H_2O + \eta(x + y/4)3.76N_2, \quad (II.76)$$

et les fractions massiques de combustible et d'oxydant s'écrivent

$$Y_F = \frac{(1 - \eta)M_F}{(1 - \eta)M_F + \eta M_{CO_2} + \eta(y/2)M_{H_2O} + \eta(x + y/4)3.76M_{N_2}}, \quad (II.77)$$

$$\text{et } Y_{O_2} = 0. \quad (II.78)$$

Il existe donc une correspondance entre la fraction de mélange Z et le paramètre η . Ceci permet de déduire de la valeur de la fraction de mélange les fractions massiques de toutes les espèces considérées. Les courbes d'équilibre sont obtenues de cette manière.

Production des suies et de monoxyde de carbone

La production des suies est modélisée de manière très simple¹⁷ par un unique paramètre définissant la fraction de la masse de fuel consommé qui est convertie en suies. Ceci revient à supposer que les suies sont produites au sein de la flamme puis sont transportées en même temps que les produits de combustion. En d'autres termes, la quantité de suies présentes est directement reliée à la fraction de mélange.

Le terme de production de suies, noté y_s , sert aussi de paramètre pour calculer la production de CO, en utilisant la corrélation de Köylü et Faeth [59]

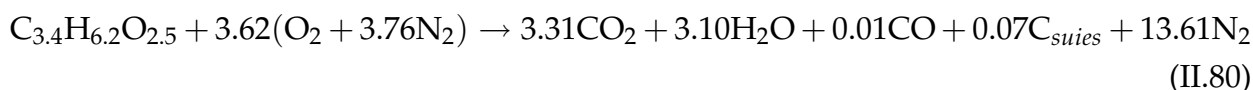
$$y_{CO} = 0.0014 \frac{12x}{M_F \nu_F} + 0.37y_s, \quad (II.79)$$

où x est le nombre d'atomes de carbone présents dans la molécule représentant le fuel, M_F est la masse molaire et ν_F est le coefficient stœchiométrique du fuel dans la réaction chimique globale.

Exemple de réaction globale pour le cas du bois

Le cas de la combustion du bois est donné ici car c'est le type de fuel utilisé par défaut dans le cadre de ce travail de thèse. La formule chimique globale représentative du pin Douglas s'écrit d'après Ritchie *et al.* [98] $C_{3.4}H_{6.2}O_{2.5}$.

En faisant l'hypothèse que le taux de production de suies s'élève à 1%, et que la production de CO suit la corrélation (II.79), la réaction globale s'écrit de la manière suivante :



17. Les processus de croissance, d'oxydation ou de recombustion des suies ne sont pas modélisés.

Les différents rapports stœchiométriques de cette réaction sont ceux que l'on rencontre classiquement dans la littérature en ce qui concerne la modélisation de la combustion du bois [29]. Ils s'écrivent :

$$r_{\text{fuel-air}} = \left[\frac{\dot{m}_{\text{entrant}}}{\dot{m}_{\text{fuel}}} \right]_{\text{st}} = \frac{\nu_{\text{O}_2} M_{\text{air}}}{\nu_{\text{fuel}} M_{\text{fuel}}} = \frac{3.62 \cdot 137.28}{1.00 \cdot 87.0} \simeq 5.71 \quad (\text{II.81})$$

$$r_{\text{fuel-O}_2} = \left[\frac{\dot{m}_{\text{O}_2}}{\dot{m}_{\text{fuel}}} \right]_{\text{st}} = \frac{\nu_{\text{O}_2} M_{\text{O}_2}}{\nu_{\text{fuel}} M_{\text{fuel}}} = \frac{3.62 \cdot 32}{1.00 \cdot 87.0} \simeq 1.33 \quad (\text{II.82})$$

$$Z_f = \frac{Y_O^\infty}{sY_F^I + Y_O^\infty} = \frac{0.23}{1.33 + 0.23} \simeq 0.147 \quad (\text{II.83})$$

La figure II.2 montre les courbes d'équilibre traduisant les relations entre la fraction de mélange et les fractions massiques des espèces.

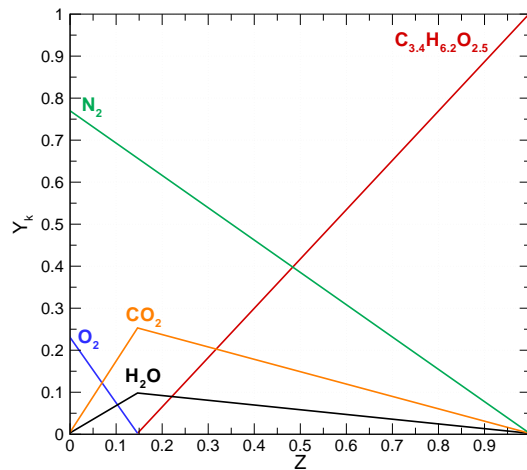


FIG. II.2 — Courbes d'équilibre pour le cas du bois dans l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide

Étant donné la simplicité des modèles utilisés pour représenter la chimie de la combustion, il est illusoire de rechercher une grande précision sur la définition du fuel employé. La description de ce dernier est pour le moment relativement grossière. L'utilisation de quelques grandes familles de combustible est suffisante. Ceci n'est pas trop pénalisant en pratique puisque la charge d'incendie réelle est rarement connue avec une grande précision.

Calcul du dégagement de chaleur

Le modèle de combustion utilisé par FDS a été présenté plus haut de manière théorique. Le dégagement de chaleur volumique s'écrit sous la forme donnée par la relation (II.69). En pratique, le terme de consommation volumique d'oxygène n'est pas directement utilisé. C'est la consommation d'oxygène par unité de surface de flamme qui permet de calculer le dégagement de chaleur.

La consommation d'oxygène est d'abord exprimée à partir de l'équation de conservation de l'oxygène

$$-\dot{m}'''_{O_2} = - \left[\frac{\partial \rho Y_{O_2}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_{O_2} \mathbf{u}) \right] + \nabla \cdot (\rho D \nabla Y_{O_2}) . \quad (\text{II.84})$$

D'après l'équation vérifiée par la fraction de mélange (II.60), la consommation volumique d'oxygène s'écrit en fonction de Z

$$-\dot{m}'''_{O_2} = \nabla \cdot \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla Z \right) - \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla \cdot (\rho D \nabla Z) . \quad (\text{II.85})$$

Ceci entraîne que la consommation d'oxygène est nulle dans tout volume où la grandeur dY_{O_2}/dZ ne varie pas. Avec l'hypothèse d'une chimie irréversible et infiniment rapide, cette grandeur ne varie qu'au niveau de la flamme. C'est pourquoi on observe un dégagement de chaleur dans tout volume traversé par l'isosurface $Z = Z_f$ puisque cette dernière correspond au passage discontinu d'une valeur nulle à une valeur non nulle de la grandeur dY_{O_2}/dZ (voir la figure II.2).

En intégrant la relation (II.85) sur un volume de contrôle VC entourant l'isosurface $Z = Z_f$, comme le schématise la figure II.3, il est possible d'explicitier la consommation d'oxygène par unité de surface de flamme. En effet, en vertu du théorème de la divergence, le premier terme du second membre de l'équation (II.85) s'intègre sous la forme

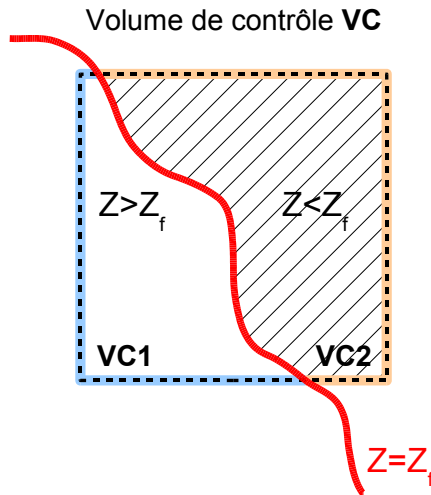


FIG. II.3 — Représentation schématique du calcul de la consommation d'oxygène dans FDS. Le volume de contrôle VC est décomposé en l'union des volumes VC1 et VC2 au sein desquels le terme $\frac{dY_{O_2}}{dZ}$ est respectivement nul et non nul.

$$\int_{VC} \nabla \cdot \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla Z \right) d\tau = \int_{\partial VC} \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla Z \right) \cdot \mathbf{n} ds , \quad (\text{II.86})$$

alors que l'intégrale du second terme s'écrit

$$\int_{VC} \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla \cdot (\rho D \nabla Z) d\tau = \frac{dY_{O_2}}{dZ} \int_{VC_2} \nabla \cdot (\rho D \nabla Z) d\tau = \frac{dY_{O_2}}{dZ} \int_{\partial VC_2} (\rho D \nabla Z) \cdot \mathbf{n} ds, \quad (\text{II.87})$$

où VC2 est la partie de VC dans laquelle le terme dY_{O_2}/dZ est non nul.

La différence des deux précédents résultats conduit à la relation

$$-\int_{VC} \dot{m}'''_{O_2} d\tau = \int_{\partial VC} \left(\rho D \frac{dY_{O_2}}{dZ} \nabla Z \right) \cdot \mathbf{n} ds - \frac{dY_{O_2}}{dZ} \int_{\partial VC_2} (\rho D \nabla Z) \cdot \mathbf{n} ds. \quad (\text{II.88})$$

Ces intégrales s'annulent mutuellement au niveau des frontières communes à VC et VC2 puisque le terme dY_{O_2}/dZ y est constant. Par ailleurs, sur la portion de frontière de VC non commune avec VC2, la première intégrale est nulle car le terme dY_{O_2}/dZ est nul. Il ne subsiste donc plus qu'un flux uniquement à travers la surface de flamme :

$$-\int_{VC} \dot{m}'''_{O_2} d\tau = \frac{dY_{O_2}}{dZ} \int_f (\rho D \nabla Z) \cdot \mathbf{n} ds, \quad (\text{II.89})$$

ce qui permet finalement d'écrire la consommation d'oxygène par unité de surface de flamme sous la forme

$$-\dot{m}''_{O_2} = \left[\frac{dY_{O_2}}{dZ} \right]_{Z < Z_f} \rho D \nabla Z \cdot \mathbf{n}, \quad (\text{II.90})$$

où \mathbf{n} désigne la normale à la surface de flamme correspondant à $Z = Z_f$.

Utilisant cette dernière relation, le code FDS localise la flamme puis calcule le dégagement de chaleur surfacique. Cette chaleur est ensuite redistribuée au niveau des cellules traversées par l'isosurface $Z = Z_f$, et à leur voisines. Les effets de la turbulence de sous-maille sur le calcul du dégagement de chaleur sont pris en compte uniquement à travers l'estimation de la diffusivité ρD .

Dans le cadre de ce travail de thèse, une caractéristique importante de la modélisation de la combustion est que le fuel et l'oxygène brûlent en toute circonstance dès qu'ils sont en présence l'un de l'autre. En d'autres termes, les phénomènes d'extinction de la flamme ne sont pas modélisés. Cette approche ne conduit pas à de grandes imprécisions lorsque le feu est bien ventilé. Cependant, pour un feu sous-ventilé, des phénomènes d'extinction locale de la flamme peuvent être observés en pratique et ceci peut conduire à l'extinction partielle voire totale du feu. Cette situation ne peut pas être convenablement simulée actuellement par le code FDS.

II.2.6.4 Modification apportée au code

Le calcul du dégagement de chaleur est basé sur l'estimation du gradient de la fraction de mélange au niveau des mailles traversées par l'isosurface $Z = Z_f$. L'évaluation de ce

gradient fait appel à des schémas aux différences finies dont la précision est naturellement limitée et dépend assez largement de la résolution du maillage utilisé. De forts dégagements de chaleur peuvent ainsi être calculés par suite d'une surestimation du gradient de la fraction de mélange. Ce phénomène est particulièrement visible au niveau des bords des surfaces où un débit de fuel est imposé¹⁸.

Par défaut, le code FDS force la chaleur libérée dans chaque maille à se maintenir dans un intervalle donné, entre 0 et une valeur maximale arbitraire. L'énergie dégagée par la combustion, calculée d'après les gradients de la fraction de mélange, est redistribuée arbitrairement au niveau des mailles concernées [73]. Ce procédé permet de maintenir constante la quantité totale d'énergie à libérer dans le domaine de calcul. Cet artefact a été désactivé pour la présente recherche afin d'éviter de perturber les calculs par des redistributions non physiques de la chaleur libérée par la combustion. Seule une limitation du dégagement de chaleur global est employée. Elle s'applique en fonction de la quantité de fuel susceptible de prendre part à la combustion. Cette limitation prend la forme d'une homothétie du champ de dégagement de chaleur par comparaison, à chaque pas de temps, de la quantité de fuel imbrûlé dans le domaine avec le dégagement de chaleur calculé d'après les gradients de la fraction de mélange. Ainsi, l'énergie libérée par la combustion ne peut jamais dépasser l'énergie correspondant à la quantité de fuel existant dans le domaine de calcul.

II.2.7 Modélisation du rayonnement thermique

II.2.7.1 Equation de transfert radiatif

Les phénomènes de transfert radiatif sont généralement décrits en termes de luminance énergétique¹⁹ dont la décomposition spectrale s'écrit

$$L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \int_0^{\infty} L_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) d\lambda, \quad (\text{II.91})$$

où $L_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s})$ est la luminance monochromatique à la longueur d'onde λ . Les vecteurs \mathbf{x} et \mathbf{s} sont respectivement les vecteurs position et direction de propagation.

Comme cela a été décrit à la page 27, l'équation générale de transport radiatif exprimant le taux de variation de la luminance énergétique du rayonnement au cours de sa propagation s'écrit, pour un milieu rayonnant, absorbant et diffusif,

$$\begin{aligned} \frac{dL_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{ds} &= \mathbf{s} \cdot \nabla L_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \\ &= -[\kappa(\mathbf{x}, \lambda) + \sigma(\mathbf{x}, \lambda)]L_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) + B(\mathbf{x}, \lambda) \\ &\quad + \frac{\sigma(\mathbf{x}, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') L_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}') d\Omega, \end{aligned} \quad (\text{II.92})$$

18. Au bord de la sortie d'un brûleur par exemple.

19. Cette grandeur correspond à la projection du flux radiatif envoyé dans un angle solide élémentaire selon la direction de cet angle, comme cela est expliqué dans le premier chapitre de ce manuscrit.

avec $\kappa(\mathbf{x}, \lambda)$ et $\sigma(\mathbf{x}, \lambda)$ les coefficients d'absorption et de diffusion et $B(\mathbf{x}, \lambda)$ le terme source de rayonnement. Le dernier terme du second membre de l'équation (II.92) représente les gains d'énergie par diffusion de la luminance diffuse environnante [106].

Si l'on néglige la nature diffuse du milieu, le coefficient de diffusion est nul et l'équation précédente se simplifie en

$$\mathbf{s} \cdot \nabla L_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa(\mathbf{x}, \lambda)[L_b(\mathbf{x}) - L_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})], \quad (\text{II.93})$$

où le terme source de rayonnement $L_b(\mathbf{x})$ correspond à celui du corps noir donné par la fonction de Planck (voir page 25).

La relation (II.93) est une équation différentielle du premier ordre d'inconnue L_λ dont la résolution nécessite la connaissance des conditions aux limites du domaine et la valeur du coefficient $\kappa(\mathbf{x}, \lambda)$.

Le vecteur flux radiatif est défini par :

$$\mathbf{q}_r(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} \mathbf{s} L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) d\Omega = \int_{4\pi} \int_0^\infty \mathbf{s} L_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) d\lambda d\Omega. \quad (\text{II.94})$$

La divergence de la relation précédente correspond au terme énergétique d'origine radiative dans l'expression de la divergence du champ de vitesse (II.29). Elle s'écrit

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \int_{4\pi} \int_0^\infty \mathbf{s} \cdot \nabla L_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) d\lambda d\Omega = \int_{4\pi} \int_0^\infty \kappa(\mathbf{x}, \lambda)[L_b(\mathbf{x}) - L_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})] d\lambda d\Omega. \quad (\text{II.95})$$

II.2.7.2 Découpage du spectre en bandes

La dépendance spectrale de la luminance énergétique est régie par le coefficient d'absorption $\kappa(\mathbf{x}, \lambda)$ dans l'équation (II.93). À chaque valeur de la longueur d'onde correspond théoriquement une équation de transfert radiatif à résoudre. Afin de limiter le nombre d'équations à résoudre, il faut que la discrétisation du spectre électromagnétique conduise à un petit nombre de bandes spectrales pour lesquelles une forme discrète de l'équation (II.93) est résolue :

$$\mathbf{s} \cdot \nabla L_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa_n(\mathbf{x})[L_{b,n}(\mathbf{x}) - L_n(\mathbf{x}, \mathbf{s})] \quad \text{avec} \quad n = 1, \dots, N. \quad (\text{II.96})$$

Dans cette expression, L_n est la luminance et κ_n est le coefficient d'absorption, tous deux intégrés sur la bande n . Le terme source $L_{b,n}$ est une fraction du rayonnement du corps noir correspondant à la bande n .

La luminance énergétique totale est déduite des luminances par bande par la relation

$$L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \sum_{n=1}^N L_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}). \quad (\text{II.97})$$

Le terme énergétique d'origine radiative donné par la relation (II.95) peut alors être explicité de la manière suivante :

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \sum_{n=1}^N \kappa_n(\mathbf{x}) [U_n(\mathbf{x}) - 4\pi L_{b,n}(\mathbf{x})] \quad \text{avec} \quad U_n(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} L_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \, d\Omega . \quad (\text{II.98})$$

Les coefficients d'absorption κ_n sont calculés au cours de la simulation en fonction de la fraction de mélange Z et de la température, à partir de données tabulées. Le code FDS utilise pour cela le modèle RadCal [35]. En pratique, le nombre de bandes utilisées dépend de la précision désirée. Même avec un petit nombre de bandes, la résolution des équations (II.96) est très coûteuse en temps de calcul.

Pour la plupart des feux, ce sont les suies qui contrôlent l'essentiel du rayonnement [122]. En faisant l'hypothèse que le spectre de rayonnement des suies est continu, le gaz peut être supposé se comporter comme un corps gris. C'est ainsi que, par défaut, le code FDS fait l'hypothèse que l'on peut négliger la dépendance spectrale²⁰, ce qui revient à résoudre une seule équation en L

$$\mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa(\mathbf{x}) \left[\frac{\sigma T(\mathbf{x})^4}{\pi} - L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \right] , \quad (\text{II.99})$$

puis utiliser la solution pour calculer l'expression

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \kappa(\mathbf{x}) \left[\int_{4\pi} L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \, d\Omega - 4\sigma T(\mathbf{x})^4 \right] . \quad (\text{II.100})$$

II.2.7.3 Corrections apportées au voisinage de la surface de flamme

En pratique, la résolution spatiale est généralement limitée, ce qui fait que le terme source $L_b = \sigma T(\mathbf{x})^4 / \pi$ demande une attention particulière au voisinage de la surface de flamme. En effet, les températures calculées correspondent à des valeurs moyennes au sein de chaque maille. Or, pour une flamme de diffusion, on peut s'attendre en pratique à des valeurs élevées de la température qui sont localisées dans une région très mince de l'espace. En n'utilisant que la température moyenne sur la maille, ces valeurs ne sont pas correctement prises en compte dans l'évaluation du terme source radiatif. À cause de sa dépendance en T^4 , ce terme est très sensible à cette sous-estimation et il doit donc être calculé d'une autre manière. Le code FDS s'appuie pour cela sur une modélisation basée sur le taux de dégagement de chaleur.

La modélisation pour le terme source hors de la flamme se présente sous la forme

$$\kappa L_b = \kappa \frac{\sigma T(\mathbf{x})^4}{\pi} \quad (\text{II.101})$$

20. Lorsque la quantité de suie est comparable à la quantité de CO_2 et d' H_2O , cette approximation peut toutefois conduire à une surestimation du rayonnement.

alors que dans les cellules traversées par la flamme la relation utilisée est

$$\kappa L_b = \max \left(\chi_r \frac{\dot{q}'''}{4\pi'} \kappa \frac{\sigma T(\mathbf{x})^4}{\pi} \right), \quad (\text{II.102})$$

où \dot{q}''' désigne le taux de dégagement de chaleur par unité de volume et χ_r est la fraction locale de cette énergie émise sous forme de rayonnement. Ce modèle relativement simpliste ne fait pas intervenir explicitement des phénomènes radiatifs de sous-maille. La fraction du taux de dégagement de chaleur émise sous forme d'énergie radiative est une grandeur classiquement mesurée de manière globale sur l'ensemble d'un foyer. Le code FDS fait ici l'hypothèse que cette approche peut être appliquée également au niveau de la maille²¹.

II.2.7.4 Conditions aux limites pour l'équation de transfert radiatif

Les conditions aux limites pour un mur gris diffusif s'écrivent

$$L_w(\mathbf{s}) = \varepsilon L_{b,w} + \frac{1 - \varepsilon}{\pi} \int_{\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}_w < 0} L_w(\mathbf{s}') |\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}_w| d\Omega, \quad (\text{II.103})$$

où $L_w(\mathbf{s})$ représente la luminance au niveau du mur, ε l'émissivité du mur et $L_{b,w}$ la luminance du corps noir sur le mur. Le premier terme du second membre de cette relation correspond au rayonnement émis par le mur du fait de sa température, alors que le second terme correspond à la réflexion du rayonnement incident sur ce mur.

II.2.7.5 Résolution numérique de l'équation de transfert radiatif

La luminance énergétique est fonction des coordonnées spatiales ainsi que de la direction considérée. Dans le code FDS, la résolution numérique du champ de luminance s'appuie sur la discrétisation spatiale employée par le solveur des équations de Navier Stokes du code. Les directions sont discrétisées quant à elles en découpant la sphère unité en un nombre fini d'angles solides. En intégrant l'équation de transfert radiatif (II.96) sur un volume élémentaire V_{ijk} et sur un angle solide élémentaire Ω^l , il vient²²

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa(\mathbf{x}) [L_b(\mathbf{x}) - L(\mathbf{x}, \mathbf{s})] dV d\Omega. \quad (\text{II.104})$$

En supposant que la luminance est constante sur chaque face du volume élémentaire V_{ijk} , le théorème du gradient permet d'écrire

$$\int_{V_{ijk}} \mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) dV = \mathbf{s} \cdot \int_{\partial V_{ijk}} L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \mathbf{n} dA = \mathbf{s} \cdot \sum_{m=1}^6 A_m L_m(\mathbf{s}) \mathbf{n}_m. \quad (\text{II.105})$$

21. Il faut bien garder à l'esprit que la valeur de la fraction du taux de dégagement de chaleur émise sous forme d'énergie radiative n'est pas nécessairement la même selon que l'on se place au niveau global ou au niveau de la maille, notamment pour les feux très étendus.

22. L'indice n n'est pas reporté ici pour alléger l'écriture.

En faisant l'hypothèse que la luminance est également constante dans l'angle solide Ω^l , il est possible d'expliciter le premier membre de la relation (II.104) :

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{s}) dV d\Omega = \sum_{m=1}^6 A_m L_m^l \int_{\Omega^l} \mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_m d\Omega . \quad (\text{II.106})$$

Par ailleurs, en supposant de plus que la luminance est constante dans le volume V_{ijk} , le second membre de la relation (II.104) s'écrit

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa(\mathbf{x}) [L_b(\mathbf{x}) - L(\mathbf{x}, \mathbf{s})] dV d\Omega = \kappa_{ijk} [L_{b,ijk} - L_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l . \quad (\text{II.107})$$

Ainsi, la forme discrétisée de l'équation (II.104) se présente sous la forme :

$$\sum_{m=1}^6 A_m L_m^l \int_{\Omega^l} \mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_m d\Omega = \kappa_{ijk} [L_{b,ijk} - L_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l . \quad (\text{II.108})$$

Les valeurs de la luminance dans le premier membre de la relation précédente sont traduites par un schéma upwind du premier ordre²³. Les intégrales sur les angles solides peuvent être écrites analytiquement car les vecteurs normaux aux faces sont les vecteurs formant la base du repère cartésien du maillage. La solution de l'équation précédente est obtenue par une méthode directe de marche [96] négligeant les réflexions multiples. La figure II.4 est une représentation de la discrétisation des angles solides. Ce découpage est symétrique afin de simplifier les calculs.

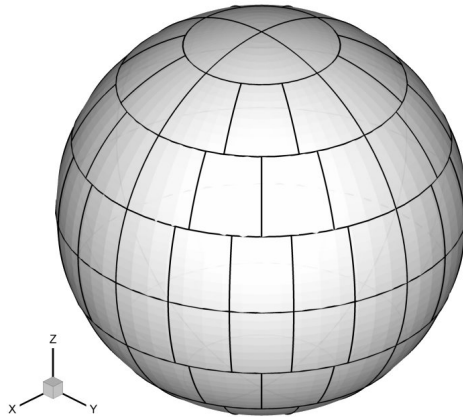


FIG. II.4 — Discrétisation de la sphère unité utilisée par défaut par le code FDS. Les angles solides sont au nombre de 104 dans ce cas et valent environ 0.12 sr.

23. La valeur de la luminance sur une face est celle de la maille adjacente ou bien celle de la maille elle-même selon le sens de propagation considéré.

II.2.7.6 Limitations de la modélisation

La modélisation du rayonnement thermique dans FDS présente certaines limitations qu'il faut souligner ici. Premièrement, étant donné la simplicité avec laquelle la chimie est traitée par le code, le manque de précision dans la prédiction de la composition du mélange induit une incertitude sur la valeur du coefficient d'absorption du milieu. Ceci peut avoir des conséquences à la fois sur l'absorption mais aussi sur l'émission des gaz et donc sur l'ensemble du champ radiatif. Deuxièmement, les fluctuations de température existant au niveau de la maille ne sont pas explicitement prises en compte. Troisièmement, la discrétisation des angles solides employée pour la résolution numérique de l'équation de transfert radiatif peut avoir une influence sur la prédiction des flux radiatifs. C'est ainsi que relativement loin de sources de rayonnement localisées, la distribution des flux radiatifs peut présenter artificiellement des directions privilégiées. Ce phénomène est parfois visible au niveau de la température de surface de certains solides, où des zones chaudes peuvent apparaître sans raison physique [73]. La figure II.5 montre une comparaison entre le calcul et la solution analytique en ce qui concerne le flux radiatif issu d'un plan rayonnant et reçu par une cible parallèle à ce plan. La discrétisation des angles solides en 104 angles élémentaires entraîne dans ce cas de figure des écarts d'autant plus marqués que l'on s'éloigne de la source radiative. Une solution pour atténuer cet effet est d'augmenter le nombre d'angles solides élémentaires utilisés mais cela se traduit une augmentation du temps de calcul ²⁴.

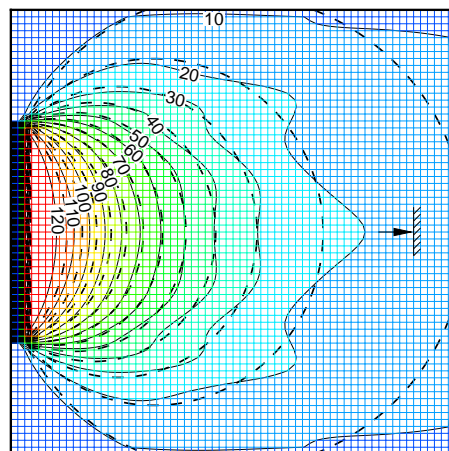


FIG. II.5 — Effet de la discrétisation des angles solides sur la résolution du champ radiatif. Un panneau situé à gauche de la figure est maintenu à 1000 °C. Les contours présentés correspondent aux isovaleurs du flux radiatif (exprimé en $\text{kW}\cdot\text{m}^{-2}$) reçu par une cible parallèle au plan rayonnant. Les traits continus correspondent aux valeurs calculées par FDS alors que les traits en pointillés correspondent à la solution analytique du problème.

24. Le temps de calcul pour la résolution de l'équation de transfert radiatif est approximativement proportionnel au nombre d'angles solides élémentaires utilisés.

II.2.8 Modélisation des conditions aux limites thermiques

II.2.8.1 Transfert de chaleur convectif

Les flux de chaleur d'origine radiative ont été décrits à la section précédente. On s'intéresse ici au flux convectif au niveau de la surface d'un solide. Le code FDS estime le flux de chaleur convectif en utilisant des corrélations correspondant au cas d'une plaque plane.

Dans le cas de la convection libre, le coefficient de transfert convectif est obtenu en estimant le nombre de Nusselt²⁵ moyen sous la forme $N_u \propto R_a^{1/3}$ où R_a est le nombre de Rayleigh basé sur l'écoulement près de la paroi. Cette approche aboutit dans FDS à la formulation proposée par Holman [44] :

$$h_{\text{conv}} = C|\Delta T|^{1/3}, \quad (\text{II.109})$$

où la constante C vaut 1.31 dans le cas d'une plaque verticale et 1.52 dans le cas d'une plaque horizontale. Le terme ΔT correspond à l'écart de température entre le mur et le gaz environnant la paroi.

Dans le cas de la convection forcée, la relation utilisée s'écrit sous la forme [113]

$$N_u = 0.037R_e^{4/5}P_r^{1/3}, \quad (\text{II.110})$$

où R_e et P_r sont respectivement les nombres de Reynolds et Prandtl. Le nombre de Reynolds est basé sur l'écoulement près de la paroi.

Le transfert convectif est estimé par le code en combinant les phénomènes de convection naturelle et de convection forcée de la manière suivante :

$$\dot{q}_c'' = h_{\text{conv}}\Delta T \quad \text{avec} \quad h_{\text{conv}} = \max \left[C|\Delta T|^{1/3}, 0.037 \cdot \frac{\lambda}{L} R_e^{4/5} P_r^{1/3} \right]. \quad (\text{II.111})$$

Dans cette formulation, L est une longueur caractéristique du mur²⁶ et λ représente la conductivité thermique du gaz. Cette modélisation, relativement simpliste, évite de recourir à une résolution précise de la couche limite. Cependant, cette approximation de nature macroscopique n'est plus valide si la taille de la maille de gaz au contact du solide est inférieure à l'épaisseur de la couche limite thermique. Ainsi, en deçà d'une certaine taille de maille²⁷, le fait de raffiner le maillage près des parois ne conduit pas à une meilleure précision dans l'estimation du flux convectif.

25. Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel reliant le coefficient d'échange convectif, une échelle de longueur caractéristique et la conductivité thermique du fluide.

26. Cette longueur caractéristique est choisie égale à un mètre pour simplifier les calculs. Étant donné qu'elle apparaît aussi dans le nombre de Reynolds, le coefficient de convection dépend en fait peu de cette grandeur.

27. Une taille de maille de l'ordre de 10 cm est suffisante pour englober la couche limite dans la plupart des cas.

II.2.8.2 Transfert thermique dans les parois

Paroi thermiquement épaisse

Lorsque la paroi est supposée thermiquement épaisse, le code FDS résout une équation de la chaleur monodimensionnelle régissant la température T_s du solide de la forme

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \right) \quad \text{avec} \quad -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n}(0, t) = \dot{q}_c'' + \dot{q}_r'' . \quad (\text{II.112})$$

Dans ces expressions, ρ_s , c_s et λ_s sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique²⁸ de la paroi. La direction normale à la surface de cette dernière est notée n . Les conditions aux limites de cette équation permettent de modéliser un transfert thermique à travers un mur entre deux zones fluides du domaine de calcul.

Paroi thermiquement mince

Cette fois, la température est supposée uniforme dans la profondeur du solide et l'équation de la chaleur s'écrit plus simplement

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{\dot{q}_c'' + \dot{q}_r''}{\rho_s c_s \delta} \quad (\text{II.113})$$

où δ désigne l'épaisseur thermique du solide.

II.2.9 Algorithme de résolution numérique des équations

Les dérivées spatiales sont traduites dans le code FDS par des schémas aux différences finies du second ordre sur un maillage cartésien. Le domaine est un parallélépipède divisé en mailles rectangulaires. A chaque maille est associé un triplet (i, j, k) représentant la position de la maille selon les axes x , y et z respectivement. La résolution numérique utilise une approche par grille décalée : les quantités scalaires correspondent au centre des mailles alors que les quantités vectorielles sont placées au centre des faces. La figure II.6 est une représentation de cette approche. Les schémas numériques employés sont explicités dans le guide technique du code [73] et ne seront pas détaillés ici.

Le code FDS utilise un schéma d'avancement en temps de type « prédicteur-correcteur », dont une brève description est donnée maintenant²⁹.

Un exposant n est ajouté à chaque grandeur pour désigner sa valeur au pas de temps n . L'exposant $(n+1)_e$ correspond en outre aux estimations des grandeurs au pas de temps $n+1$ réalisées pendant l'étape de prédiction.

Supposons les quantités ρ^n , Z^n , \mathbf{u}^n , \mathcal{H}^n et p_0^n au pas de temps n connues. Toutes les autres inconnues se déduisent à partir de ces grandeurs « principales ».

28. La dépendance de ces grandeurs vis à vis de la température peut être prise en compte.

29. Celle-ci ne concerne que le cas où le code est utilisé en simulation des grandes échelles et où la fraction de mélange est le seul scalaire transporté.

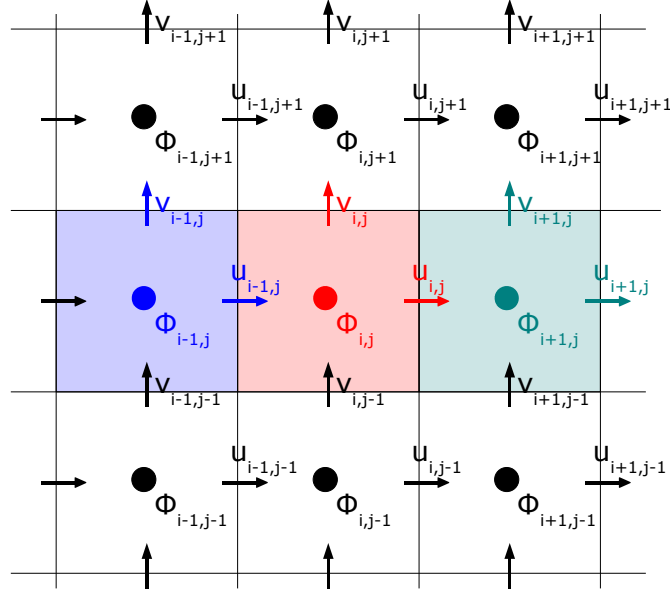


FIG. II.6 — Représentation d'un plan du maillage par grille décalée. Les quantités scalaires Φ_{ij} sont placées au centre des mailles alors que les composantes vectorielles (celles du champ de vitesse sont représentées ici) sont placées au centre des faces.

La schéma prédicteur-correcteur utilisé par FDS se présente alors de la manière suivante :

1. Les estimations $\rho^{(n+1)_e}$, $Z^{(n+1)_e}$ et $p_0^{(n+1)_e}$ sont obtenues à l'aide d'un schéma d'Euler explicite.
2. L'estimation de la divergence $[\nabla \cdot \mathbf{u}]^{(n+1)_e}$ est déduite de ces quantités.
3. Une équation de Poisson pour la pression est résolue :

$$\nabla^2 \mathcal{H}^n = -\frac{[\nabla \cdot \mathbf{u}]^{(n+1)_e} - [\nabla \cdot \mathbf{u}]^n}{\delta t} - \nabla \cdot \mathbf{F}^n . \quad (\text{II.114})$$

4. La vitesse est alors estimée en écrivant

$$\mathbf{u}^{(n+1)_e} = \mathbf{u}^n - \delta t (\mathbf{F}^n + \nabla \mathcal{H}^n) . \quad (\text{II.115})$$

5. Les quantités ρ , Z et p_0 sont corrigées.
6. La divergence $[\nabla \cdot \mathbf{u}]^{(n+1)}$ est déduite de ces quantités.
7. La pression est recalculée à partir des quantités estimées :

$$\nabla^2 \mathcal{H}^{(n+1)_e} = -\frac{2[\nabla \cdot \mathbf{u}]^{(n+1)} - [\nabla \cdot \mathbf{u}]^{(n+1)_e} [\nabla \cdot \mathbf{u}]^n}{\delta t} - \nabla \cdot \mathbf{F}^{(n+1)_e} . \quad (\text{II.116})$$

8. La vitesse est alors corrigée en écrivant

$$\mathbf{u}^{n+1} = \frac{1}{2} \left[\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{(n+1)e} - \delta t \left(\mathbf{F}^{(n+1)e} + \nabla \mathcal{H}^{(n+1)e} \right) \right]. \quad (\text{II.117})$$

II.3 Conclusion du chapitre

L'outil numérique utilisé dans le cadre du présent travail a été présenté dans ce chapitre, en faisant référence aux modèles classiquement employés dans la littérature. Ceci a permis de situer le code FDS en montrant ses points forts, ses faiblesses, et ce qui fait son originalité.

Globalement, ce code constitue un outil attrayant pour la simulation des incendies car il est facile à mettre en œuvre et à développer. Il nécessite en effet une puissance informatique relativement modeste, grâce à l'emploi d'un maillage cartésien permettant l'utilisation d'un solveur rapide de l'équation de Poisson.

Les concepteurs de ce code ont cherché à mettre à la disposition des utilisateurs un outil numérique à la fois robuste et rapide. C'est la raison pour laquelle les modèles employés sont généralement simples et peu coûteux. Cette démarche pour la simulation numérique correspond au niveau de précision actuellement attendu par les utilisateurs pour traiter des problèmes d'ingénierie de la sécurité contre l'incendie.

Le fait de fournir les sources permet en outre de faire de ce code un outil précieux servant de base pour la recherche sur la simulation numérique du feu. Chacun peut ainsi travailler sur des développements spécifiques sans passer du temps à développer son propre solveur des équations de Navier Stokes.

III

Validation de l’outil numérique

Thus, as a service to both the model developer and to the fire community alike, the user ought to do a modest amount of model validation, both to assure himself that he can properly run the code, and also to assess the accuracy of the model for the given application.

Kevin MCGRATTAN [74]

LA validation d’un modèle consiste en l’estimation du degré de précision avec lequel ce modèle est représentatif de la réalité, dans un contexte d’utilisation précis. La *vérification* consiste à regarder si l’implémentation informatique d’un modèle correspond précisément à sa description conceptuelle, et si les solutions obtenues sont bien celles du modèle considéré. En d’autres termes, la vérification consiste à s’assurer que l’on résout bien les équations, et la validation que ce sont les bonnes équations que l’on utilise [3].

Le tableau III.1 classe les origines possibles des écarts entre tout résultat de simulation numérique et la grandeur réelle correspondante. Cette description montre qu’une partie des écarts provient naturellement de la méconnaissance des phénomènes étudiés, ce qui peut être qualifié d’« incertitude ». Il existe également une source d’écart qui n’est pas liée à la description physique des phénomènes, et qui est ici appelée « erreur ». Les erreurs connues sont des erreurs mesurables voire corrigibles, alors que les erreurs inconnues sont difficiles à déceler et dépendent sensiblement du travail de validation préalablement réalisé par l’utilisateur. Ceci montre l’intérêt de la validation de l’outil numérique, notamment avant tout emploi dans un but prédictif. En effet, la validation permet de réduire significativement les erreurs d’origine inconnue. Une simulation numérique n’est jamais absolument conforme à la réalité mais elle est cependant jugée crédible si les erreurs commises sont d’origine connue.

Le code FDS a fait l’objet de multiples vérifications et validations¹ dont les références sont disponibles dans son guide technique [73]. Les sous-modèles mis en œuvre dans FDS

1. En particulier la stabilité et la consistance du solveur des équations de Navier Stokes, notamment en ce qui concerne le couplage pression-vitesse.

ÉCART		
Méconnaissance des phénomènes	Connaissance suffisante des phénomènes	
INCERTITUDE	ERREUR	
	Origine connue	Origine inconnue
	— modélisation	— mauvaise utilisation
	— discrétisation	— erreurs de codage
	— troncature	— bugs

TAB. III.1 — Origines des écarts entre prédictions et réalité selon la référence [3]

ont été testés autant que possible en simulant des cas pour lesquels il existe une solution analytique. Le fait de rendre publique les sources du code contribue à améliorer la vérification des modèles en permettant à tout utilisateur d'examiner lui-même leur implémentation.

Dans le cadre de cette thèse, un effort de *validation progressive* a été entrepris en vue d'une part de se familiariser avec l'utilisation du code et d'autre part de s'assurer de la pertinence de ses résultats. Ce travail a commencé par la reproduction de cas simples de convection, afin de vérifier l'aptitude du code à simuler des écoulements dominés par les effets de flottabilité correspondant à un faible écart de température. Ceci a également permis de tester l'influence du maillage sur le calcul du transfert thermique convectif vers les parois. Deux cas de flammes en milieu ouvert ont ensuite été simulés pour vérifier la modélisation des phénomènes de combustion, et l'effet des forces de flottabilité lorsque les écarts de température sont importants. Enfin, des cas plus complexes de feux dans des compartiments ont permis d'évaluer la capacité du code à simuler des situations de feu en interaction avec les parois d'un local. Le travail de validation a été complété par la reproduction d'un essai de sortie de flammes d'un local en feu, de manière à s'assurer que l'outil numérique puisse être utilisé pour ce type de problème en particulier.

Le code FDS a vocation à être employé par un large public qui n'est pas nécessairement habitué à l'utilisation de modèles CFD, ce qui peut amener notamment à l'utilisation de maillages inadaptés aux configurations étudiées. Pour améliorer la robustesse de l'outil numérique dans ce contexte, ses concepteurs ont implémenté des routines destinées à ajuster certains paramètres lorsque le maillage est trop grossier. Il a été choisi ici de retirer ces routines de FDS, afin de disposer pour le présent travail d'un code de calcul au comportement le plus « physique » possible.

III.1 Cas de convection

Les deux cas de convection présentés maintenant ont déjà été employés comme références pour la validation d'une version antérieure du code FDS par Musser *et al.* [79]. Ils sont brièvement repris ici en tant que configurations simples de validation pour tester la version du code utilisée dans le cadre de cette thèse.

III.1.1 Convection naturelle

III.1.1.1 Présentation

Le cas de convection naturelle est un cas classique de validation de code CFD. Même si le test reproduit ici se situe dans une gamme de température bien inférieure à celle rencontrée pour la simulation des incendies, ce problème de convection naturelle permet de vérifier la capacité du solveur des équations de Navier Stokes à reproduire des écoulements relativement simples dominés par les effets de flottabilité.

L'expérience utilisée a été conduite par Olson *et al.* [87] dans une chambre d'essai dont une représentation est donnée par la figure III.1. Le but de cette expérience est d'étudier les mouvements de convection que l'on peut rencontrer typiquement dans les bâtiments. La chambre d'essai constitue un système fermé dont les parois verticales sont portées aux températures respectives de 35.3 °C (paroi chaude) et 19.9 °C (paroi froide) alors que les parois horizontales et latérales sont thermiquement isolées.

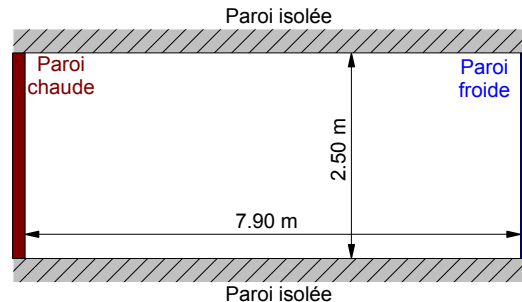


FIG. III.1 — Dispositif expérimental pour le cas de convection naturelle. La chambre d'essai mesure 3.9 m de largeur.

Le profil vertical de température a été relevé au milieu de la chambre puis écrit sous forme adimensionnelle

$$\theta = \frac{T - T_C}{T_H - T_C}, \quad (\text{III.1})$$

où T_H désigne la température de la paroi chaude et T_C désigne la température de la paroi froide.

Par ailleurs, Olson *et al.* ont observé la nature des écoulements en éclairant de la fumée injectée au sein de la chambre. Selon ces auteurs, la configuration des écoulements est constituée de deux couches limites turbulentes horizontales se développant en partie

haute et basse de la chambre. Ces couches s'épaississent en se rapprochant du mur froid pour la couche chaude située sous le plafond, et en se rapprochant du mur chaud pour la couche froide située au niveau du sol. L'épaisseur des couches est de l'ordre de 10 à 20% de la hauteur de la chambre. Au niveau des parois verticales, les couches limites possèdent une épaisseur plus faible, représentant de 2 à 5% de la hauteur de la chambre. Avant de rejoindre la partie supérieure du mur froid, une partie de la couche chaude se propageant sous le plafond change de direction et repart en sens inverse. Cet écoulement semble laminaire et il est régit par sa quantité de mouvement initiale, plutôt que par les forces de flottabilité. Le même phénomène se produit pour la couche froide située près du sol. Au centre de la pièce, les gaz sont presque immobiles. Cette zone pratiquement sans circulation est située approximativement entre 0.4 et 0.6 fois la hauteur de la chambre.

III.1.1.2 Modélisation

Étant donné la nature des écoulements mis en jeu, les simulations sont réalisées en supposant que le problème est bidimensionnel. Les temps de calcul s'en trouvent considérablement réduits. Il est alors possible de comparer des simulations correspondant à différentes tailles de mailles. Les maillages utilisés sont uniformes avec des mailles pratiquement carrées. D'après la configuration du problème, on peut penser qu'un maillage raffiné près des parois offrira le meilleur compromis entre temps de calcul et précision des résultats. L'objectif de ce travail est surtout de tester la capacité du code à reproduire les observations expérimentales et d'étudier l'influence de la taille des mailles près des parois. Vu les faibles temps de calcul, on peut se contenter d'utiliser des maillages uniformes² sans chercher à optimiser le maillage.

III.1.1.3 Résultats des simulations

Comparaison avec les observations expérimentales

Les résultats des simulations correspondent aux valeurs moyennes sur une période d'environ 3000 secondes, une fois l'état stationnaire atteint. La figure III.2 montre le profil de température adimensionnée au milieu de la chambre. Les mesures expérimentales présentent une asymétrie non négligeable par rapport à la configuration du problème, contrairement aux résultats numériques pour lesquels les profils passent tous par le point ($\theta = 0.5; Z/H = 0.5$). Les extremums de la température adimensionnée près des parois sont relativement bien localisés par les simulations. Les ordres de grandeurs sont corrects en ce qui concerne la couche chaude et légèrement surestimés en ce qui concerne la couche froide.

On note une diminution de la température près des parois nettement marquée expérimentalement et moins visible avec les résultats numériques. Cette différence peut être due à la simplicité de la modélisation des flux convectifs évoquée précédemment. Par ailleurs, les résultats numériques avec les maillages les plus fins mettent en évidence un gradient de température présentant de fortes variations lorsque l'on s'éloigne des parois et que l'on s'approche de la mi-hauteur de la chambre. Ces variations semblent correspondre aux zones de recirculation que l'on peut situer à l'aide des profils de vitesse montrés par la

2. De plus, le code FDS ne permet pas d'utiliser un maillage non uniforme pour un calcul à deux dimensions. Il faut alors effectuer un calcul 3D plus coûteux en temps de calcul.

figure III.4. Ainsi vérifie-t-on que les transferts thermiques au sein des gaz dépendent assez sensiblement de la nature des écoulements.

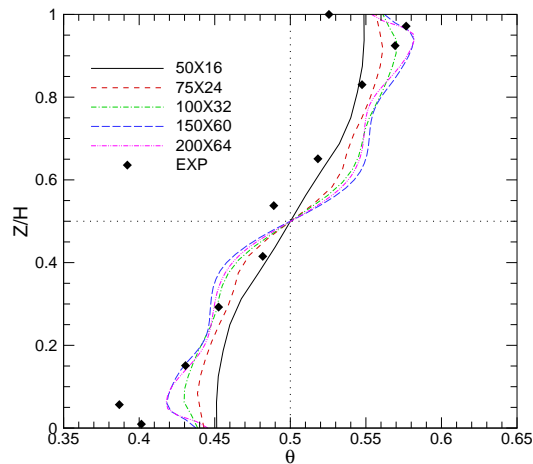


FIG. III.2 — Profils de température au centre de la chambre pour différents maillages

Les écoulements prédits par FDS avec le maillage le plus fin sont représentés sur la figure III.3. On peut remarquer que les observations de Olson *et al.* sont correctement reproduites, au moins d'un point de vue qualitatif. En particulier, on distingue nettement l'épaississement des couches horizontales, le retournement des écoulements et la région centrale de stagnation des gaz. Selon Olson *et al.*, l'ordre de grandeur des vitesses est de $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans les couches limites. Ceci n'est pas visible sur la figure III.3 mais cela a été relativement bien vérifié par le calcul.

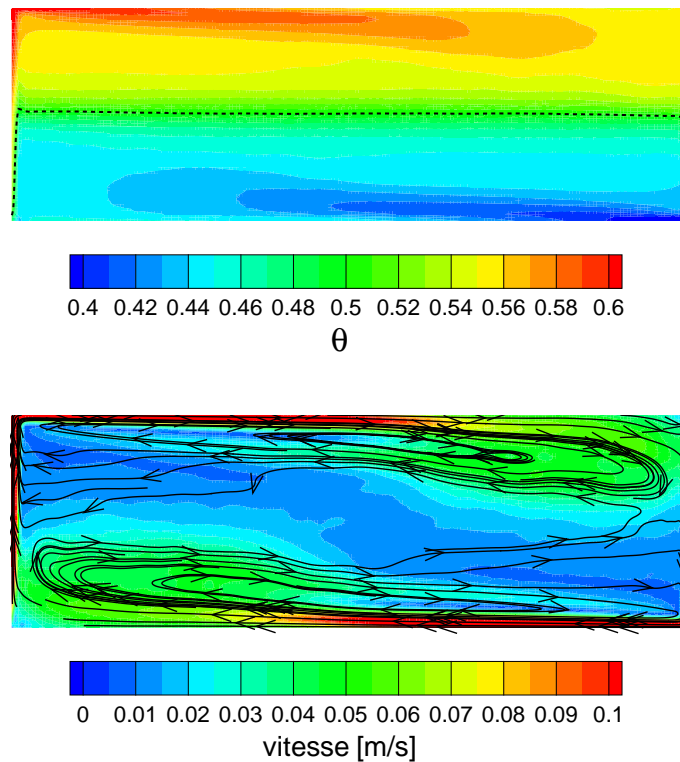


FIG. III.3 — Résultats stationnaires pour le cas de convection naturelle avec le maillage 200×64 . La figure du haut représente la température adimensionnée θ avec en pointillés la valeur 0.5. La figure du bas représente la norme du vecteur vitesse ainsi que les lignes de courant.

Influence du maillage

Dans le code FDS, la modélisation des échanges convectifs aux parois s'appuie sur des corrélations de type « plaque plane », sans recourir à une résolution précise de la couche limite. Les relations utilisées supposent que la température des gaz prise en compte est située en dehors de la couche limite thermique. Pour cette raison, le fait de raffiner le maillage près des parois ne garantit pas un gain de précision quant au calcul des flux convectifs. En pratique, il est recommandé d'utiliser près des parois une taille de maille supérieure à l'épaisseur de couche limite [73, 79]. Lorsque les mailles sont trop petites près des parois, le flux convectif est sous-estimé car il est basé sur un écart de température trop faible. Avec la présente configuration, Olson *et al.* ont observé des couches limites de l'ordre de 5 à 12.5 cm. Il est donc à priori recommandé d'utiliser des mailles de cette taille près des parois.

Le maillage exerce également une influence importante parce que dans le modèle de turbulence de Smagorinsky utilisé par FDS, la diffusion de sous-maille est proportionnelle à la taille des mailles. Ainsi, à un maillage grossier est associée une forte diffusion qui peut fausser par exemple le calcul des profils de température. Pour les mêmes raisons, il peut aussi apparaître que les mailles les plus petites ne donnent pas toujours les meilleurs résultats, notamment si l'on compare les grandeurs loin des sources de mise en mouvement du fluide. Ceci s'explique par le fait que la diffusion de sous-maille et la diffusion numérique, toutes deux liées à la taille des mailles, reproduisent indirectement plus ou moins bien les

phénomènes réels de mélange aux petites échelles [73]. Sur la figure III.2, on remarque effectivement que les maillages les plus grossiers ne conduisent pas à la même stratification de la température que les maillages les plus fins. Aux maillages les plus fins correspondent les plus forts gradients de température.

La figure III.2 montre la convergence des profils de température en fonction de la taille des mailles. Les faibles écarts constatés entre les maillages 150×60 et 200×64 peuvent être dus au fait que la plus faible diffusion obtenue avec les maillages les plus fins conduit à renforcer les forces de flottabilité au niveau des murs verticaux. L'ensemble du champ de température s'en trouve ainsi légèrement modifié.

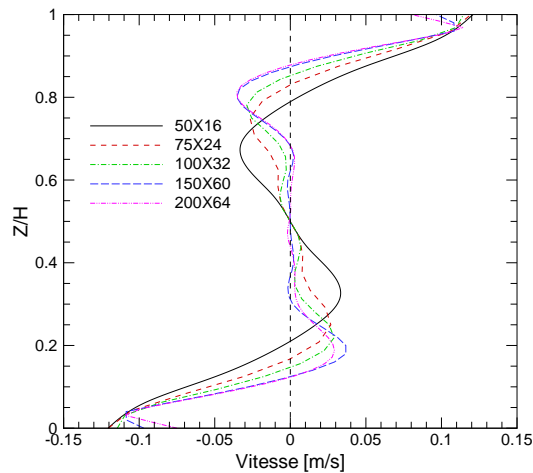


FIG. III.4 — Effet du maillage sur les profils de vitesse au centre de la chambre. L'étendue des zones de recirculation dépend assez fortement de la discrétisation adoptée.

III.1.1.4 Conclusion

Ce cas de convection naturelle permet de souligner la capacité du code FDS à reproduire le comportement des écoulements régis par les forces de flottabilité. La configuration particulière des écoulements dans le cas simulé ici est relativement bien prédite par le calcul, ce qui est remarquable. En effet, Musser *et al.* [79] prétendent par exemple que le modèle $k - \varepsilon$ standard ne parvient pas à atteindre un tel niveau de prédiction, notamment en ce qui concerne la recirculation du fluide sous les couches limite.

Pour le cas simulé, la gamme de température est très faible, ce qui fait que les forces mettant le fluide en mouvement sont également faibles. Les vitesses atteintes sont alors réduites et les effets des frottements aux parois ne sont pas négligeables. Malgré une modélisation des phénomènes pariétaux assez simple, le code FDS parvient tout de même à des résultats globalement acceptables. Cependant, la dépendance des résultats par rapport au maillage utilisé est relativement importante et la convergence au maillage n'est visible qu'avec des maillages très raffinés.

III.1.2 Convection mixte

III.1.2.1 Présentation

Le cas de convection mixte étudié ici utilise l'expérience conduite par Blay *et al.* [11] dans une petite chambre carrée représentée par la figure III.5. Cette fois encore, le test reproduit se situe dans une gamme de température bien inférieure à celle rencontrée pour la simulation des incendies. Ce cas sert à tester le code dans une configuration de convection mixte. Contrairement au cas précédent, l'intérieur de la chambre constitue ici un système ouvert. Les conditions aux limites comprennent une injection de fluide et une ouverture vers l'extérieur, en plus de la condition de type « paroi solide » déjà utilisée pour le cas précédent. Les calculs utilisent cette fois des maillages tridimensionnels raffinés près des parois.

Le sol de la chambre expérimentale est maintenu à la température de 35.5 °C alors que les autres parois sont thermostatées à 15 °C . De l'air à la température de 15 °C est injecté en partie haute à la vitesse de $0.57\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur une hauteur de 1.8 cm sous le plafond. Une ouverture de 2.4 cm de hauteur située au niveau du sol est réalisée dans le mur opposé pour évacuer l'air contenu dans la chambre. Les grandeurs mesurées par Blay *et al.* qui sont comparées aux résultats numériques sont les deux composantes caractéristiques du champ de vitesse ainsi que le profil horizontal et le profil vertical de température au milieu de la chambre.

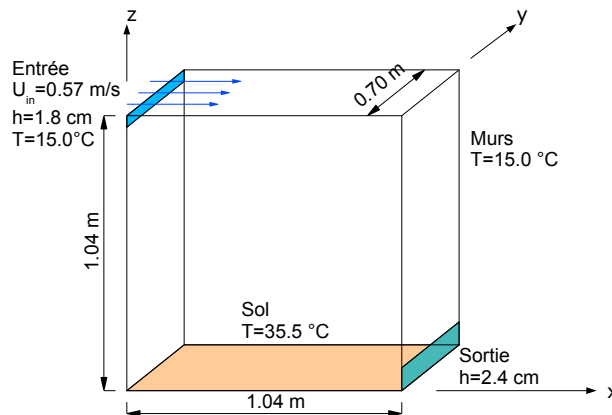


FIG. III.5 — Dispositif expérimental pour le cas de convection mixte

III.1.2.2 Modélisation

La géométrie de la configuration étudiée présente un grand rapport entre la hauteur de la pièce et les hauteurs des ouvertures. Pour cette raison, il est naturel d'envisager l'utilisation d'un maillage raffiné près des parois horizontales³. Afin de limiter le rapport hauteur sur largeur des mailles près des ouvertures, il a été décidé de raffiner également le maillage près des parois verticales, comme cela est indiqué sur la figure III.6. À l'instar du cas précédent, la configuration du problème est bidimensionnelle. Mais comme le code FDS n'auto-

3. Ceci entraîne cependant un fort étirement des mailles pouvant induire des erreurs d'estimation de la viscosité turbulente dans le cadre de la simulation des grandes échelles.

rise pas de calcul 2D avec un maillage non uniforme, la simulation est ici tridimensionnelle. Par ailleurs, FDS ne permettant pas l'emploi de mailles de taille variable dans les trois directions, la taille des mailles est constante selon la profondeur de la pièce. La discrétisation dans cette direction est de 32 mailles, ce qui représente un compromis acceptable entre le temps de calcul et la résolution de l'écoulement.

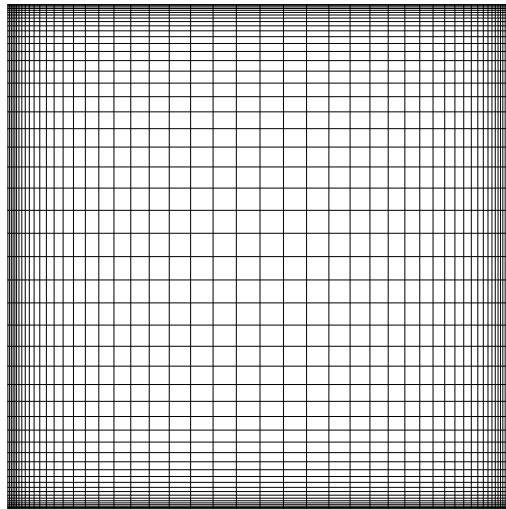


FIG. III.6 — Maillage utilisé pour le cas de convection mixte

Musser *et al.* [79] ont calé le coefficient de convection naturelle lorsqu'ils ont simulé ce cas de validation avec une version antérieure du code FDS. Ces auteurs ont en effet remarqué que le choix des coefficients de convection affecte significativement les résultats. Ils ont retenu une valeur supérieure à celle prise par défaut dans FDS, afin de tenir compte de la petitesse des mailles près des parois. Pour la présente simulation, la valeur du coefficient de convection naturelle utilisée par Musser *et al.* [79] a été conservée, bien que la version du code et le maillage soient légèrement différents. Bien sûr, il est toujours possible d'améliorer a posteriori la précision des calculs par rapport aux mesures en ajustant au mieux ces coefficients.

III.1.2.3 Comparaison entre simulation et mesures expérimentales

Résultats qualitatifs

Dans l'expérience de Blay *et al.*, la vitesse d'injection et la température du jet sont variables, ce qui permet d'obtenir différents types d'écoulements selon le nombre de Froude représentatif de la configuration étudiée [11]. En particulier, il a été observé qu'il existe une plage de valeurs critique de ce paramètre au-delà de laquelle l'écoulement tourne dans le sens des aiguilles d'une montre. Pour des faibles nombres de Froude, l'écoulement tourne dans l'autre sens. Le cas simulé ici rentre dans la première catégorie. Blay *et al.* ont également observé que l'augmentation des pertes thermiques au niveau du plafond peut conduire au retournement du tourbillon.

Les résultats de la simulation présentés sur la figure III.7 montrent qualitativement les champs de température et de vitesse, pour la coupe située au milieu de la chambre étudiée. Il apparaît un grand tourbillon central, des petits tourbillons au niveau des deux coins de la chambre opposés aux ouvertures, ainsi qu'un tourbillon sous le jet d'air entrant. On remarque que la rotation dans le sens des aiguilles d'une montre est correctement prédite par FDS. Blay *et al.* ont montré que la simulation numérique de ce problème aboutissait à un sens de rotation inversé lorsque les modèles utilisés surestiment le flux thermique perdu au niveau du plafond. Comme cela a déjà été évoqué, les modèles utilisés par FDS ont plutôt tendance à sous-évaluer les flux convectifs, étant donné la petitesse des mailles près des parois. Le problème n'apparaît donc pas dans ce cas.

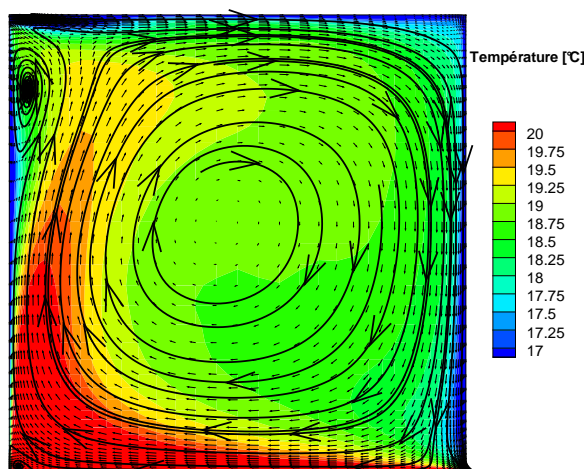


FIG. III.7 — Champ de température et lignes de courant pour le cas de la convection mixte en régime stationnaire

Comparaisons quantitatives

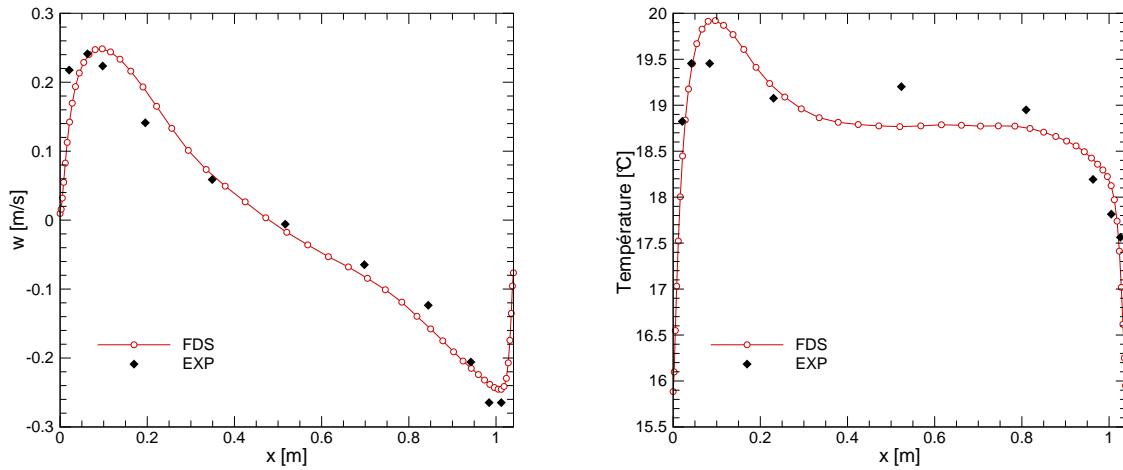
Les profils de température et de vitesse le long d'une ligne horizontale située au centre de la chambre sont donnés par la figure III.8. Les profils le long d'une ligne verticale sont sur la figure III.9.

On note que les calculs conduisent à une bonne estimation des profils de vitesse. Il est intéressant d'observer que la variation du gradient de la vitesse⁴ soit reproduite par la simulation numérique (figure III.9(b)), précision qui n'avait pas été obtenue par Musser *et al.* avec une ancienne version de FDS et d'autres maillages. Les valeurs calculées des vitesses diminuent sensiblement lorsque l'on s'approche de la paroi, ce qui est sans doute dû au fort raffinement du maillage en ces zones.

En ce qui concerne les températures, l'accord entre prédiction et mesures est moins bon, sans doute à cause de la difficulté à correctement estimer les flux thermiques aux parois. Cependant, l'allure des courbes est bien reproduite et l'ordre de grandeur des épaisseurs des couches limites thermiques est globalement acceptable. Il semble que la température

4. C'est à dire la pente de la tangente à la courbe représentant la vitesse en fonction de la hauteur.

de la partie centrale de la chambre soit sous-estimée. Sur la figure III.9(b), on peut observer que la température calculée est supérieure aux mesures près des parois horizontales. Cela peut être l'effet de la sous-estimation des flux convectifs au niveau du plafond. Pourtant, les gradients calculés semblent plus forts que les gradients mesurés. Le phénomène inverse se produit au niveau du sol puisque la température est encore supérieure aux mesures. Par ailleurs, la figure III.8(b) montre que les températures sont en meilleur accord au niveau des parois verticales.



(a) Vitesse ascensionnelle

(b) Température

FIG. III.8 — Cas de convection mixte : profils horizontaux au milieu de la pièce

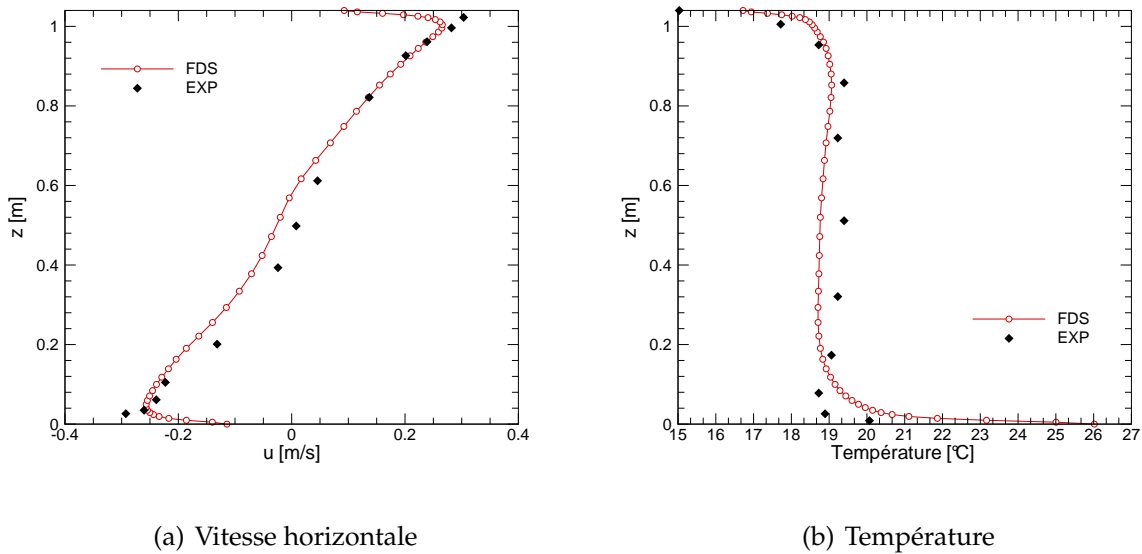


FIG. III.9 — Cas de convection mixte : profils verticaux au milieu de la pièce

III.1.2.4 Conclusion

Ce cas de convection mixte montre d'abord les faiblesses de la modélisation des flux convectifs aux parois par le code FDS. Le bon choix des coefficients de convection semble dépendre du maillage utilisé. En situation d'incendie, les températures atteintes et la composition des gaz font qu'un flux radiatif important est émis, contrairement au cas qui vient d'être étudié. On s'attend alors à ce que les flux convectifs jouent un rôle a priori moins important que les flux radiatifs, ce qui doit permettre de se contenter d'une modélisation assez simple des échanges convectifs aux parois.

D'autre part, ce cas met en évidence le bon comportement du solveur des équations de Navier Stokes malgré les faibles écarts de température de cette configuration expérimentale. Même lorsque les valeurs calculées sont quelque peu éloignées des mesures, les allures des profils restent correctement prédites, ce qui montre que le code reproduit les phénomènes physiques mis en jeu de manière satisfaisante.

Les résultats paraissent donc dans l'ensemble acceptables pour le type d'application qui est faite avec ce genre d'outil numérique, c'est-à-dire des simulations destinées à avoir une vision plutôt globale des problèmes en un temps raisonnable.

III.2 Cas de flammes libres

III.2.1 Flamme à bas nombre de Froude

III.2.1.1 Présentation

Le cas de la flamme à bas nombre de Froude permet de tester l'aptitude du code à simuler une flamme de diffusion dominée par les effets de flottabilité, représentative d'un feu. Ce cas de validation permet ici de s'intéresser plus particulièrement à la simulation

des phénomènes de combustion par FDS. La configuration académique élémentaire de la flamme libre fait partie des cas les plus utilisés pour la validation des codes CFD destinés à la simulation du feu. En effet, de très nombreuses études expérimentales ont été réalisées sur ce type de flamme [71, 41, 40].

La capacité du code FDS à simuler ce type de flamme a été récemment étudiée par Quintiere et Ma [67] qui ont cherché à retrouver les corrélations classiques en simulant plusieurs flammes correspondant à différents débits de propane issu d'un brûleur carré. Ces auteurs se sont intéressés en particulier à la hauteur de flamme, à l'évolution de la température et de la vitesse sur l'axe, ainsi qu'à l'entraînement d'air dans la flamme. Les résultats des simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par McCaffrey [71] en ce qui concerne l'évolution de la température et de la vitesse sur l'axe d'une flamme d'une puissance de 22 kW.

Par ailleurs, afin de tester le modèle à fraction de mélange employé par FDS, Xin *et al.* [125] ont publié un article dans lequel ils s'intéressent au cas d'une flamme alimentée en méthane. Ce travail s'est focalisé sur la zone de sortie de brûleur et a souligné l'aptitude du code à reproduire au moins qualitativement les structures instantanées typiques des flammes à bas nombre de Froude. D'un point de vue quantitatif, Xin *et al.* montrent que FDS aboutit à des résultats acceptables malgré l'utilisation de maillages relativement grossiers.

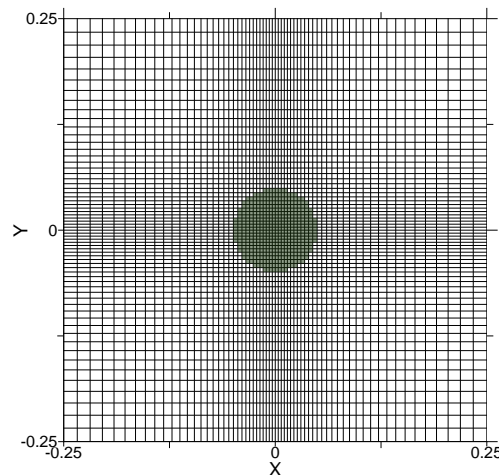


FIG. III.10 — Maillage horizontal utilisé. Le solide modélisant le brûleur est représenté au centre.

Dans le cadre de la présente validation, on s'intéresse au cas particulier d'une flamme d'éthylène étudiée par Joyeux [52] pour laquelle on dispose de mesures expérimentales concernant principalement le champ de vitesse. Cette flamme est issue d'un brûleur circulaire de 10 cm de diamètre, muni d'un dispositif d'ensemencement. La vitesse débitante de fuel est telle que la puissance totale libérée par la combustion de l'éthylène est de 25 kW.

Une vue en coupe du maillage utilisé pour la simulation numérique est donnée par la figure III.10. Ce maillage est constitué de près d'un million de mailles dont les dimensions sont fixes selon l'axe z et varient selon l'axe x et selon l'axe y . La sortie du brûleur est représentée par un solide d'environ 2 cm de hauteur au niveau du sol. Le domaine de simulation

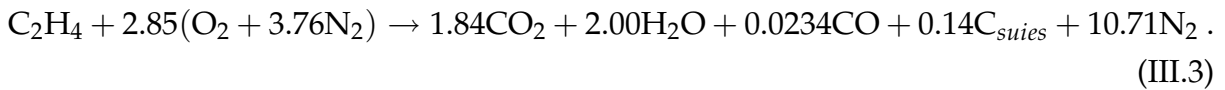
est un parallélépipède de dimensions 50 cm par 50 cm par 1.65 m. La simulation englobe donc la flamme et le panache thermique s'élevant au-dessus de celle-ci. Les conditions aux limites sont toutes de type « frontière ouverte vers l'extérieur ». La condition de débit de fuel est imposée au niveau de la face supérieure du brûleur.

L'étude de ce type de flamme fait classiquement intervenir un nombre de Froude⁵ [41] qui s'écrit ici

$$\dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} C_p T_{\infty} \sqrt{g} D^{5/2}} = 7.06, \quad (\text{III.2})$$

ce qui fait que la flamme étudiée se situe à la limite des flammes représentatives de situation d'incendie [22, 38]. Cependant, ce type de flamme entre tout à fait dans le domaine d'application du code FDS.

La réaction globale de combustion est obtenue en faisant l'hypothèse d'un taux de production de suies⁶ de 3% par rapport à la masse de fuel consommée. Cette valeur est issue des mesures expérimentales de la configuration étudiée [52]. La quantité d'énergie libérée par kilogramme d'oxygène consommé est ici prise égale à 14.3 MJ·kg⁻¹, ce qui entraîne que la chaleur de combustion de l'éthylène vaut 46.4 MJ·kg⁻¹. La fraction locale d'énergie chimique émise sous forme radiative⁷ est choisie égale à 20%. L'équation chimique globale utilisée pour la simulation numérique est ainsi la suivante :



III.2.1.2 Corrélations classiques concernant les flammes à bas nombre de Froude

La hauteur de flamme moyenne au-dessus du brûleur est définie arbitrairement comme l'altitude à partir de laquelle la flamme est visuellement présente moins de la moitié du temps. En d'autres termes, c'est l'altitude à partir de laquelle la probabilité de présence de la flamme visible est inférieure 50%. Dans le cas de la flamme à faible nombre de Froude, le rapport hauteur de flamme L sur diamètre de brûleur D est proportionnel au débit de fuel selon la relation empirique développée par Heskestad [41] :

$$\frac{L}{D} = -1.02 + 15.6 N^{1/5} \quad \text{avec} \quad N = \left[\frac{C_p T_{\infty}}{g \rho_{\infty}^2 (\Delta H_{\text{fuel}} / r_{\text{fuel}})^3} \right] \frac{\dot{Q}^2}{D^5}. \quad (\text{III.4})$$

Dans le cas de l'éthylène, cette relation s'écrit

$$\frac{L}{D} = 3.63 \dot{Q}^{*2/5} - 1.02, \quad (\text{III.5})$$

5. Les flammes à forte impulsion présentent naturellement les plus fortes valeurs du nombre de Froude \dot{Q}^* .

6. Voir la page 73 pour la définition du taux de production de suies.

7. Ce paramètre est présenté à la page 79 et son effet est étudié dans le cas de la flamme en interaction avec une paroi décrit plus loin.

ce qui conduit à une hauteur théorique de flamme qui vaut environ 70 cm dans la présente configuration.

Les évolutions de la température et de la vitesse le long de l'axe au-dessus du brûleur peuvent être estimées en s'appuyant sur la formulation proposée par Mc Caffrey [71]. Cet auteur a étudié des flammes issues d'un brûleur carré de 30 cm de côté alimenté en gaz naturel, pour des puissances comprises entre 15 et 60 kW. Mc Caffrey définit trois zones distinctes observables à l'œil nu. La première est située près du brûleur et correspond à la partie persistante des flammes. La deuxième zone plus en aval correspond à la partie intermittente des flammes. Au-dessus se trouve la troisième zone qui correspond au panache thermique, c'est à dire l'écoulement de gaz chauds sans combustion s'élevant au-dessus des flammes. Les évolutions de la température et de la vitesse sont spécifiques à chaque zone et peuvent être exprimées par des lois en puissance selon la variable $z/\dot{Q}^{2/5}$, où z est la hauteur exprimée en m et \dot{Q} est la puissance exprimée en kW. Ces corrélations prennent la forme générale

$$V = k\dot{Q}^{1/5} \left(\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} \right)^\eta \tag{III.6}$$

$$\Delta T = \frac{T_0}{2g} \left(\frac{k}{c} \right)^2 \left(\frac{z}{\dot{Q}^{2/5}} \right)^{2\eta-1} \tag{III.7}$$

où V désigne la vitesse, T_0 est la température ambiante⁸ et ΔT est l'écart de température par rapport à celle-ci. Les différents coefficients sont rassemblés dans le tableau III.2.

Zone	$z/\dot{Q}^{2/5}$	k	c	η
Flamme persistante	[0;0.08[6.8	0.9	1/2
Flamme intermittente	[0.08;0.2[1.9	0.9	0
Panache thermique	[0.2;∞[1.1	0.9	-1/3

TAB. III.2 — Coefficients utilisés pour les corrélations de Mc Caffrey [71]

III.2.1.3 Comparaison entre simulation et expérience

La figure III.11 montre l'évolution de la vitesse et de la température le long de l'axe de la flamme. Les résultats sont présentés en utilisant des échelles logarithmiques afin de mettre en évidence les lois en puissance mentionnées précédemment. Globalement, l'évolution de la vitesse prédite par le code est en bon accord avec les mesures dans les deux premières zones de la flamme. On remarque que dans la zone de panache thermique, la vitesse prédite par le code suit correctement la décroissance en $z^{-1/3}$ de la corrélation de Mc Caffrey. Cette décroissance n'est pas visible expérimentalement car il n'y a pas eu de mesures de vitesse plus en aval dans le panache. Ceci provient du fait que Joyeux [52] a mesuré les vitesses par anémométrie Doppler laser avec ensemencement en particules uniquement par le fuel,

8. Exprimée en kelvin.

sans apport dans l'air ambiant, ce qui induit un biais statistique dans les mesures⁹ et les rend donc irréalistes.

En ce qui concerne la température sur l'axe, seule les corrélations de Mc Caffrey sont utilisées pour comparaison car il n'y a pas eu de mesure de température pour cette flamme. On peut noter que la simulation reproduit correctement l'évolution de la température le long de l'axe, sur toute la hauteur de la flamme. L'écart de température constaté pour z tendant vers 0 (figure III.11(b)) est dû au fait qu'en sortie de brûleur se trouve une zone contenant une partie du fuel injecté n'ayant pas encore réagi avec l'air¹⁰.

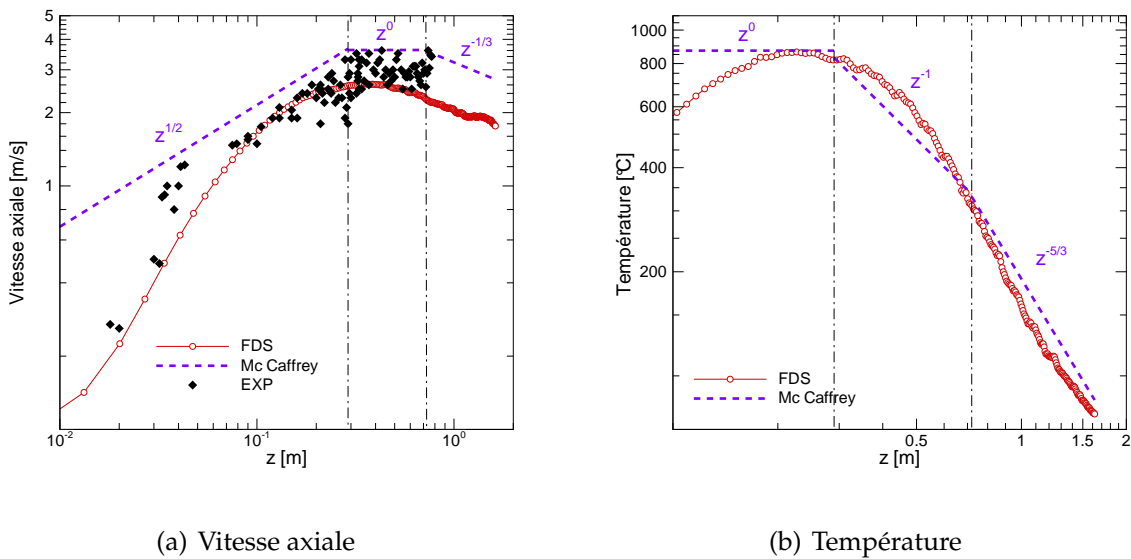


FIG. III.11 — Comparaison entre simulation, expérience et corrélations de Mc Caffrey concernant les valeurs moyennes de la vitesse et de la température sur l'axe. Les frontières entre les zones de flamme persistante, flamme intermittente et panache thermique sont représentées par les lignes verticales en pointillés.

La figure III.12 montre les profils radiaux de vitesse moyenne à différentes hauteurs. On remarque d'abord que l'allure des profils semble correctement estimée. En particulier, les figures III.12(a) et III.12(b) montrent que, près de la sortie du brûleur, la simulation reproduit bien l'existence d'une couronne de gaz s'élevant plus rapidement que le fluide situé sur l'axe¹¹. En regardant la position des pics de vitesse sur ces figures, on note que la restriction de l'écoulement est d'abord légèrement sous-estimée par la simulation à 3 cm au-dessus du brûleur, puis elle devient un peu plus marquée à 7 cm au-dessus du brûleur.

Les ordres de grandeur de la vitesse axiale sont globalement en bon accord avec les mesures. On peut souligner toutefois que la vitesse ascensionnelle est légèrement sous-estimée lorsque l'on s'éloigne du brûleur (figures III.12(e) et III.12(f)).

9. Avec ce procédé, il existe en effet une surestimation des vitesses moyennes lorsque l'on s'éloigne significativement de la source.

10. Les corrélations de Mc Caffrey ne tiennent pas compte de cette zone.

11. Cette différence est due au fait que le dégagement de chaleur se produise essentiellement dans la zone de mélange située à la périphérie de l'écoulement de fuel.

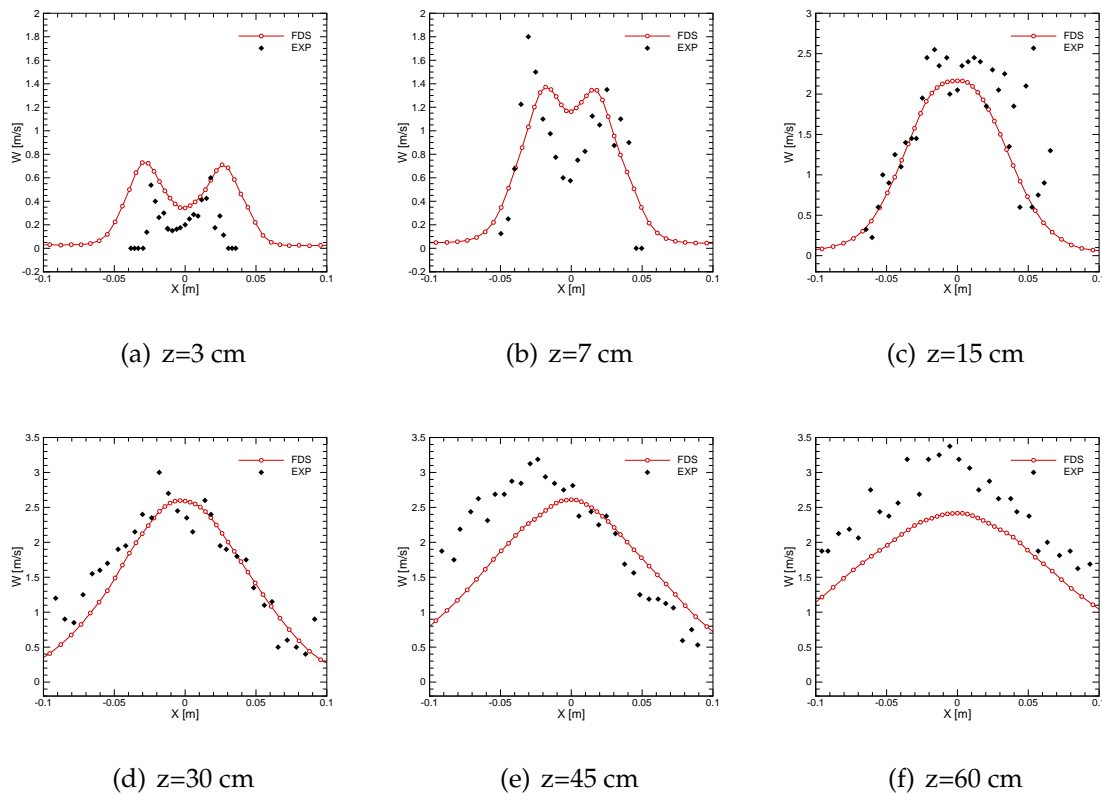


FIG. III.12 — Comparaison entre simulation et expérience concernant la vitesse moyenne selon z

III.2.1.4 Champs moyens

Dans cette section sont étudiés les champs moyens dans une coupe verticale passant par le centre du brûleur. Seuls les résultats de la simulation sont présentés ici, afin de discuter de manière qualitative des caractéristiques de la flamme étudiée.

La figure III.13 montre le champ de température calculé par FDS ainsi que le rapport entre la température locale et la température sur l’axe à la même hauteur¹². Les profils radiaux de température sont généralement supposés posséder une allure gaussienne [41]. La figure III.13(b) montre dans quelle mesure ces profils de température « s’élargissent » au fur et à mesure que l’on s’éloigne du brûleur.

Par ailleurs, on peut remarquer sur la figure III.13(a) la restriction de la section de la flamme au-dessus du brûleur due à l’accélération des gaz en cet endroit. En réalité, vu la faible vitesse à laquelle le fuel sort du brûleur¹³, il existe une transition d’un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent à cet endroit. On observe en effet une flamme laminaire circulaire qui « bat » avec une certaine fréquence, et il y a ensuite apparition plus en aval de grandes structures turbulentes. Il est intéressant de noter que, même si le modèle de turbulence du code FDS ne peut théoriquement reproduire un tel phénomène de

12. Cette température sur l’axe correspond à la valeur maximale de la température pour chaque hauteur, lorsque l’on se situe loin du brûleur, c’est à dire approximativement dès que la température axiale décroît en fonction de la hauteur (voir figure III.11(b)).

13. De l’ordre de $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

transition¹⁴, la restriction de la section de la flamme, ainsi qu'un léger phénomène de battement près du brûleur, sont prédits par le calcul. De plus, les résultats moyens sont en relativement bon accord avec les mesures, même près du brûleur (figures III.11 et III.12). Cependant, la fréquence expérimentale du battement n'est pas fournie par Joyeux [52].

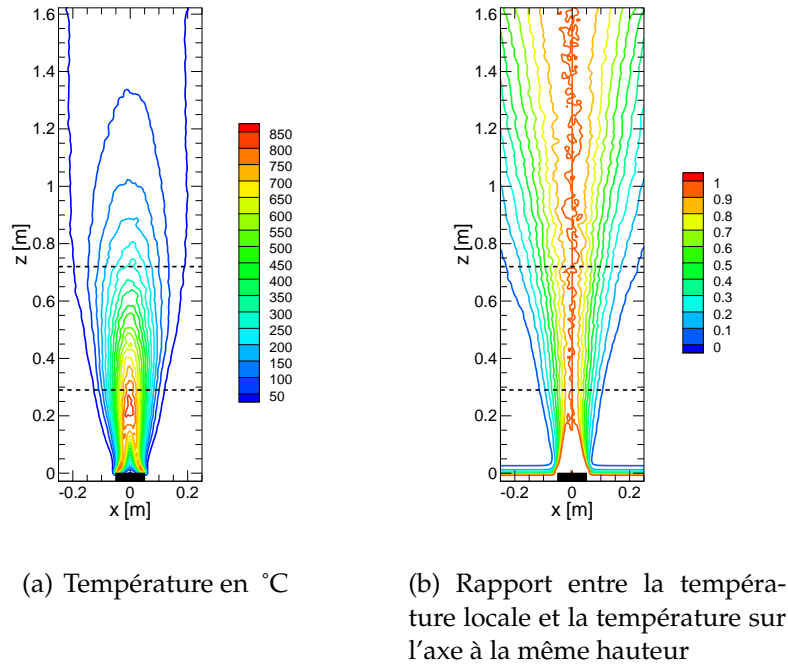


FIG. III.13 — Champ de température moyenne et champ de température moyenne divisée par la température moyenne sur l'axe à la même hauteur. Les frontières entre les zones de flamme persistante, flamme intermittente et panache thermique sont représentées par les lignes horizontales en pointillés.

La figure III.14 montre le champ de vitesse moyen. La vitesse selon x (figure III.14(a)) met en évidence que l'entraînement d'air dans le panache est significatif sur une hauteur comprise entre 3 et 10 fois le diamètre du brûleur. Le champ de vitesse selon y (figure III.14(b)) montre qu'il existe en moyenne un très léger effet de swirl de la flamme. Ces variations de la vitesse moyenne sont cependant à considérer avec précaution car leur ordre de grandeur est très faible. La figure III.14(c) schématise l'élargissement du panache, comme cela a été vu avec la figure III.13(b), et l'existence d'une zone de forte vitesse ascendante¹⁵ située entre 2 et 6 fois le diamètre du brûleur.

La fraction de mélange est représentée sur la figure III.15(a). La valeur stœchiométrique de Z est de l'ordre de 0.06. La hauteur de l'isosurface de fraction de mélange stœchiométrique est de l'ordre de 3 à 4 fois le diamètre du brûleur, ce qui est comparable avec la hauteur de flamme persistante donnée par Mc Caffrey, schématisée par la droite en pointillées sur la figure. Le dégagement de chaleur volumique est présenté sur la figure III.15(b). Le maximum du dégagement de chaleur est situé dans la zone de fraction de mélange stœchiométrique, mais il est relativement étalé du fait de l'existence de poches de fuel imbrûlé se détachant du brûleur pour être consommées plus loin dans le panache. Ce phénomène,

14. Voir la section II.2.5.3.

15. De l'ordre de $2.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

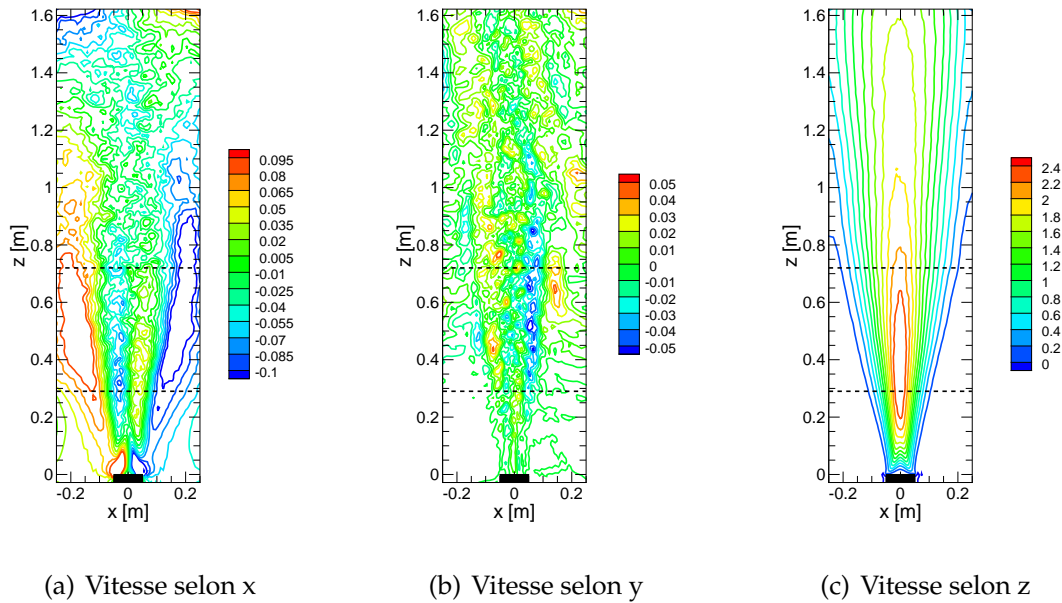
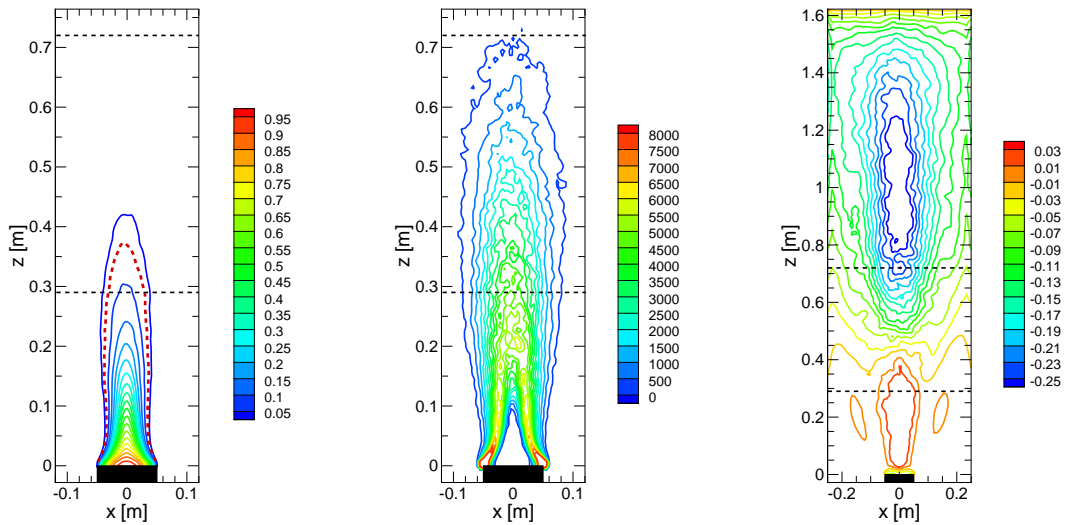


FIG. III.14 — Champs de vitesses moyennes selon les 3 axes en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, dans une coupe correspondant à $y = 0$.

connu sous le nom de « puffing », est généralement observé expérimentalement avec ce type de flamme et il est reproduit ici par la simulation numérique. Sa fréquence n'a pas été mesurée et ne peut donc pas être comparée avec les calculs. On remarque que l'essentiel du dégagement de chaleur se produit dans une zone allant jusqu'à 70 cm au-dessus du brûleur, ce qui correspond bien aux zones de flammes persistante et intermittente selon Mc Caffrey. La figure III.15(b) montre aussi que le dégagement de chaleur est très fort près des bords du brûleur. Ceci est dû au fait que le calcul du dégagement de chaleur est basé sur les gradients de fraction de mélange, qui prennent des valeurs importantes dans cette zone.

Le champ de pression moyenne est représenté sur la figure III.15(c) pour montrer l'effet du traitement des conditions aux limites par le code. Les valeurs de la pression sont très faibles et sont données ici uniquement pour des considérations d'ordre numérique. On remarque l'effet de l'hypothèse d'une perturbation de pression nulle à la frontière lorsque l'écoulement quitte le domaine (voir la section II.2.4.1). Ceci met en évidence le fait que la condition de frontière ouverte vers l'extérieur doit être suffisamment éloignée pour ne pas perturber le calcul en imposant une condition de pression restrictive près de la zone étudiée. En d'autres termes, il faut toujours étendre suffisamment le domaine discrétisé pour ne pas perturber la résolution numérique.



(a) Zoom sur le champ de fraction de mélange. Le contour correspondant à la valeur stœchiométrique est indiqué en pointillés. (b) Zoom sur le champ de dégagement de chaleur en $\text{kW}\cdot\text{m}^{-3}$. (c) Champ de pression en Pa

FIG. III.15 — Champs moyens de fraction de mélange, de dégagement de chaleur volumique et de pression, dans une coupe correspondant à $y = 0$.

III.2.1.5 Conclusion

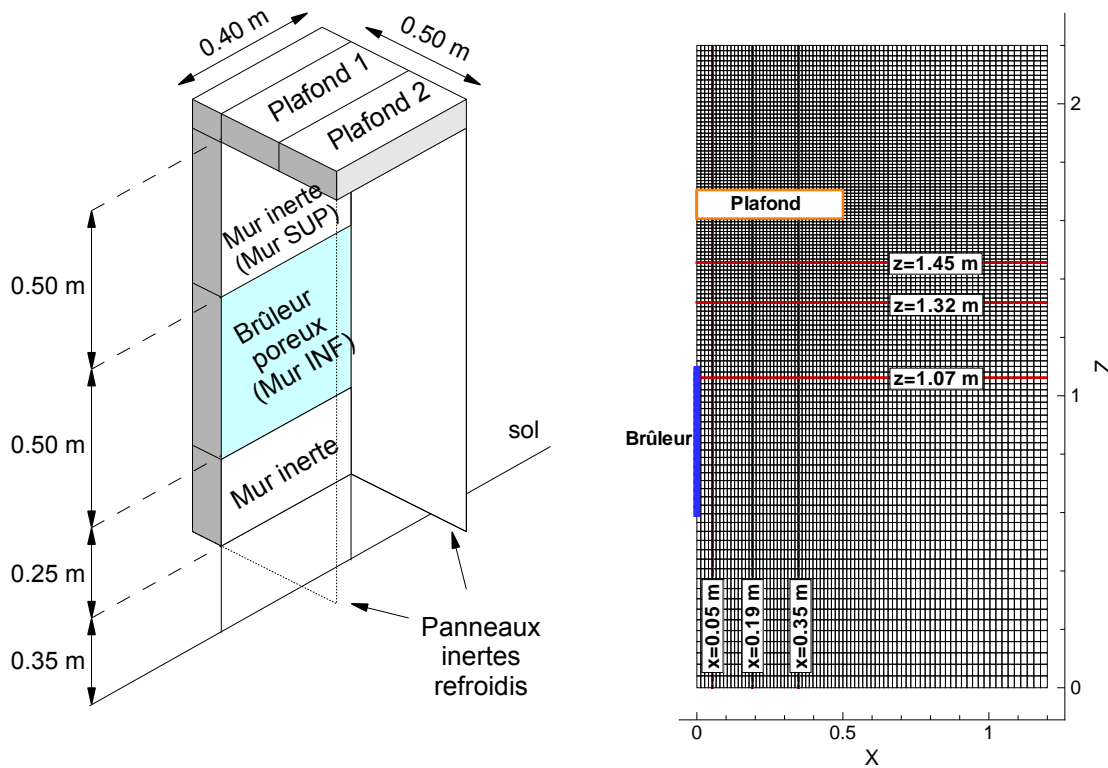
Ce cas de flamme à bas nombre de Froude montre la capacité du code FDS à simuler une configuration mettant en jeu des phénomènes de combustion caractéristiques des situations d'incendie. Malgré la relative simplicité du modèle de combustion, les résultats semblent en bon accord avec les mesures. Les corrélations classiques concernant l'évolution de la vitesse et de la température au-dessus du brûleur sont effectivement bien reproduites par la simulation. Le dégagement de chaleur semble être correctement localisé et on peut en déduire que les phénomènes de transfert thermique dans les gaz, d'entraînement d'air, de diffusion, etc. sont dans l'ensemble bien reproduit par le code. Cependant, il faut souligner que le maillage utilisé est très raffiné par rapport à ce qui est mis en œuvre pour des simulations de bâtiments entiers dans une approche de type « ingénierie ». On peut donc surtout dire à l'issue de cette étude que les modèles utilisés par FDS se comportent de manière correcte lorsque l'on raffine le maillage. Le domaine d'application de cet outil numérique est ainsi relativement étendu.

III.2.2 Flamme en interaction avec une paroi

III.2.2.1 Présentation

Ce cas de validation s'appuie sur les résultats expérimentaux obtenus par Audouin [6] avec la configuration représentée par la figure III.16(a). Il s'agit d'un feu utilisant un brûleur vertical alimenté en propane et surmonté d'un plafond inerte. Des panneaux supplémen-

taires sont disposés perpendiculairement de part et d'autre du brûleur, afin d'empêcher des entrées d'air sur les côtés du brûleur et garantir ainsi le caractère bidimensionnel de l'expérience. L'ensemble de l'installation est maintenu à 65 °C pour éviter l'effet du rayonnement des parois sur la flamme. La puissance calorifique du feu dans cette expérience est constante et vaut 72 kW.



(a) Dispositif expérimental

(b) Coupe verticale du maillage utilisé. Les lignes en gras matérialisent les positions des profils mesurés à z ou x constants.

FIG. III.16 — Configuration de la flamme en interaction avec une paroi

Les grandeurs mesurées par Audouin qui sont exploitées ici sont les profils de température, les profils de vitesse, ainsi que les flux de chaleur à travers les parois. Ces derniers sont estimés expérimentalement à partir de l'écart de température ΔT de l'eau circulant pour assurer le refroidissement des panneaux, selon la formule $\dot{q}_W = \dot{m}C_p\Delta T$, avec \dot{m} le débit d'eau et C_p la capacité calorifique de l'eau à pression constante.

III.2.2.2 Modélisation

La simulation numérique de cette configuration utilise le maillage $80 \times 40 \times 120$ non uniforme présenté sur la figure III.16(b). Le domaine s'étend sur 1.20 m selon x , 0.40 m selon y et 2.20 m selon z . La taille des mailles varie selon x de 1.3 à 2.3 cm, selon y elle est égale à 1 cm et selon z elle varie de 1.1 à 4.1 cm. Ce maillage représente un compromis entre la résolution de la zone de réaction et la contrainte imposant que les mailles ne soient pas

trop raffinées près de la paroi¹⁶.

Seul le plafond est représenté par un solide à l'intérieur du domaine, le reste des panneaux et le brûleur étant pris en compte au niveau des conditions aux limites. Toutes les surfaces, excepté le sol, sont maintenues à la température de 65 °C et leur émissivité est prise égale à 0.9.

La chaleur de combustion du propane est ici prise égale à 46.2 MJ·kg⁻¹ et, avec un taux de conversion de suies¹⁷ égal à 1%, la réaction globale de combustion s'écrit



ce qui entraîne que la chaleur libérée par kilogramme d'oxygène consommé dans ces conditions vaut 12.8 MJ·kg⁻¹.

Les résultats numériques correspondent à des valeurs moyennes sur une trentaine de secondes, une fois l'état stationnaire atteint.

III.2.2.3 Simulations numériques

Présentation

Le code FDS utilise une approximation pour estimer le terme source radiatif issu de la combustion, comme cela est décrit à la section II.2.7.3. En effet, le maillage est la plupart du temps insuffisamment fin pour utiliser directement dans le bilan radiatif la température moyenne de chaque maille traversée par la surface de flamme¹⁸. Une constante, notée ici χ_r , sert à représenter la fraction de l'énergie chimique libérée sous forme d'énergie radiative, au niveau de chaque maille concernée.

La fraction d'énergie libérée sous forme radiative au cours de la combustion est une grandeur qui est généralement mesurée en laboratoire de manière globale [115]. Le choix d'une valeur utilisable au niveau local reste délicat, car cette dernière ne correspond pas à la valeur globale. Il est donc légitime d'étudier la sensibilité des résultats à ce paramètre. C'est la raison pour laquelle le cas de la flamme en interaction avec une paroi a été utilisé pour regarder l'influence de χ_r sur les champs de température et de vitesse, ainsi que sur les flux thermiques aux parois.

Les simulations correspondent aux différentes valeurs retenues pour la grandeur χ_r , qui sont 0%, 7.5%, 15% et 30%. La valeur de 30% correspond approximativement à la valeur globale¹⁹, puis χ_r est divisée par deux pour chaque nouvelle simulation. La simulation correspondant à $\chi_r = 0\%$ permet d'analyser les résultats du code, non pas lorsque le rayonnement n'est pas pris en compte, mais lorsque la température moyenne de chaque maille traversée par la surface de flamme est utilisée pour estimer le terme source radiatif, comme cela est décrit à la section II.2.7.3.

16. Les corrélations employées pour estimer les flux thermiques imposent que la première maille englobe la couche limite.

17. Fraction de la masse de combustible convertie en suies, voir la page 73.

18. Dans les mailles non traversées par la surface de flamme, la température est supposée suffisamment faible et homogène au sein de la maille pour être utilisée directement dans le bilan radiatif.

19. Pour le propane, la valeur globale est voisine de 27% selon la référence [115].

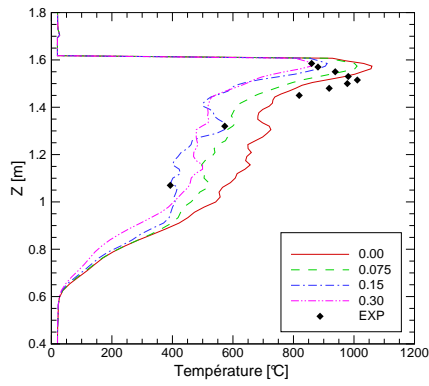
Comparaison entre simulation et expérience pour une fraction radiative de 30%

Les figures III.17 et III.18 montrent la comparaison entre les résultats numériques et les mesures expérimentales. Ces figures révèlent que les prédictions des températures et des vitesses sont en bon accord avec les mesures lorsque l'on se situe assez loin des parois, c'est à dire loin de la paroi horizontale pour les figures à x constant et loin de la paroi verticale pour les figures à z constant. On peut remarquer qu'en général, lorsque la température est correctement estimée, la vitesse au même endroit l'est également (figures III.17(d) et III.18(d) pour x supérieur à 5 cm par exemple). Ceci peut laisser penser que, loin des parois, le solveur des équations de Navier Stokes est relativement fiable.

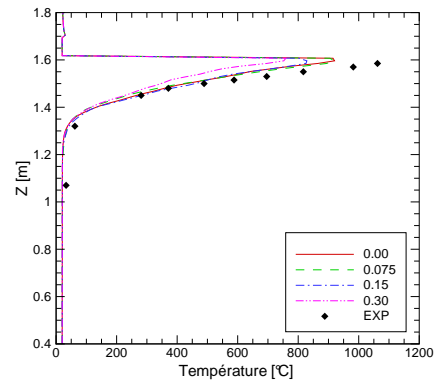
Globalement, les températures sont sous-estimées au niveau des parois, notamment sous le plafond (figures III.17(b) et III.17(c)). Ceci montre que l'utilisation de mailles de petite taille près des parois, combinée à la relative simplicité du traitement des échanges aux parois dans FDS, peut aboutir à des écarts importants entre prédiction et expérience. Le maillage utilise des mailles de petite dimension près des parois, étant donné que les zones de dégagement de chaleur ont lieu à cet endroit. Il semble que cette taille de mailles ne soit pas tout à fait compatible avec les corrélations exprimant les flux thermiques convectifs aux parois.

Par ailleurs, les vitesses sont assez fortement surestimées près des parois verticales (figures III.18(d) à III.18(f)) mais relativement bien reproduites sous le plafond (figures III.18(b) et III.18(c)). La surestimation des vitesses de l'écoulement peut être due à une prise en compte imprécise du frottement pariétal dans le code de calcul. Il faut également noter ici qu'Audouin [6] a mesuré les vitesses par anémométrie Doppler laser en ensemençant uniquement l'air ambiant et pas le fuel, ce qui peut induire un biais statistique, notamment près des parois verticales, dans les zones riches en fuel.

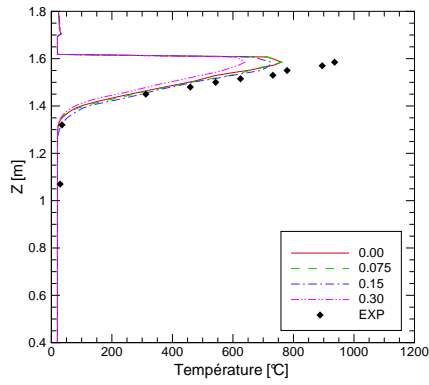
La sous-estimation des températures provient du fait qu'un fort dégagement de chaleur est prédit dès le bord inférieur du brûleur. Ceci semble dû au modèle de combustion employé par FDS qui fait l'hypothèse que le dégagement de chaleur est proportionnel au gradient de la fraction de mélange. En réalité, la flamme se situe certainement plus en aval de l'écoulement. Il y a donc dans le calcul une surestimation du dégagement de chaleur près du brûleur, ce qui se traduit par une majoration du flux thermique vers celui-ci, comme le montre la figure III.19. Étant donné que la chaleur fournie par la combustion a été surestimée près du brûleur, et que la quantité totale d'énergie libérée est constante, le dégagement de chaleur est amoindri plus loin, notamment sous le plafond 2. Ainsi, les températures prédites sont inférieures aux mesures (figures III.17(b) et III.17(c)).



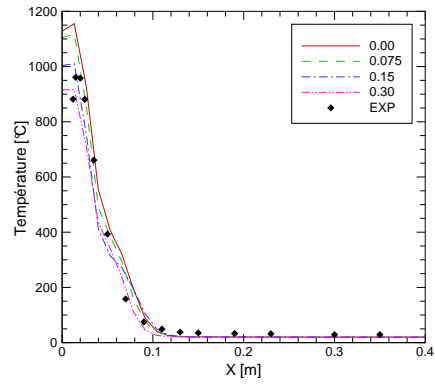
(a) $x=0.05$ m



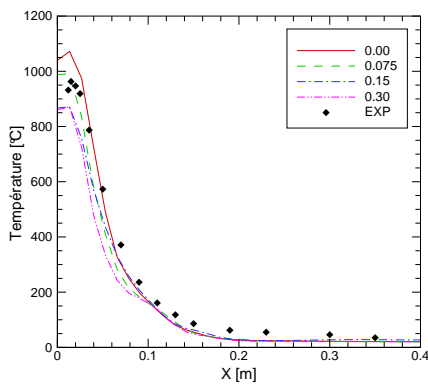
(b) $x=0.19$ m



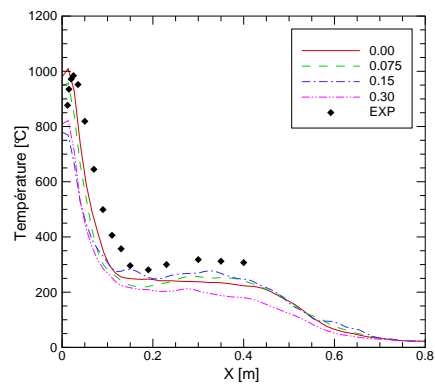
(c) $x=0.35$ m



(d) $z=1.07$ m

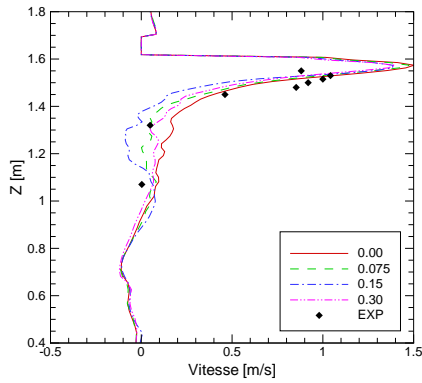


(e) $z=1.32$ m

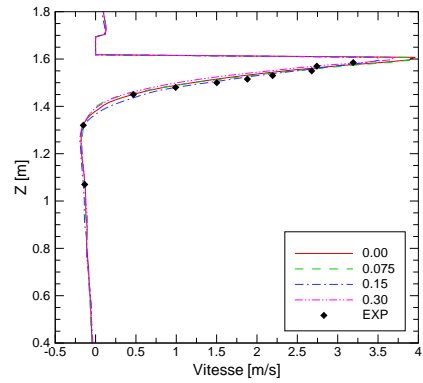


(f) $z=1.45$ m

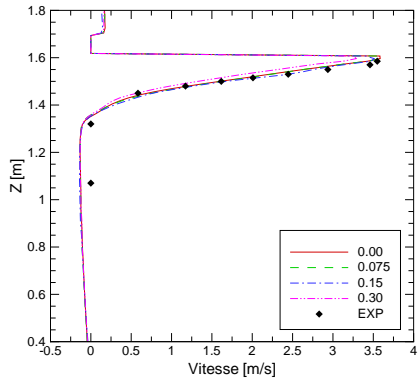
FIG. III.17 — Profils verticaux et horizontaux de température pour la flamme en interaction avec une paroi : influence de la fraction radiative sur les résultats des simulations.



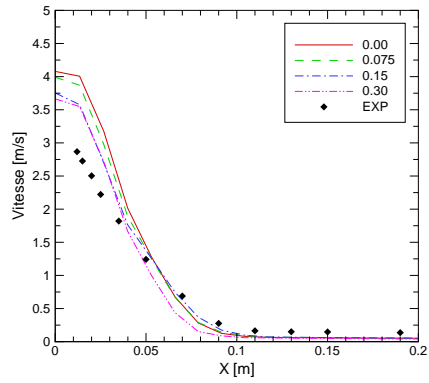
(a) Vitesse horizontale pour $x=0.05$ m



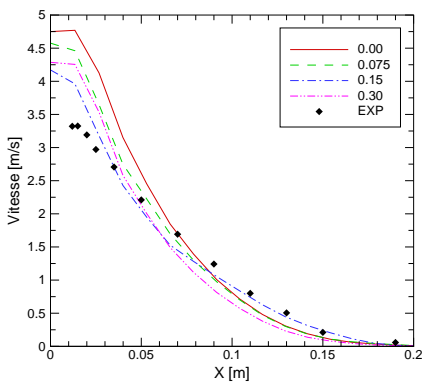
(b) Vitesse horizontale pour $x=0.19$ m



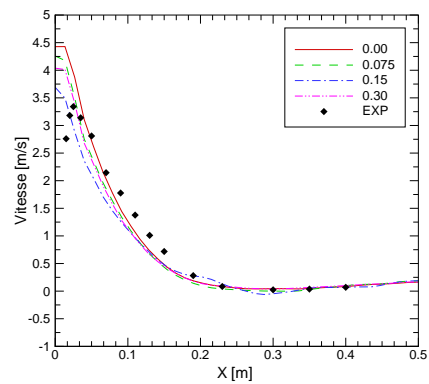
(c) Vitesse horizontale pour $x=0.35$ m



(d) Vitesse verticale pour $z=1.07$ m



(e) Vitesse verticale pour $z=1.32$ m



(f) Vitesse verticale pour $z=1.45$ m

FIG. III.18 — Profils verticaux et horizontaux de vitesse pour la flamme en interaction avec une paroi : influence de la fraction radiative sur les résultats des simulations.

Influence de la fraction d'énergie chimique libérée sous forme d'énergie radiative

Les résultats reportés sur les figures III.17 et III.18 mettent en évidence une influence significative du paramètre χ_r . Bien entendu, cette influence se situe surtout au niveau des zones de combustion. En effet, loin de ces dernières, les différents profils de température et de vitesse calculés par FDS pour les différentes valeurs de χ_r se superposent plus ou moins bien. La tendance observée est que l'augmentation de χ_r , qui entraîne une diminution de l'énergie libérée sous forme de chaleur, entraîne des températures plus faibles dans les zones de combustion (figures III.17(d) et III.17(e)). Avec une forte valeur pour χ_r , une plus grande partie de l'énergie est rayonnée, puis elle est en partie absorbée par les parois mais aussi largement « perdue » vers le milieu environnant et ne contribue donc pas à l'échauffement des gaz.

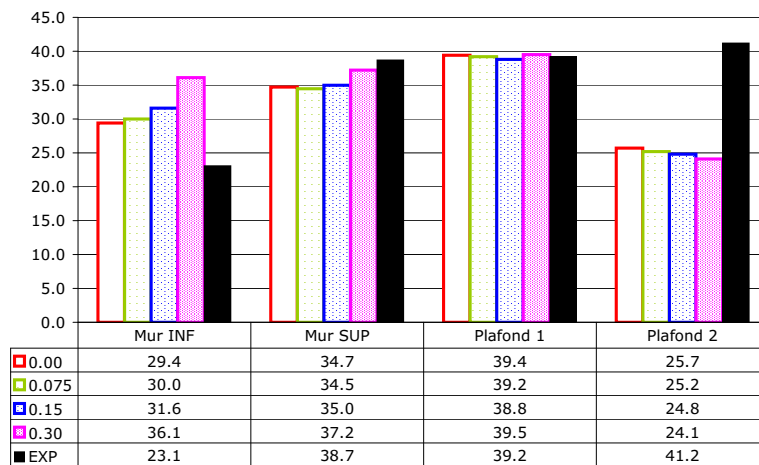


FIG. III.19 — Configuration de la flamme en interaction avec une paroi. Flux de chaleur aux parois ($\text{kW}\cdot\text{m}^{-2}$).

Les profils à z constant III.17(d), III.17(e) et III.17(f) montrent clairement que lorsque la température augmente par diminution de la valeur de χ_r , il en va de même pour la vitesse ascensionnelle par effet de flottabilité. Les profils à x constant III.17(a), III.17(b) et III.17(c) montrent que ce phénomène ne se retrouve pas sous le plafond avec la vitesse horizontale, ce qui semble cohérent puisque la flottabilité n'agit pas sur cette composante du champ de vitesse.

La figure III.19 montre les flux de chaleur moyens perdus au niveau des différentes parois. On note que la surestimation du dégagement de chaleur et des températures près du brûleur se traduit bien par une majoration du flux vers le mur inférieur alors que le flux vers le plafond 2 est minoré. Les flux au niveau du mur supérieur et du plafond 1 sont quant à eux relativement bien estimés. L'influence de la fraction radiative sur le flux de chaleur à la paroi est assez faible loin des zones de combustion. Il n'y a qu'au niveau du brûleur que l'on observe une nette augmentation de ce flux avec χ_r .

Influence du modèle de turbulence

Les résultats des simulations précédentes ont montré que le dégagement de chaleur semble surestimé près du brûleur, notamment près du bord inférieur de celui-ci. L'écoulement de propane quittant le brûleur est laminaire vu la faible vitesse d'injection. Il se développe une couche limite au sein de laquelle se produit une transition du régime laminaire vers le régime turbulent. Dans le code FDS, le dégagement de chaleur est supposé proportionnel au gradient de la fraction de mélange, multiplié par le coefficient de diffusion (relation (II.90)). Ce coefficient de diffusion est lui-même proportionnel à la viscosité turbulente (relation (II.54)). Le dégagement de chaleur est donc étroitement lié à la valeur prise par la viscosité turbulente.

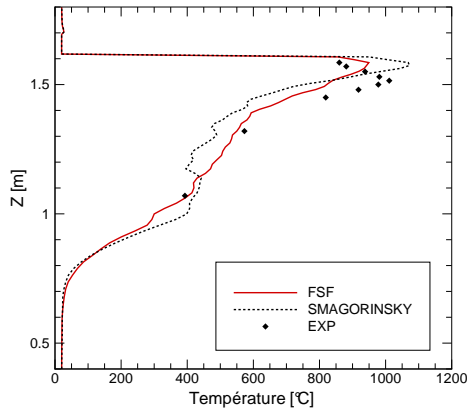
Le modèle de turbulence de Smagorinsky utilisé par défaut dans FDS a tendance à introduire de la viscosité turbulente dès le bord inférieur du brûleur, ce qui entraîne une surestimation du dégagement de chaleur à cet endroit. Il paraît donc légitime d'utiliser pour cette configuration le modèle de turbulence FSF décrit à la section II.2.5.4, car il est théoriquement plus adapté pour la simulation de la transition du régime laminaire vers le régime turbulent.

Les figures III.20 et III.21 montrent la comparaison des résultats obtenus avec le modèle FSF et le modèle de Smagorinsky, dans le cas $\chi_r = 0$. On peut remarquer sur les profils de température horizontaux (figures III.20(d) à III.20(f)) que la température est plus faible près de la paroi verticale avec le modèle FSF qu'avec le modèle de Smagorinsky. Le gradient de température selon x est plus faible avec le modèle FSF, ce qui fait que l'épaisseur de la couche limite thermique est un peu plus importante avec ce modèle. Par ailleurs, on note que les profils verticaux à 19 et 35 cm de la paroi verticale (figures III.20(b) et III.20(c)) sont relativement proches pour les deux modèles, avec une épaisseur de la couche chaude sous le plafond légèrement plus importante selon le modèle FSF. Le profil de température à $x=0.05$ m (figure III.20(a)) montre qu'en partant du bord inférieur du brûleur, le modèle FSF conduit d'abord à une température plus faible qu'avec le modèle de Smagorinsky, puis cette différence change de signe lorsque z augmente.

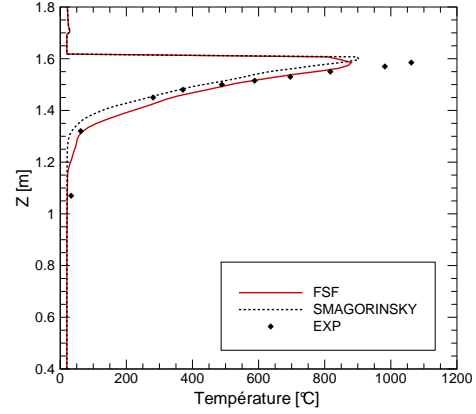
Les profils verticaux de vitesse sont très similaires avec les deux modèles (figures III.21(a) à III.21(c)), alors que les profils horizontaux mettent en évidence une épaisseur de couche limite plus grande avec le modèle FSF près du bord inférieur du brûleur, comme le suggèrent les figures III.21(d) à III.21(e). Ces mêmes figures montrent aussi que le gradient selon x de la vitesse ascensionnelle semble mieux prédit par le modèle FSF. Cette observation suggère que le modèle FSF permet de mieux simuler la zone de cisaillement entre le courant de gaz ascendant et l'air ambiant.

La figure III.22 montre les profils verticaux de dégagement de chaleur volumique en fonction de z dans les quatre premières mailles situées près de la paroi verticale. On note clairement l'effet du fort gradient de fraction de mélange sur le dégagement de chaleur au niveau du bord inférieur du brûleur sur les trois premières mailles (figures III.22(a), III.22(b) et III.22(c)). On peut également voir à l'aide des figures III.22(a) et III.22(b) que le dégagement de chaleur est d'abord moins important avec le modèle FSF puis il devient plus fort à partir d'environ $z=1$ m. Ce comportement semble cohérent avec le fait que la viscosité turbulente soit plus faible au niveau du bord inférieur du brûleur avec le modèle FSF, dans la partie laminaire située à la base de la flamme. On remarque que dans l'ensemble les écarts sur le dégagement de chaleur volumique entre les résultats obtenus avec les deux modèles

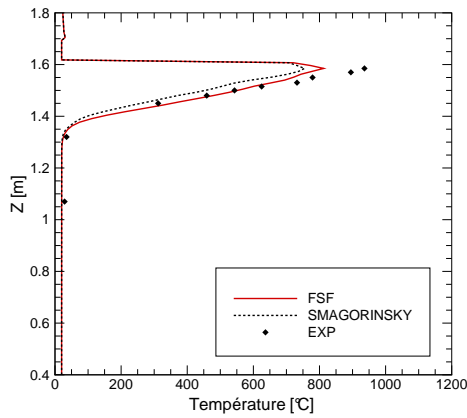
de turbulence peuvent être localement important, surtout dans la première maille à côté du brûleur. Ces différences expliquent les écarts constatés sur les profils de température de la figure III.20.



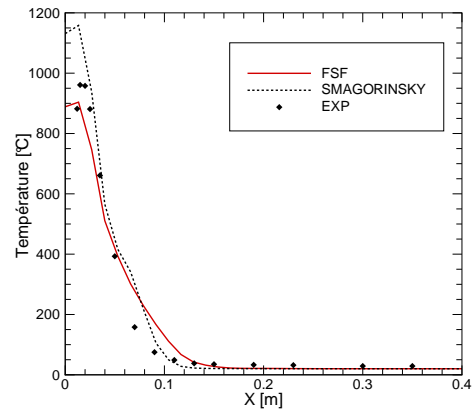
(a) $x=0.05$ m



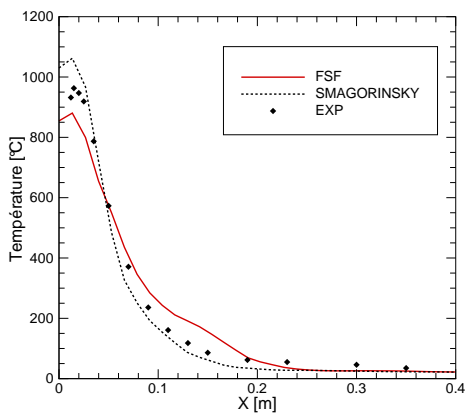
(b) $x=0.19$ m



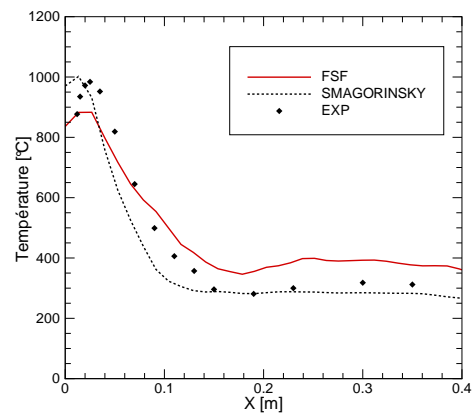
(c) $x=0.35$ m



(d) $z=1.07$ m

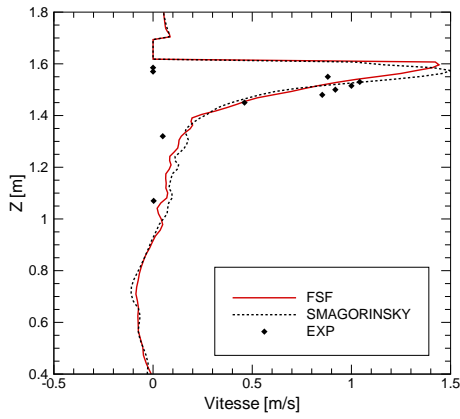


(e) $z=1.32$ m

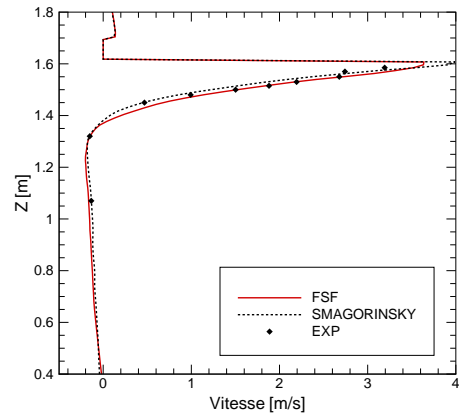


(f) $z=1.45$ m

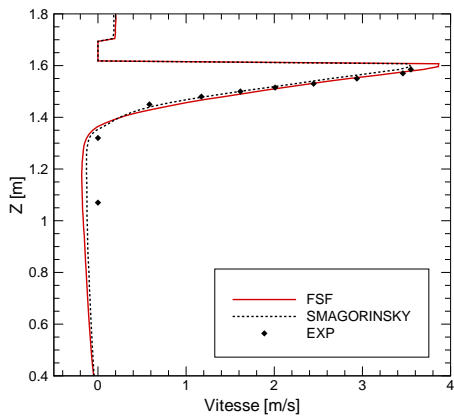
FIG. III.20 — Profils verticaux et horizontaux de température pour la flamme en interaction avec une paroi : influence du modèle de turbulence sur les résultats des simulations.



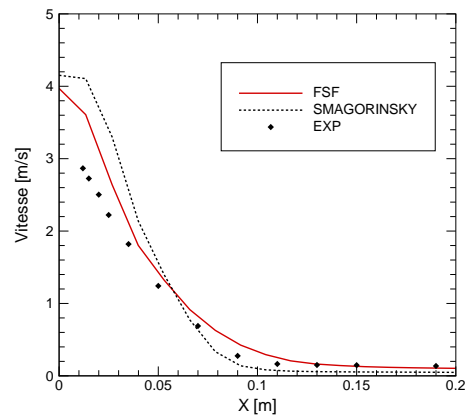
(a) Vitesse horizontale pour $x=0.05$ m



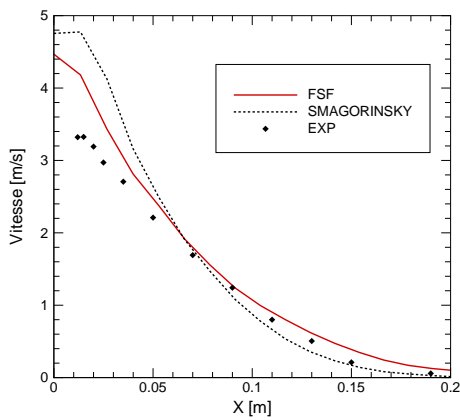
(b) Vitesse horizontale pour $x=0.19$ m



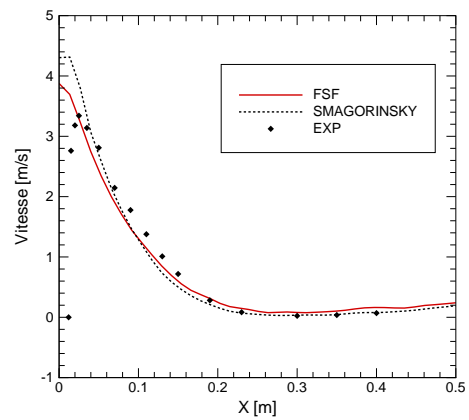
(c) Vitesse horizontale pour $x=0.35$ m



(d) Vitesse verticale pour $z=1.07$ m



(e) Vitesse verticale pour $z=1.32$ m



(f) Vitesse verticale pour $z=1.45$ m

FIG. III.21 — Profils verticaux et horizontaux de vitesse pour la flamme en interaction avec une paroi : influence du modèle de turbulence sur les résultats des simulations.

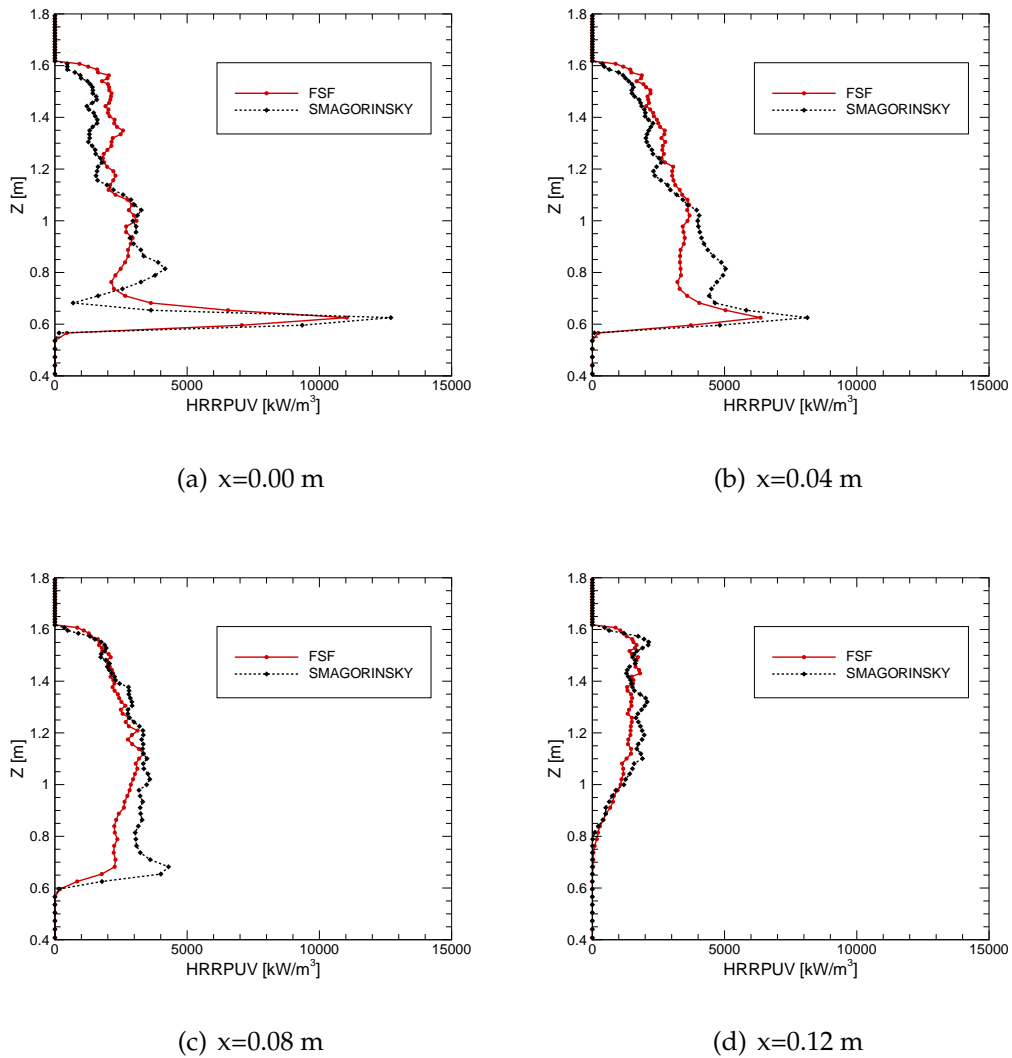


FIG. III.22 — Profils verticaux de dégagement de chaleur pour la flamme en interaction avec une paroi : influence du modèle de turbulence sur les résultats des simulations.

III.2.2.4 Conclusion

Cette configuration se situe à la limite des capacités du code car les corrélations utilisées pour estimer les flux de chaleur aux parois supposent que la première maille englobe la couche limite, ce qui n'est pas nécessairement bien vérifié avec ce maillage. Il est malheureusement difficile de contourner ce problème étant donné qu'ici la combustion a lieu précisément au sein de la couche limite. La modélisation nécessite donc une taille de maille assez réduite près des murs. Malgré ces contraintes, les résultats sont globalement acceptables. Les écarts relevés semblent principalement dus à des erreurs de localisation des zones de dégagement de chaleur. L'utilisation d'un autre modèle de turbulence montre qu'avec le modèle de combustion du code FDS, l'estimation de la viscosité turbulente influence le calcul du dégagement de chaleur, avec des écarts au niveau local qui peuvent être importants. Par ailleurs, l'augmentation de la fraction d'énergie émise sous forme radiative se traduit bien par une diminution des températures dans les zones de combustion, avec des variations de température pouvant aller jusqu'à 200 °C.

III.3 Cas de feux de compartiments

III.3.1 Feu avec source localisée

III.3.1.1 Présentation

La simulation d'un essai de feu de compartiment à l'échelle réelle impliquant une source localisée permet de valider l'outil numérique dans un cas plus représentatif de feu réel. Ce type d'essai met notamment en jeu des interactions réalistes avec les parois du local dans lequel le feu se développe. Il est ainsi possible d'étudier la capacité du code à simuler les écoulements complexes au sein d'un local et prédire les débits échangés entre le compartiment et l'extérieur à travers son ouverture.

L'essai retenu ici correspond à l'une des expériences menées par Steckler *et al.* [109]. Cette série d'expériences réalisées avec des petits brûleurs de méthane a servi plusieurs fois de référence pour la validation de codes de simulation des incendies [90]. Le compartiment utilisé mesure 2.80 m sur 2.80 m pour une hauteur d'environ 2.20 m. Ses parois sont couvertes d'un isolant à base de fibres de céramique afin d'atteindre rapidement un état stationnaire. Steckler *et al.* ont réalisé une cinquantaine d'essais en faisant varier la puissance du feu, la position du brûleur dans la pièce, ainsi que la forme de l'ouverture du compartiment. Pour chaque essai, ces auteurs ont mesuré les températures et les débits au niveau de l'ouverture, ainsi que le profil de température dans le compartiment. Ils ont ainsi pu présenter l'évolution des débits à travers l'ouverture en fonction de la géométrie de l'ouverture, de la puissance du feu et de la localisation du brûleur.

La figure III.23 montre la configuration utilisée pour la validation du code FDS. La forme de l'ouverture a été choisie parmi les cas étudiés par Steckler *et al.* pour être représentative d'une fenêtre d'un bâtiment réel. Elle est centrée et mesure 0.74 m de largeur sur 0.92 m de hauteur, avec une hauteur d'allège de 0.91 m. Le brûleur, situé au centre de la pièce, est circulaire et mesure 0.30 m de diamètre.

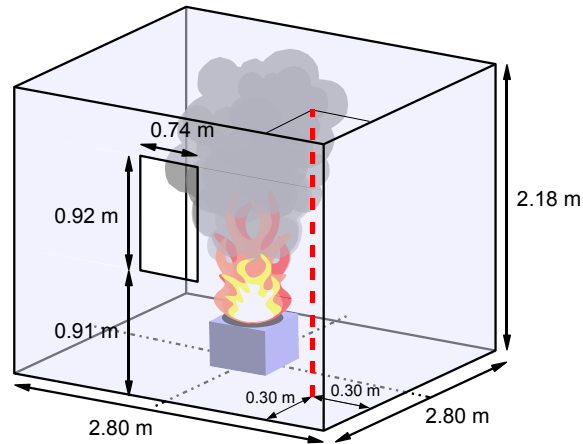


FIG. III.23 — Configuration pour le feu avec source localisée. La ligne verticale en pointillés située dans un coin de la pièce représente la localisation des thermocouples destinés à mesurer le profil vertical de température dans la pièce.

III.3.1.2 Modélisation

Le brûleur est modélisé par un solide cubique d'environ 40 cm de côté. L'injection de méthane se fait au niveau de la face supérieure de ce cube. La simulation emploie un maillage comportant approximativement 130000 mailles. Il est raffiné selon les deux axes horizontaux au niveau du brûleur étant donné la faible étendue de celui-ci. Les résultats des calculs présentés ici correspondent à une moyenne sur environ 200 secondes après avoir atteint l'état stationnaire.

III.3.1.3 Résultats de la simulation

Bilans de masse et d'énergie

La version du code FDS développée dans le cadre de cette thèse permet d'exprimer le bilan d'énergie à l'état stationnaire pour le volume de contrôle correspondant au contenu du compartiment. Ce bilan peut s'écrire sous la forme d'une égalité de puissances :

$$\mathcal{P}_{\text{stk}} + \mathcal{P}_{\text{murs}} + \mathcal{P}_{\text{conv}} + \mathcal{P}_{\text{rad}} = \mathcal{P}_{\text{comb}} , \quad (\text{III.9})$$

où les différents termes sont

- \mathcal{P}_{stk} la puissance stockée dans les gaz (quasiment nulle à l'état stationnaire) ;
- $\mathcal{P}_{\text{murs}}$ la puissance perdue à travers les parois par conduction thermique ;
- $\mathcal{P}_{\text{conv}}$ la puissance perdue par convection au niveau de l'ouverture et du brûleur ;
- \mathcal{P}_{rad} la puissance perdue par rayonnement au niveau de l'ouverture ;
- $\mathcal{P}_{\text{comb}}$ la puissance générée par la combustion au sein du local.

Ainsi, il est possible de vérifier que les calculs respectent bien la conservation de l'énergie en comparant les deux membres de la relation (III.9). La figure III.24 montre un exemple de vérification de la conservation de l'énergie. On précise ici que les parois possèdent une très faible capacité calorifique, de manière à atteindre rapidement un état stationnaire,

comme cela est détaillé à la section IV.1.2 du chapitre suivant. La figure III.24 permet également de visualiser la répartition des différentes pertes d'énergie. Par exemple, dans le cas présent, environ 75% de l'apport d'énergie par la combustion est perdu par convection à l'extérieur du local alors que 20% est perdu dans les parois²⁰.

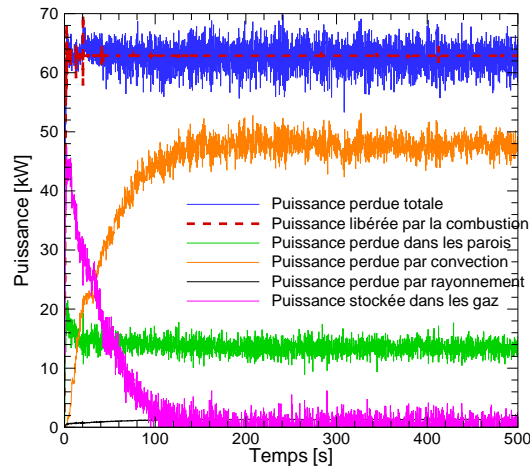


FIG. III.24 — Répartition des puissances au cours du temps

Un bilan sur la masse utilisant le même volume de contrôle est également possible. Il s'écrit simplement en régime stationnaire :

$$\dot{m}_{\text{entrant}} + \dot{m}_{\text{fuel}} = \dot{m}_{\text{sortant}} \quad (\text{III.10})$$

où \dot{m}_{entrant} et \dot{m}_{sortant} désignent les débits massiques respectivement entrant et sortant du compartiment et \dot{m}_{fuel} désigne le débit de fuel injecté au niveau du brûleur. Il a ainsi été vérifié que les calculs respectent bien la conservation de la masse, en comparant les deux membres de cette relation.

Profil de température dans le compartiment

Le champ moyen de température calculé par FDS est représenté par la figure III.25. On y remarque la stratification de la température typique du feu avec source localisée dans un compartiment. Il existe en effet une couche « chaude » sous le plafond et une couche « froide » près du sol. On peut remarquer d'après l'allure du champ de température que la flamme est faiblement perturbée par l'entrée d'air dans le local, puisqu'elle est très légèrement couchée vers l'arrière du compartiment.

20. Le profil de température étant à l'état stationnaire dans les parois.

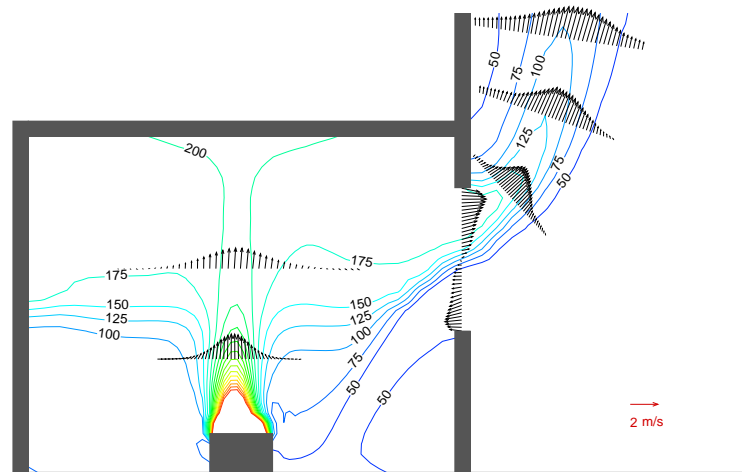


FIG. III.25 — Champ moyen de température en °C dans une coupe verticale passant par le milieu de l'ouverture. Les différents profils de vitesse permettent de caractériser l'évolution du panache au-dessus du brûleur, ainsi que le panache de gaz chauds à l'extérieur et les écoulements à l'ouverture du compartiment.

La figure III.26 montre la comparaison des profils de température mesurés dans un coin de la pièce²¹. On peut remarquer que la stratification en deux couches de la température est correctement reproduite par le calcul. L'épaisseur de couche chaude basée sur le profil de température est légèrement sous-estimée par rapport aux mesures, avec une température moyenne légèrement supérieure.

21. Voir la figure III.23 pour la position des points de mesure.

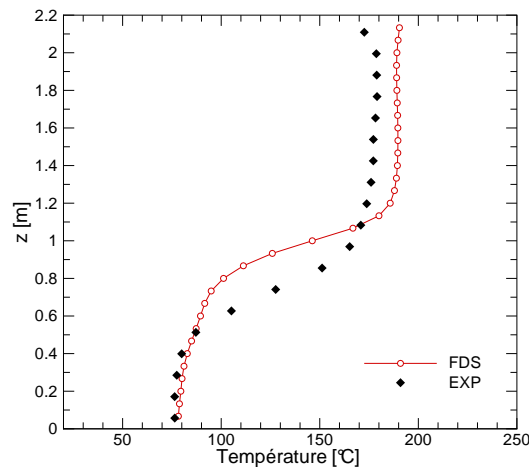


FIG. III.26 — Profil de température dans un coin du compartiment.
La position des points de mesure est précisée sur la figure III.23.

Température et vitesses à l'ouverture

Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement à travers l'ouverture du compartiment sont représentées par la figure III.27. La surestimation de la température dans la couche chaude se retrouve naturellement à l'ouverture (figure III.27(a)). Mais cette fois l'interface entre les deux zones est correctement reproduite par la simulation. Ceci est dû au fait que le profil de température à l'ouverture est fortement régi par les écoulements entrant et sortant. Les vitesses de ces écoulements sont données sur la figure III.27(b). Le plan neutre semble situé au voisinage du milieu de l'ouverture et non pas au niveau du premier tiers de celle-ci, car le feu est ici contrôlé par l'apport de combustible. On remarque que le profil de vitesse calculé par le code est en bon accord avec les mesures expérimentales. Les débits massiques entrant et sortant du local, calculés en intégrant les profils de vitesse, sont par ailleurs semblables entre le calcul et l'expérience.

Ceci valide la capacité de l'outil numérique à reproduire les écoulements à travers l'ouverture d'un compartiment en feu. Cette caractéristique est importante pour la suite de ce travail car les flammes extérieures sont étroitement liées aux écoulements existant à travers les ouvertures des locaux touchés par le feu. Il est donc important de s'assurer de la capacité du code à estimer correctement les vitesses au niveau de l'ouverture.

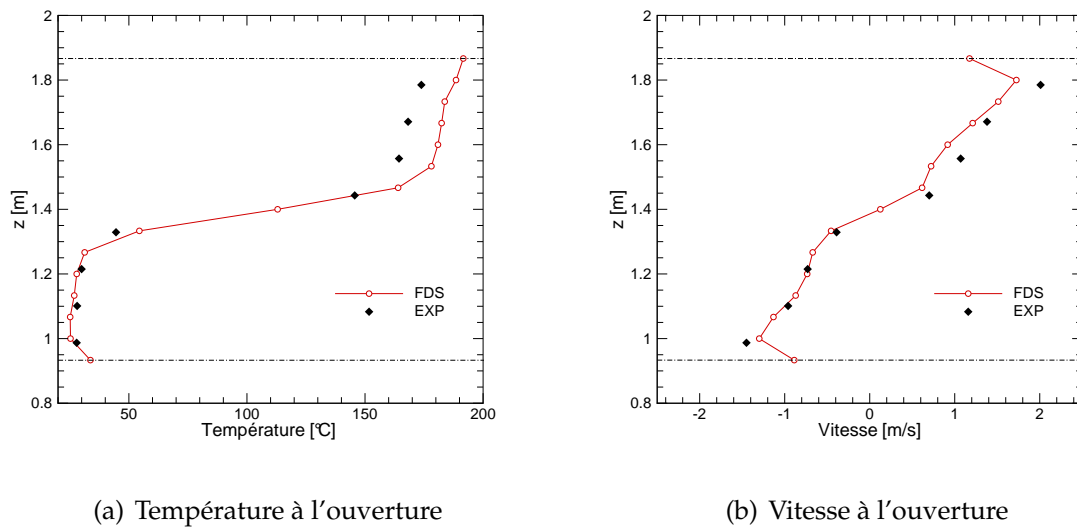


FIG. III.27 — Profils de température et de vitesse au centre de l'ouverture. Les lignes en pointillés schématisent les bords de celle-ci.

III.3.1.4 Conclusion

Ce premier cas de feu de compartiment, bien ventilé et avec une source localisée met en évidence la capacité du code à simuler les échanges entre la source et le compartiment. Les écoulements au niveau de l'ouverture du local considéré sont correctement reproduits par le calcul, ce qui valide l'utilisation de l'outil numérique pour cette configuration, d'autant plus que le maillage utilisé est comparable à celui qui est employé dans la suite pour l'étude des paramètres affectant les flammes extérieures. Le bilan énergétique permet de connaître la répartition des différents modes de transfert de l'énergie apportée par la combustion et en même temps de vérifier la conservation de l'énergie au cours du calcul.

III.3.2 Feu généralisé

III.3.2.1 Présentation

Ce cas de validation du code FDS correspond à un essai de feu généralisé représentatif d'un feu de chambre d'hôtel, exécuté par le CTICM en 1996 sous une hotte calorimétrique²² [54, 53]. La simulation numérique est utilisée ici pour reproduire par le calcul un essai expérimental afin de vérifier dans un premier temps que la totalité des effluents a bien été captée par la hotte calorimétrique placée au-dessus du local en feu (figure III.28(a)). Dans un second temps, la question de l'influence de la hotte sur les champs de température et de vitesse au sein du local peut être examinée. Ainsi, il est intéressant de simuler le cas expérimental avec et sans le dispositif de mesure de consommation d'oxygène. Le premier calcul sert alors à valider l'outil numérique et le second calcul est une exploitation de celui-ci pour étudier une configuration légèrement différente. Ce travail a fait l'objet d'un article présenté en annexe E de ce document. Dans cette section consacrée à la validation, on ne s'intéresse qu'à la simulation de la configuration expérimentale munie de la hotte calorimétrique.

22. Une description de ce dispositif expérimental est donnée à l'annexe D.

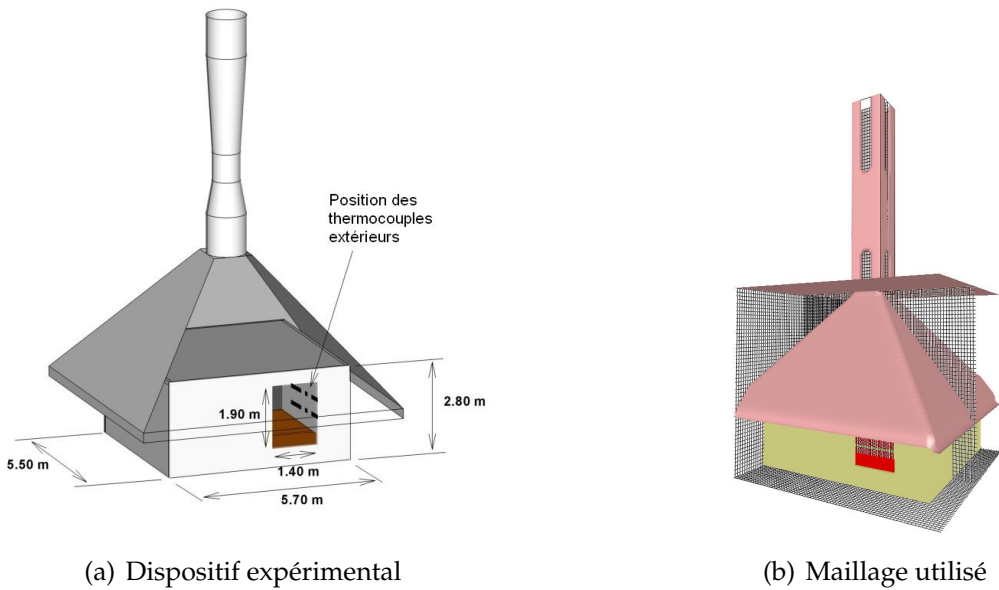


FIG. III.28 — Présentation du cas du feu généralisé de chambre d'hôtel

III.3.2.2 Modélisation

Il a été choisi de modéliser le local ainsi que la hotte calorimétrique surmontée de son tube de venturi. La figure III.28(b) montre le maillage utilisé. Il comporte environ 270000 mailles de dimensions 10 cm par 10 cm par 12.5 cm. La charge d'incendie utilisée au cours de l'essai est très réaliste puisqu'elle est constituée de véritable mobilier de chambre d'hôtel. La simulation numérique se contente de faire l'hypothèse d'une répartition uniforme de la source au sol et la puissance du feu mesurée durant l'essai est reprise en tant que donnée d'entrée pour le calcul (figure III.29(a)).

III.3.2.3 Comparaison entre simulation et expérience

Les grandeurs comparées ici sont les températures en différents endroits ainsi que la composition des gaz dans le venturi de la hotte calorimétrique. La température moyenne dans le local correspond à une moyenne sur 12 thermocouples distribués uniformément au sein de celui-ci. On peut noter que la montée en température est correctement prédite par FDS puis la température est légèrement surestimée (figure III.29(b)). Ceci peut être dû au fait que la courbe de puissance a été assez largement simplifiée par rapport aux mesures expérimentales, notamment pendant la phase de feu pleinement développé (figure III.29(a)). L'ordre de grandeur de la température moyenne dans le local est correctement reproduit par la simulation malgré les approximations assez fortes faites sur la modélisation du feu²³.

Les températures de la figure III.29(c) correspondent à des positions situées à l'ouverture, au niveau de sa partie supérieure et au niveau des deux tiers de sa hauteur (voir la figure III.28(a)). Ces températures sont correctement prédites, même si les allures des évolutions sont légèrement différentes, à l'instar de ce qui a été observé concernant la tem-

23. Telles que la répartition uniforme de la source, la simplification de l'évolution de la puissance dégagée, l'utilisation d'un seul type de combustible, etc.

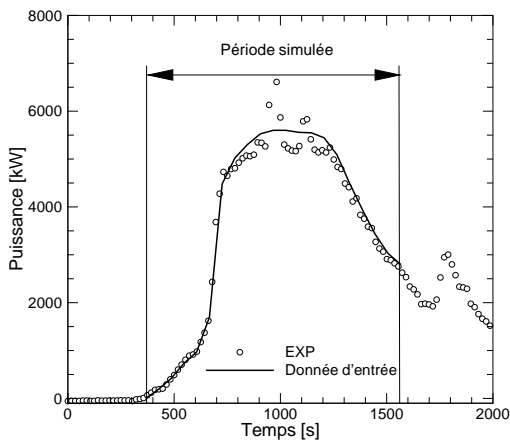
pérature moyenne dans le local. Le faible écart entre prédictions et mesures peut laisser penser que la puissance libérée à l'extérieur du local est assez bien estimée par le calcul.

La figure III.29(d) montre la comparaison entre calculs et mesures en ce qui concerne la composition des gaz dans le venturi. On rappelle ici que la courbe expérimentale de puissance de la figure III.29(a) servant de donnée d'entrée pour le calcul, est basée sur les valeurs expérimentales de la composition des gaz, par l'application de la technique de calorimétrie par estimation de la consommation d'oxygène (voir annexe D). Le fait que l'on retrouve sensiblement les mêmes concentrations entre calcul et expérience au niveau du venturi montre que le code reproduit correctement les phénomènes de mélange et de transport, en dépit de la simplicité des modèles mis en œuvre.

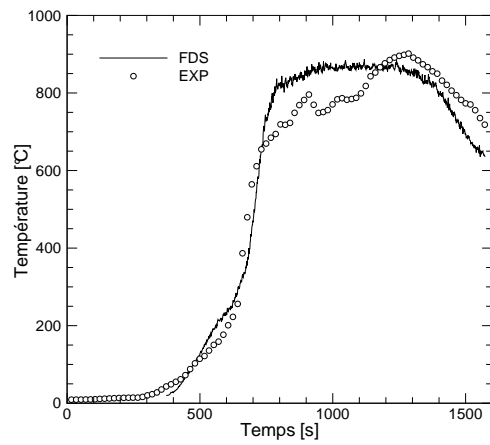
Le bon accord sur la composition des gaz dans le venturi est présenté d'une autre manière par la figure III.29(e). La puissance du feu est déduite des valeurs des concentrations de la même manière que cela est fait expérimentalement, puis comparée à la puissance fournie en entrée pour le calcul. Les deux courbes de puissance sont bien similaires, à la différence près que l'on observe un léger décalage temporel entre elles. Ce décalage correspond au temps mis par les gaz pour quitter la surface débitante de fuel et arriver au venturi. La figure III.29(e) permet également de voir que la majorité des effluents est bien captée par la hotte. En effet, si des fumées étaient perdues, la puissance déduite de la consommation d'oxygène serait sous-estimée.

Ainsi, le calcul montre que la hotte est capable de mesurer la puissance imposée par la courbe de la figure III.29(a), sans perdre une partie des effluents. Ceci constitue une condition nécessaire mais non suffisante concernant la validité de la mesure expérimentale. En effet, si le calcul avait montré qu'il était impossible de retrouver la puissance imposée en la recalculant sur la base des concentrations des gaz dans le venturi, cela aurait seulement suggéré que la puissance mesurée durant l'essai était surestimée. La simulation montre que cela n'est pas le cas, ce qui montre que la puissance n'est pas fortement surestimée. Par ailleurs, le bon accord entre mesures et calculs concernant la température à l'intérieur et à l'extérieur du compartiment permet de dire que la puissance mesurée n'est pas non plus significativement sous-estimée. Ainsi, la simulation numérique permet ici de vérifier la cohérence des mesures expérimentales entre elles²⁴.

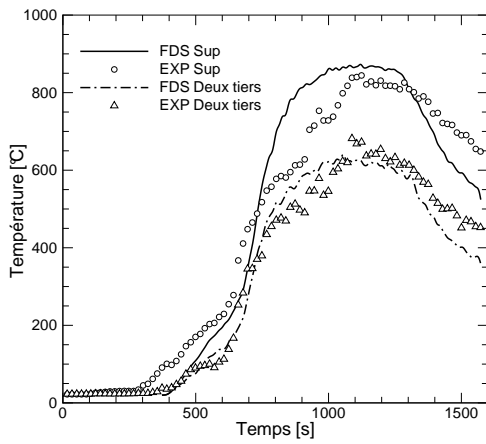
24. Puissance du feu, températures, concentrations dans le venturi.



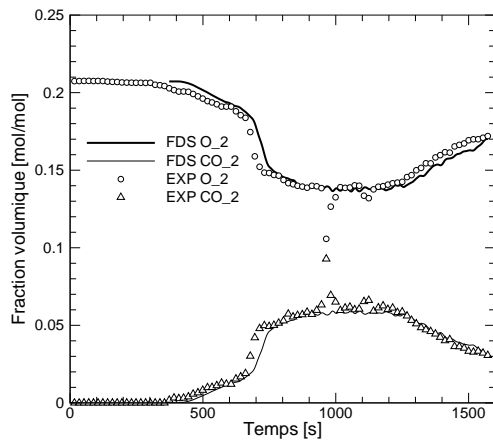
(a) Puissance libérée par le feu



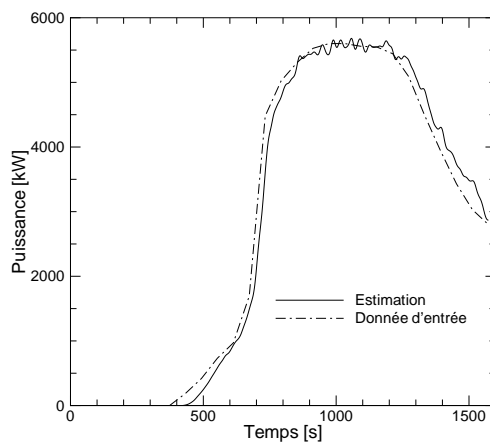
(b) Température moyenne dans le local



(c) Températures à l'extérieur du local



(d) Composition des gaz dans le venturi



(e) Puissance déduite de la compositions des gaz dans le venturi

FIG. III.29 — Résultats du cas du feu généralisé de chambre d'hôtel

III.3.2.4 Conclusion

Ce cas de feu de compartiment met en évidence le bon comportement du code FDS en ce qui concerne le calcul des variations des valeurs des concentrations des espèces dans le venturi, liées aux phénomènes de combustion. Les différentes concentrations sont globalement cohérentes avec la puissance imposée alors que la modélisation du transport des espèces est très simple, puisqu'elle s'appuie uniquement sur la fraction de mélange.

Par ailleurs, ce cas montre que les ordres de grandeur des températures sont dans l'ensemble relativement bien estimés à la fois dans le compartiment et à l'extérieur de celui-ci. Il faut souligner la représentativité des résultats malgré la modélisation simpliste de la source en ce qui concerne la répartition du combustible et la simplification de la courbe de puissance.

III.4 Feu généralisé avec sortie de flammes

III.4.1 Présentation

III.4.1.1 Dispositif expérimental

Ce cas correspond à un essai de feu généralisé réalisé par le CTICM à la fin des années 1970 [58], dont le but principal est l'étude des flammes extérieures. Cet essai utilise un four représenté sur la figure III.30 et dont les dimensions sont 3.65 m par 3.65 m par 3.10 m de hauteur. Le four possède une ouverture en façade qui mesure 2.65 m de largeur sur 1.36 m de hauteur. Il est surmonté d'un mur qui se prolonge au-dessus de l'ouverture pour simuler la présence d'un étage supérieur. Un écran est placé perpendiculairement à la façade afin d'y recueillir les flux thermiques.

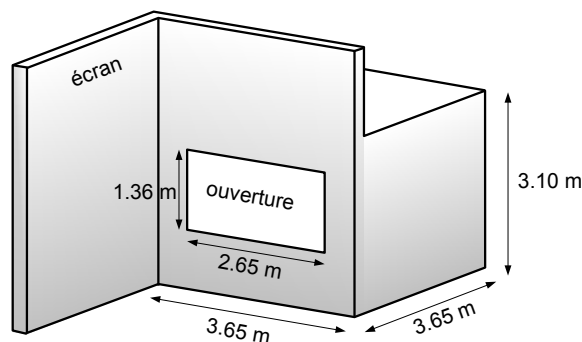
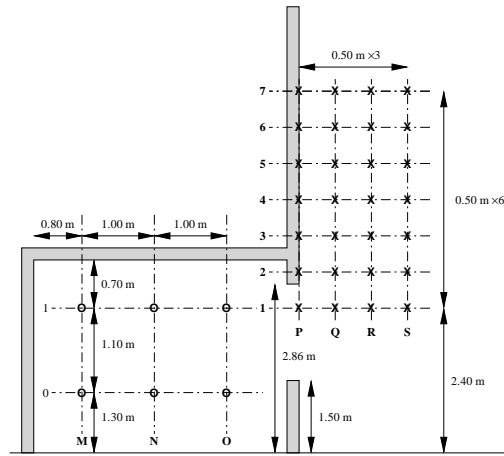
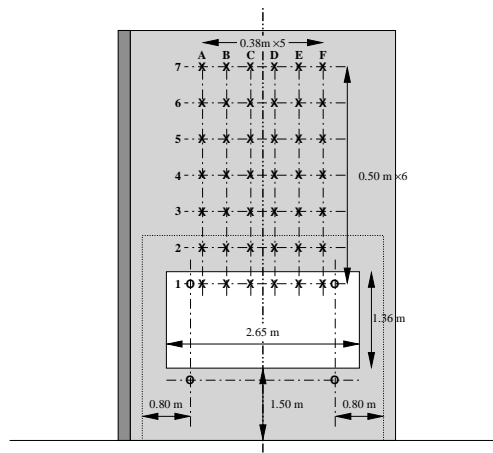


FIG. III.30 — Dispositif expérimental pour le cas du feu avec sortie de flammes

Les murs latéraux et le mur du fond du four sont formés de deux couches de brique tandis que le mur de façade ainsi que le plafond sont constitués de béton léger. Les propriétés thermiques de ces matériaux sont indiquées dans le tableau III.3. Les positions des thermocouples utilisés durant l'expérience sont représentées sur la figure III.31.



(a) Vue en coupe



(b) Vue de face

FIG. III.31 — Positions des thermocouples

Type de mur	Conductivité thermique [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	Masse volumique [kg · m ⁻³]	Capacité calorifique [J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]	Épaisseur [cm]
Façade - Plafond	0.20	450	1000	20
Sol	1.60	2300	1000	∞
Autres murs	0.70	1600	840	12
	0.45	1050	840	20

TAB. III.3 — Propriétés thermiques des parois du compartiment

La charge d'incendie est composée de lattes de pin des Landes qui mesurent 70 mm de largeur, 66 cm de longueur et 44 mm d'épaisseur. Ces lattes sont disposées en bûchers qui sont mis à feu simultanément par l'allumage de quelques litres de gasoil aspergés au préalable sur la masse de bois.

III.4.1.2 Mesure de l'énergie dégagée par le feu

La puissance dégagée par le feu est déduite de la mesure de l'évolution de la masse de la charge d'incendie au cours du temps. Pour cela, il est fait l'hypothèse que le débit des gaz combustibles issus de la pyrolyse du bois correspond approximativement à la perte de masse de celui-ci. En supposant en outre que l'énergie libérée par la combustion des gaz de pyrolyse est proportionnelle à leur masse, la puissance du feu s'écrit

$$\text{HRR} = -\Delta H_{\text{fuel}} \frac{dm}{dt}, \quad (\text{III.11})$$

où m est la masse de bois relevée au cours du temps et ΔH_{fuel} est la chaleur de combustion du bois employé. Dans le cas présent, la valeur retenue²⁵ est de $14 \text{ MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$. La figure III.32 représente la courbe correspondant à la puissance calorifique dégagée par le feu obtenue à l'aide de la relation (III.11).

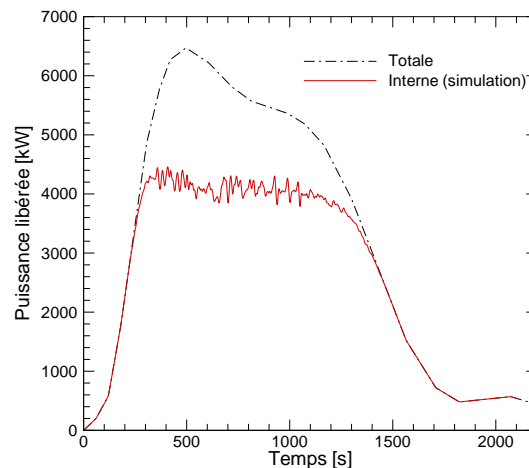


FIG. III.32 — Évolution de la puissance libérée par le feu, déduite de la perte de masse de la charge d'incendie. La seconde courbe représente la puissance calorifique libérée à l'intérieur du compartiment au cours de la simulation.

Il faut cependant garder à l'esprit que si cette estimation de la puissance dégagée par la combustion du bois est assez aisée à mettre en œuvre, elle reste assez approximative. En effet, juste après la mise à feu, la perte de masse de la charge d'incendie comprend aussi l'évaporation de l'eau contenue dans le bois. On note également en général une légère augmentation de la masse mesurée durant les premiers instants du développement du feu. Ce phénomène peut être dû au fait que la surpression engendrée par l'expansion des gaz dans le compartiment crée une force non négligeable s'appliquant sur la sole de pesage. Au cours du feu, la pression au voisinage du sol devient ensuite négative. On peut alors se demander si un phénomène de dépression ne conduit pas à minimiser la mesure de la masse. Des fluctuations de la pression au sol peuvent ainsi exercer une influence sur la mesure de la perte de masse. Ces erreurs sur la mesure de la masse se répercutent bien évidemment sur

25. Voir la section I.2.1.3.

l'estimation de la dérivée temporelle du signal correspondant à la masse de bois. Il existe des incertitudes liées aux fluctuations des mesures et un lissage préalable des résultats est nécessaire²⁶. Il faut également ajouter qu'en toute rigueur la chaleur de combustion n'est pas constante. Elle dépend en effet de l'avancement de la pyrolyse de la charge d'incendie. Ainsi, lorsqu'il ne subsiste plus que la combustion des couches carbonisées, la chaleur de combustion est généralement plus élevée que dans les premières phases du feu [7, 129]. Une conséquence importante est que les braises chaudes au sol ne voient quasiment plus leur masse évoluer alors que la température moyenne dans le local se maintenant à des niveaux assez élevés. La mesure de la puissance du feu par perte de masse devrait idéalement incorporer une « correction » de la valeur de la chaleur de combustion au moins pendant la phase de déclin du feu.

Lorsque la puissance déduite de la perte de masse expérimentale est utilisée comme grandeur d'entrée de la simulation numérique, la comparaison entre les résultats du calcul et les mesures expérimentales n'est pas évidente étant donné qu'il peut exister un biais entre la puissance imposée dans le calcul et la puissance réelle de l'essai. D'un autre côté, les températures des gaz dépendent fortement de la puissance imposée dans les simulations numériques. Ceci peut donc expliquer pourquoi les allures des courbes de températures diffèrent parfois significativement entre mesures et calculs. Une partie non négligeable de l'écart peut provenir de la mesure même de la puissance du feu. Pour cette raison, il est préférable de s'assurer de la validité de cette estimation en utilisant si possible plusieurs moyens de mesure. La méthode présentée en annexe page 269 constitue par exemple une manière alternative de mesurer la puissance dégagée par le feu.

III.4.2 Simulations numériques

III.4.2.1 Présentation

La sensibilité des résultats à la finesse de la discrétisation employée est une caractéristique essentielle pour tout modèle CFD. Les recommandations classiques à propos de la taille de mailles à utiliser [104] restent valables pour le code FDS. Les zones proches des sources de feu doivent évidemment être suffisamment maillées tandis qu'il est possible de se contenter de maillages plus grossiers loin du feu. En général, la finesse de la discrétisation doit être d'autant plus grande qu'il faut résoudre de forts gradients.

Ce cas de validation a été l'occasion d'étudier l'influence du maillage utilisé sur les résultats numériques d'une simulation d'un cas réaliste de sortie de flammes avec le code FDS. Pour un schéma explicite tel que celui utilisé par FDS, le raffinement du maillage entraîne une diminution considérable du pas de temps. Les erreurs de discrétisation spatiales et temporelles doivent théoriquement se rapprocher asymptotiquement de zéro, à l'exclusion des erreurs de troncature du calculateur. Par conséquent, les résultats numériques doivent théoriquement converger vers une unique solution au fur et à mesure du raffinement du maillage utilisé. C'est la raison pour laquelle il est courant dans le domaine du calcul CFD de réaliser plusieurs simulations d'un même cas avec des maillages différents, afin de déterminer le meilleur compromis entre précision et temps de calcul. La simulation de ce cas de sortie de flammes a ainsi été réalisée avec trois maillages différents

26. En général, il est préférable d'effectuer une approximation polynomiale d'ordre élevé de l'évolution de la masse au cours du temps pour calculer ensuite sa dérivée.

correspondant à des tailles de mailles de 10 cm par 10 cm par 10 cm, 20 cm par 20 cm par 20 cm et 5 cm par 10 cm par 5 cm. Étant donné le temps de calcul nécessaire à la simulation utilisant le maillage le plus fin, seules les premières 700 secondes ont pu être simulées avec ce maillage. Le maillage de référence est ici celui dont les mailles mesurent 10 cm de côté. Les résultats de la simulation employant ce maillage sont d'abord comparés aux mesures expérimentales, puis les résultats des trois simulations sont examinés.

III.4.2.2 Comparaison entre simulation et expérience

L'évolution de la température moyenne dans le local au cours du temps est donnée par la figure III.33. Cette grandeur correspond à la moyenne sur les 12 points de mesure disposés à l'intérieur du compartiment (voir figure III.31). La figure montre que le calcul aboutit à une bonne estimation de la température moyenne durant la période de feu généralisé. La phase de montée en température est correctement reproduite avec cependant un changement de pente de la courbe de température²⁷ plus marqué pour les calculs. La vitesse de refroidissement est plus importante pour la simulation, peut être à cause d'une sous-estimation du dégagement de chaleur comme cela a précédemment été évoqué.

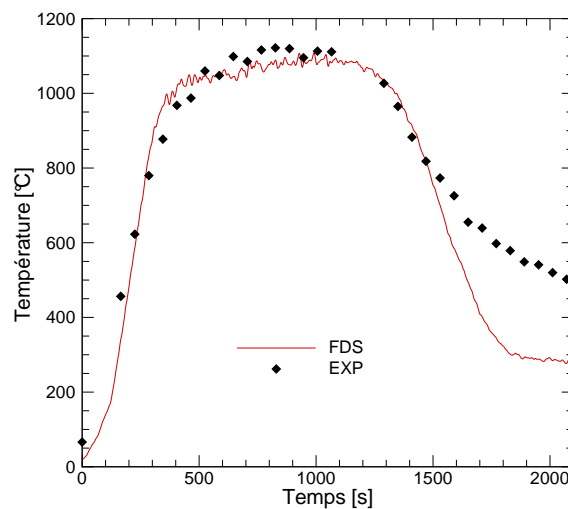


FIG. III.33 — Évolution de la température moyenne dans le local

À l'extérieur le long de la façade, les résultats numériques sont également comparés aux mesures expérimentales en différents endroits repérés sur la figure III.31(a). Les courbes présentées aux figures III.34 et III.35 correspondent chacune à une moyenne de la température dans la direction horizontale parallèle à la façade, c'est-à-dire une moyenne sur les points notés de A à F sur la figure III.31(b). Concernant la position P (figure III.34(a)), il a été choisi de placer les thermocouples numériques au niveau de la première maille de gaz et non pas au contact même de la façade.

Les résultats sont en très bon accord avec les mesures au niveau de la position P (figure III.34(a)). Les évolutions temporelles sont correctement reproduites. Le profil vertical de température, c'est à dire l'évolution de la température en fonction de la hauteur à un

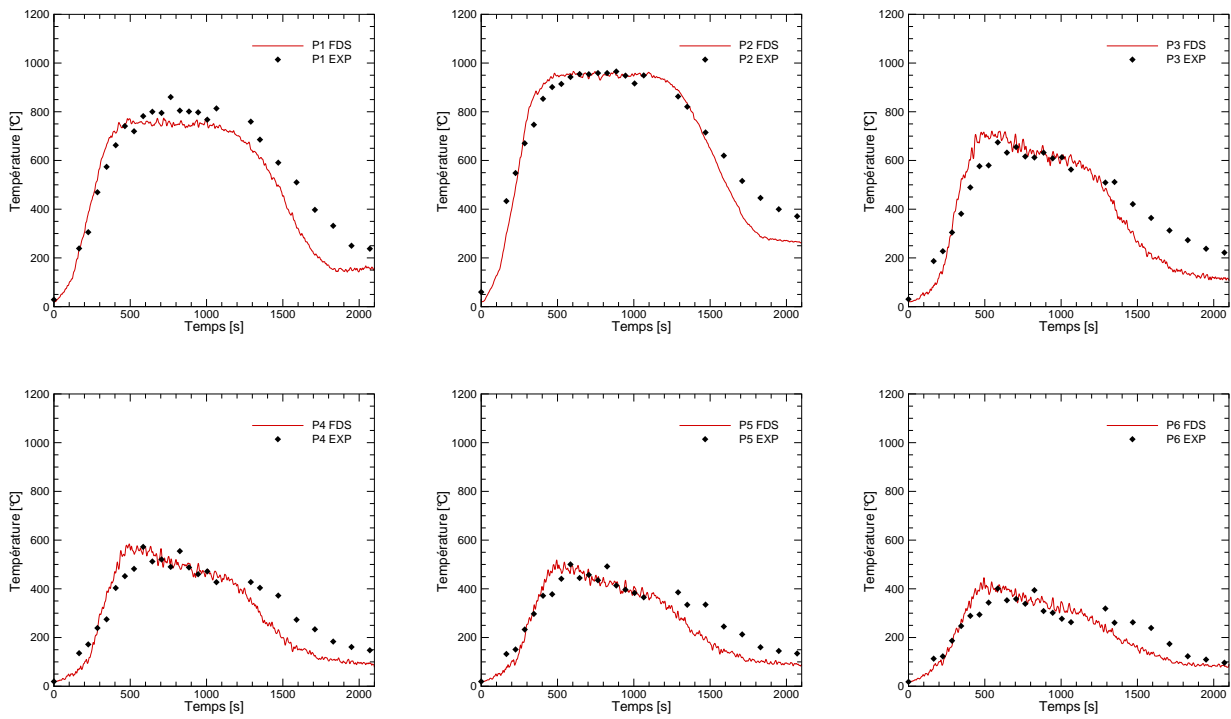
27. Correspondant à la transition vers le régime contrôlé par la ventilation.

instant donné (de P1 à P6), est très proche des mesures. La phase finale de décroissance de la température survient légèrement plus rapidement dans les calculs. Ceci est dû à l'influence de la puissance calorifique dégagée. En effet, les températures suivent d'assez près l'évolution du débit de fuel imposée dans la simulation. La vitesse de décroissance de la température, dans la phase de déclin du feu, devient proche entre calculs et mesures au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'ouverture et que l'on se trouve dans le panache thermique issu des flammes extérieures.

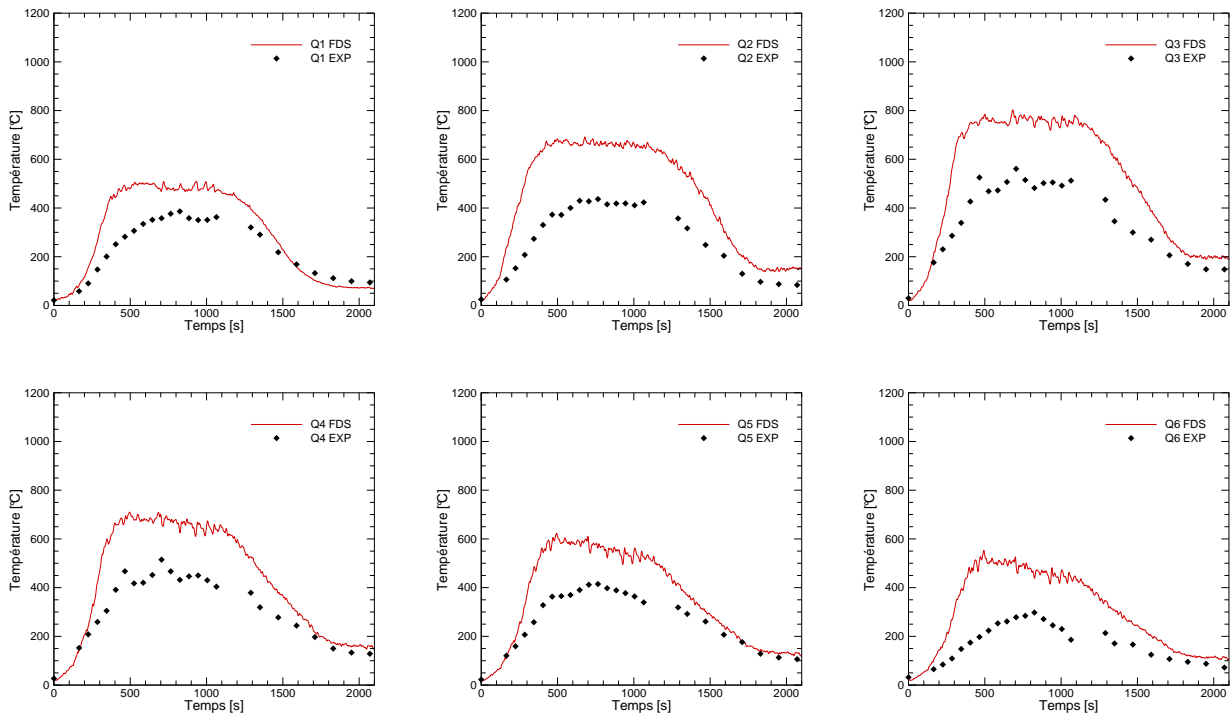
Au niveau de la position Q (figure III.34(b)), on note une surestimation de la température à toutes les hauteurs. Il semble que la simulation prédit une présence des flammes en ces endroits alors que durant l'essai, les températures relevées montrent que l'on se situe en réalité plutôt « au bord » de celles-ci. Il y a donc une différence au niveau du profil de température perpendiculaire à la façade.

Cependant, cet écart n'est pas trop important car les résultats sont à nouveau en bon accord avec les mesures pour les positions R et S (figure III.35). Les prédictions concernant les positions R et S (figures III.35(a) et III.35(b)) présentent des ordres de grandeurs proches de ceux des mesures. On remarque sur toutes les courbes un accroissement initial de température plus rapide et plus important pour la simulation. Ce phénomène semble correspondre à un accroissement du flux radiatif incident vers les thermocouples plus soudain dans la simulation que durant l'essai.

Le champ de température à l'extérieur du local est donc dans l'ensemble relativement bien retrouvé par l'outil numérique, à l'exception d'une erreur de localisation de la zone de flamme à environ 50 cm de la façade. Cet écart apparaît nettement sur les comparaisons locales entre prédictions et mesures de température mais le profil de température, perpendiculairement à la façade, semble relativement bien calculé.

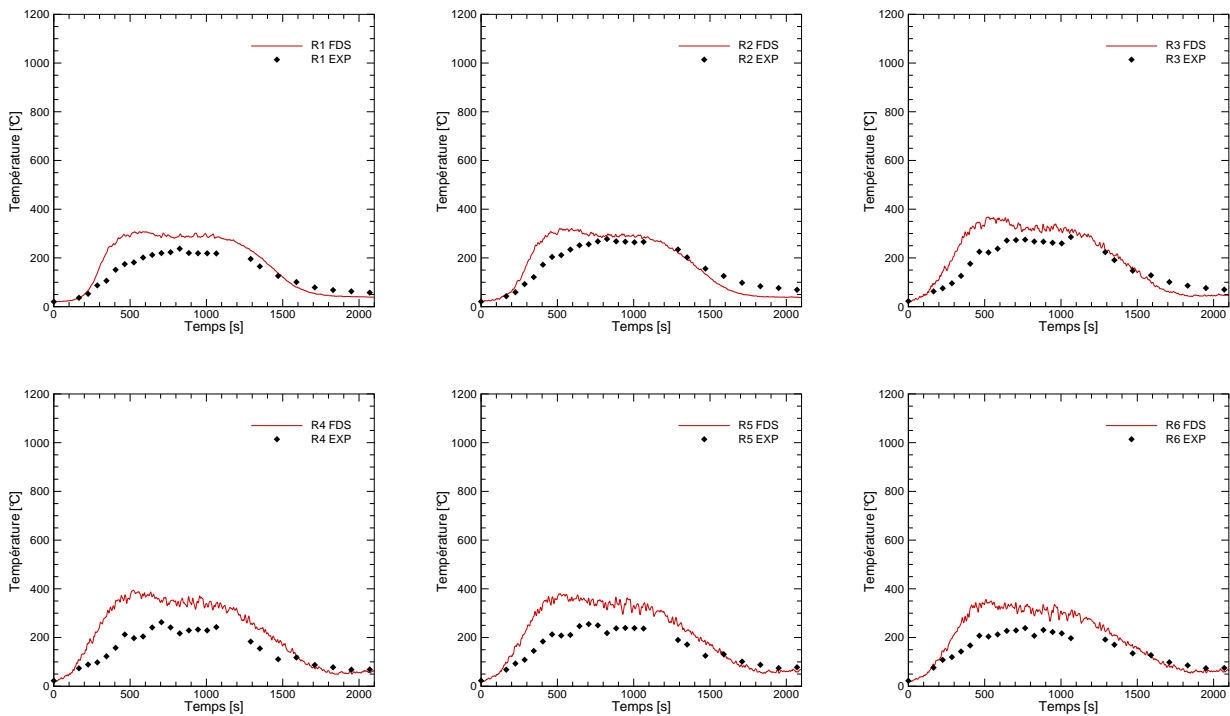


(a) Position P (contre la façade)

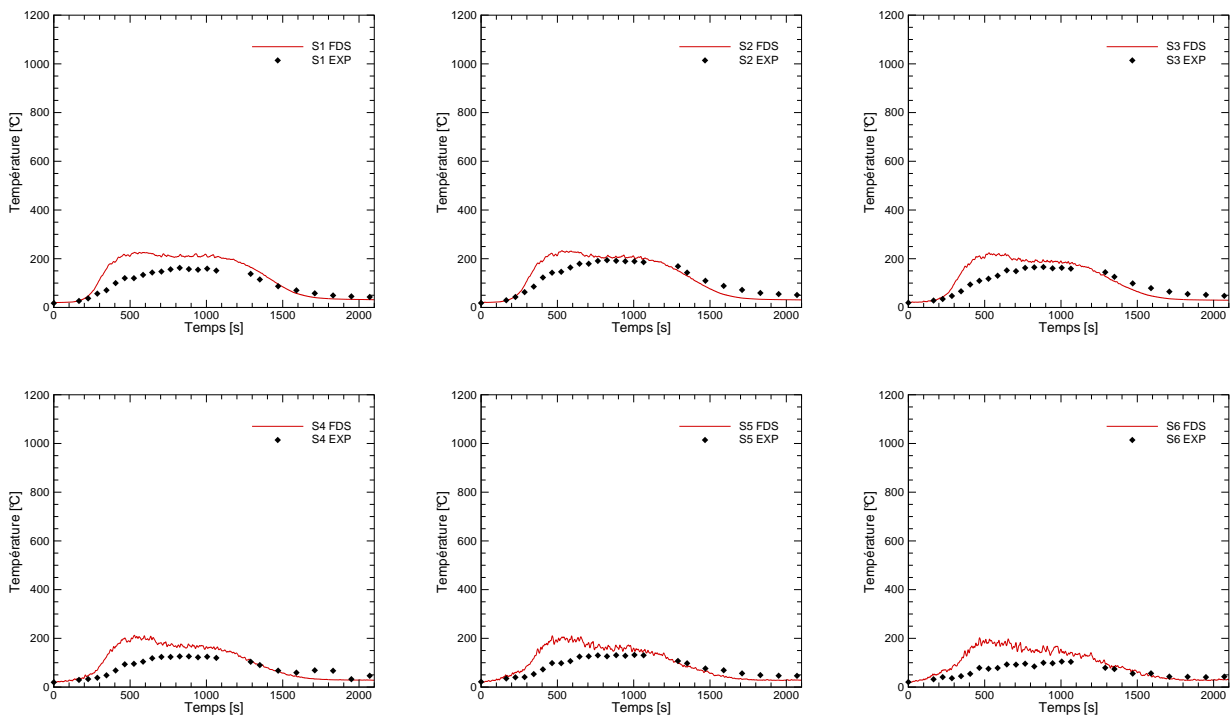


(b) Position Q (0.50 m de la façade)

FIG. III.34 — Évolution de la température à l'extérieur du local dans une zone proche de la façade



(a) Position R (1.00 m de la façade)



(b) Position S (1.50 m de la façade)

FIG. III.35 — Évolution de la température à l'extérieur du local dans une zone éloignée de la façade

III.4.2.3 Influence du maillage

La figure III.36 montre l'effet du maillage. Les temps de calcul sur une même machine pour simuler 2100 s de l'essai sont de 1 h avec le maillage grossier²⁸ et 64 h avec le maillage standard²⁹. Le maillage fin³⁰ a nécessité quant à lui 170 h de calcul pour ne simuler que les 700 premières secondes. On peut observer sur la figure III.36(e) que la simulation utilisant le maillage grossier conduit à un phénomène de remplissage en fuel du compartiment. En effet, cette figure met en évidence une augmentation rapide de la masse de fuel contenue dans le local à partir d'environ 350 s. À partir de cet instant, le mélange contenu dans le compartiment devient très riche en fuel et sa température s'abaisse brutalement (figure III.36(a)), entraînant une baisse des pertes thermiques aux parois (figure III.36(d)). La puissance dégagée à l'intérieur du compartiment finit ensuite par chuter (figure III.36(b)).

La comparaison entre les résultats du maillage fin et du maillage standard montre que les résultats sont très proches entre les deux simulations en ce qui concerne la température moyenne des gaz. Le débit d'air entrant est légèrement plus faible dans le cas du maillage standard (figure III.36(c)), ce qui conduit à une puissance dégagée également plus faible à l'intérieur (figure III.36(b)).

La dégradation du maillage conduit à une légère surestimation des pertes aux parois (figure III.36(d)), ce qui est une tendance généralement constatée avec le code FDS [73]. La température moyenne dans le compartiment étant pratiquement inchangée avant 350 s pour les trois simulations (figure III.36(a)), cette tendance semble être due au fait que le coefficient d'échange convectif dans FDS est d'autant plus fort que la taille de la première maille est importante³¹.

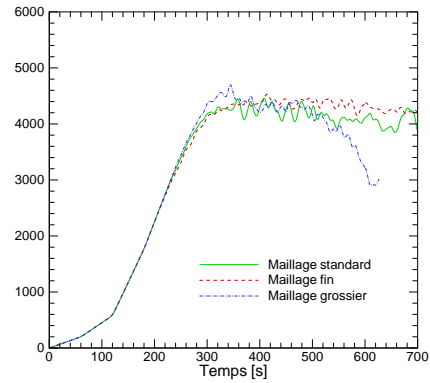
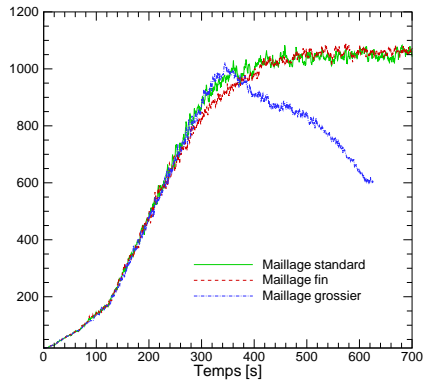
Bien que la puissance dégagée soit comparable, la masse de fuel contenue à l'intérieur du compartiment semble dépendre assez significativement du maillage utilisé. Par contre, le débit massique d'air entrant n'est pas très différent entre les trois simulations. La masse d'oxygène contenue dans le local est également très proche dans les trois calculs (figure III.36(f)).

28. 20 cm × 20 cm × 20 cm.

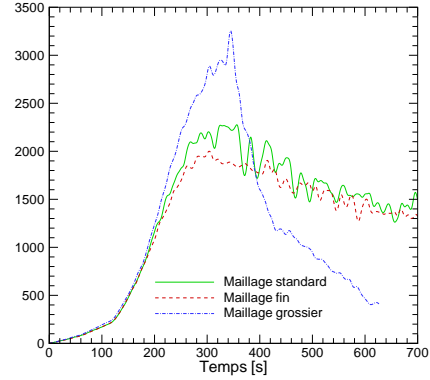
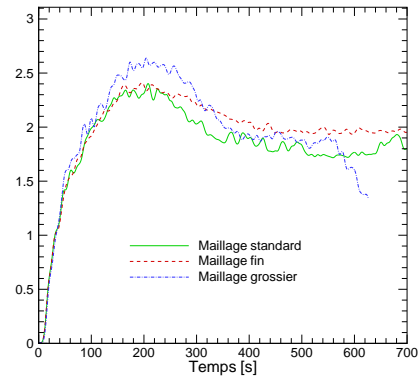
29. 10 cm × 10 cm × 10 cm.

30. 5 cm × 10 cm × 5 cm.

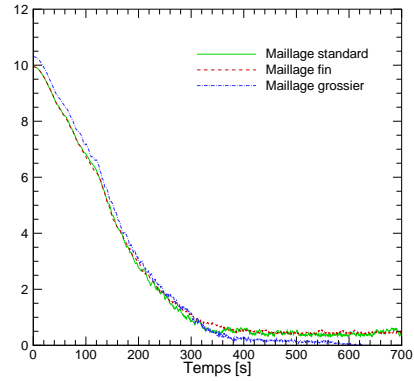
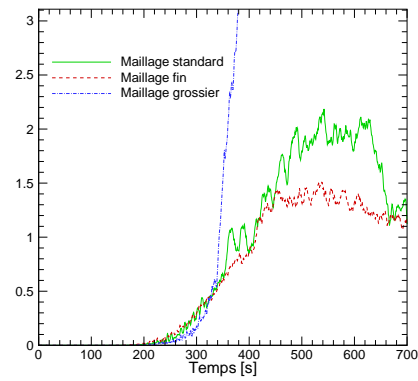
31. Voir la relation II.111.



(a) Température moyenne dans le local en °C (b) Puissance dégagée à l'intérieur du compartiment en kW



(c) Débit d'air entrant en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ (d) Pertes thermiques dans les parois en kW



(e) Masse de fuel contenue dans le local en kg (f) Masse d'oxygène contenue dans le local en kg

FIG. III.36 — Effet du maillage sur les résultats du cas du feu généralisé avec sortie de flammes

III.4.3 Conclusion

Les estimations des températures à l'intérieur du compartiment sont en bon accord avec les mesures, ce qui permet déjà de valider la capacité du code FDS à simuler les phénomènes se déroulant au sein d'un compartiment en feu durant la phase de feu pleinement développé. La répartition des puissances dégagées montre que la simulation numérique prédit l'existence d'une partie du fuel injecté non consommée au sein du local et alimentant les flammes à l'extérieur de celui-ci.

Ce cas de validation montre l'aptitude du code FDS à simuler un feu dans un compartiment conduisant à une sortie de flammes à l'extérieur. L'étude de l'influence du maillage montre que le choix de mailles cubiques de 10 cm de côté représente un compromis acceptable entre précision et temps de calcul. Le relativement bon accord obtenu entre prédiction et mesures en ce qui concerne le champ de température extérieur confirme la possibilité d'utiliser cet outil numérique pour l'étude sur les flammes extérieures proposée au chapitre suivant.

III.5 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de mesurer l'étendue des possibilités offertes par le code FDS, tout en soulignant une partie de ses faiblesses. Un effort de validation de cet outil numérique a été mené de manière progressive en commençant par des cas simples de convection, pour ensuite s'intéresser à la simulation des phénomènes de combustion au sein de flammes libres et enfin aboutir à l'étude de cas plus complexes de feux situés dans des compartiments. Dans l'ensemble, les résultats obtenus semblent confirmer la pertinence des résultats du code pour l'étude de la sortie de flammes d'un local en feu, au moins d'un point de vue qualitatif.

À l'issue de ce chapitre, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que le code FDS peut être employé pour l'étude numérique de paramètres affectant la sortie de flammes d'un local en feu, dans des cas de figure se rapprochant des cas de validation étudiés et dans les conditions dans lesquelles le code a été utilisé³². Lorsque les configurations simulées seront plus éloignées du domaine de validité exploré dans ce chapitre, il sera fait référence autant que possible à des résultats expérimentaux et les résultats numériques seront nécessairement à considérer avec plus de précaution. Néanmoins, les éventuelles imprécisions seront compensées par les hypothèses sécuritaires faites dans le cadre du développement du modèle simplifié présenté au chapitre V.

32. Notamment en ce qui concerne le débit de fuel qui est systématiquement imposé dans les simulations.

IV

Étude de paramètres affectant les flammes extérieures

LES caractéristiques des flammes extérieures dépendent de plusieurs paramètres dont les principaux sont résumés par le schéma de la figure IV.1. Ce chapitre présente l'étude de l'influence de ces paramètres sur l'environnement thermique existant à l'extérieur du compartiment en feu.

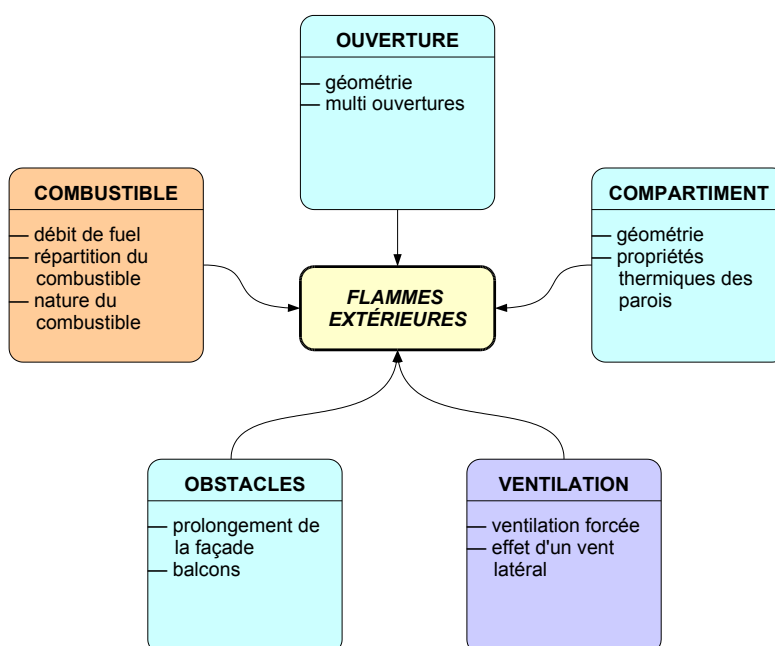


FIG. IV.1 — Paramètres dont l'influence sur les flammes extérieures a été étudiée au cours de ce travail

IV.1 Présentation des simulations numériques

IV.1.1 Considérations générales

L'étude numérique des paramètres affectant les flammes extérieures présentée dans ce chapitre repose sur des simulations numériques d'états stationnaires réalisées avec le code FDS. Les débits de fuel sont choisis de manière à ce que le feu soit contrôlé par la ventilation, afin de produire des flammes à l'extérieur du compartiment.

Sauf mention contraire, les calculs ont été effectués en utilisant les valeurs par défaut des paramètres de l'outil numérique¹. Les caractéristiques des compartiments utilisés se rapprochent de celles des cas examinés au chapitre concernant la validation du code, afin de s'assurer de la validité des résultats obtenus. L'influence du maillage sur les résultats a été étudiée au chapitre précédent. Il n'y a donc pas eu d'analyse systématique de l'effet du maillage pour les calculs présentés dans ce chapitre. Les mailles employées mesurent 10 cm de côté. Seule une partie des résultats est résumée ici pour illustrer les observations et conclusions tirées de l'étude numérique. Même si cela n'est pas explicitement présenté, la cohérence des calculs a été régulièrement contrôlée par la vérification des bilans d'énergie, de la stationnarité des résultats, ou encore par la confrontation à d'autres types de calcul, etc.

Les résultats de cette étude numérique sont destinés à servir au développement d'un modèle simplifié décrit au chapitre suivant. Ce modèle s'appuie sur la méthode de Law et O'Brien présentée à l'annexe C de ce document. La démarche utilisée ici consiste à confronter, dans la mesure du possible, les résultats numériques aux corrélations de la méthode de Law et O'Brien, ce qui permettra de faire des choix pour la modélisation simplifiée des phénomènes. La pertinence des corrélations de cette méthode est naturellement renforcée lorsque les résultats obtenus avec les simulations CFD présentent les mêmes tendances. En cas de divergence, il est plus difficile de trancher sans référence expérimentale précise. Dans ce cas, on peut toutefois avoir une idée générale sur la précision des relations utilisées en regardant la bibliographie justifiant les hypothèses de la méthode [65, 62, 63, 64]. Il est alors possible de savoir si l'écart constaté avec les simulations numériques entre dans le domaine d'incertitude des corrélations proposées. Le but du présent travail n'est pas de proposer de nouvelles corrélations remplaçant totalement celles de la méthode de Law et O'Brien. Il s'agit plutôt de proposer une validation globale puis une extension de cette méthode, en se basant essentiellement sur une analyse par simulation numérique.

IV.1.2 Contraintes numériques liées à l'inertie thermique des parois

IV.1.2.1 Généralités

Les pertes thermiques à travers les parois des locaux ne sont généralement pas constantes au cours d'un incendie. Une fois que le feu est pleinement développé, elles sont d'abord maximales puis elles ont tendance à diminuer au fur et à mesure de l'échauffement des parois. La figure IV.2 montre schématiquement l'évolution de la température moyenne dans le local et l'évolution correspondante des pertes à travers des parois dont les propriétés thermiques sont représentatives de matériaux couramment employés. Si l'état stationnaire

1. Voir chapitre II

est atteint, on peut observer la stabilisation de ces pertes à une valeur régie uniquement par la conductivité thermique. Enfin, en phase de déclin du feu, il peut apparaître un transfert de chaleur inversé provenant des parois encore chaudes.

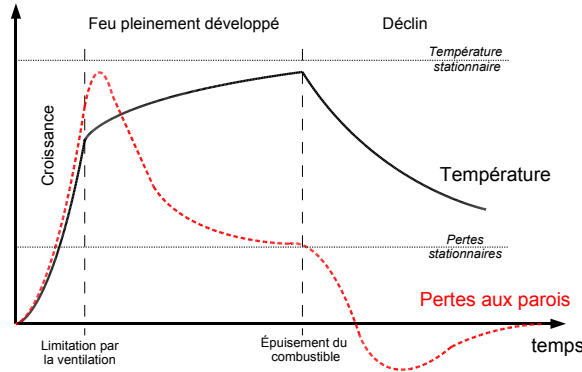


FIG. IV.2 — Évolution caractéristique de la température et de pertes aux parois. Les deux asymptotes horizontales correspondent aux valeurs stationnaires obtenues lorsque la quantité de combustible est suffisamment importante.

Le modèle du mur à une dimension permet d'évaluer simplement le comportement thermique typique des parois d'un local en phase d'échauffement. On suppose ici que le mur est semi-infini et initialement porté à la température T_0 . À l'instant $t = 0$, il est soumis à un flux φ_0 constant sur l'une de ses faces. La solution analytique de ce problème s'écrit [113]

$$T(x, t) = \frac{2\varphi_0\sqrt{t}}{\sqrt{\lambda\rho C_p}} \int_{x/2\sqrt{\alpha t}}^{\infty} \operatorname{erfc}(u) \, du + T_0 \quad (\text{IV.1})$$

où erfc désigne la fonction d'erreur complémentaire², λ est la conductivité, ρC_p est la capacité calorifique et $\alpha = \lambda/(\rho C_p)$ est la diffusivité thermique. Cette solution montre que la profondeur de pénétration de la chaleur $\delta(t)$ est de l'ordre de $\sqrt{\alpha t}$ [22]. Cette grandeur ne dépend pas du flux incident et l'hypothèse du mur semi-infini n'est valable que si la condition suivante est vérifiée : $\delta(t) \ll e$, où e désigne l'épaisseur du mur. Par exemple, la diffusivité des matériaux de maçonnerie vaut approximativement $5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Au bout d'une heure, l'épaisseur δ vaut alors environ 5 cm. Ainsi, si l'épaisseur des parois est bien supérieure à cette valeur, le profil de température au sein de celles-ci n'a pas atteint l'état stationnaire.

IV.1.2.2 Choix des propriétés thermiques des parois dans les simulations numériques

Les simulations numériques exploitées dans cette partie correspondent à des cas stationnaires dont les résultats moyens sont examinés. L'état stationnaire concerne les écoulements à l'intérieur comme à l'extérieur du compartiment, ainsi que les transferts de masse

2. $\operatorname{erfc}(u) = 1 - \operatorname{erf}(u)$ avec $\operatorname{erf}(u) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^u \exp(-x^2) \, dx$.

et d'énergie. En pratique, il est apparu qu'à puissance du feu constante le phénomène présentant la plus longue durée pour atteindre un état stationnaire est celui de la conduction de la chaleur à travers les parois du local en feu.

À cause de l'inertie thermique des parois du local, la simulation numérique ne peut pas aboutir rapidement à un état stationnaire en utilisant des propriétés de parois réalistes. Pour des raisons de gain de temps de simulation, il a donc été choisi d'utiliser des parois hypothétiques à faible inertie thermique afin d'obtenir rapidement un profil de température stationnaire au sein de celles-ci. Pour disposer de telles parois, il suffit simplement d'imposer une faible valeur à la capacité calorifique. La valeur de la conductivité thermique permet en outre de contrôler la quantité de chaleur perdue vers les parois en régime permanent. Ainsi, il est également possible d'étudier l'influence des pertes aux parois sur les flammes extérieures en réalisant des simulations de courte durée utilisant différentes valeurs de la conductivité thermique. La justification de cette approche est donnée à la section IV.5.2 de ce manuscrit.

IV.2 Caractérisation des flammes extérieures

La méthode de calcul présentée en annexe C évalue les flux thermiques vers un élément de structure en distinguant le cas où celui-ci est noyé dans les flammes du cas où il est situé hors des flammes. Pour étudier l'effet des flammes extérieures sur les éléments de structure, il est donc nécessaire de caractériser la forme et les dimensions de celles-ci. Par ailleurs, il faut également connaître la distribution de la température et du coefficient d'absorption au sein des flammes pour estimer les flux thermiques radiatifs et convectifs associés.

IV.2.1 Définition de la zone de flamme

Pour évaluer les sollicitations thermiques vers les éléments de structure, il convient de déterminer la zone où la température des produits de combustion est supérieure à 500 °C. Cette valeur de la température constitue un seuil en dessous duquel il est généralement considéré que les sollicitations thermiques associées ne sont pas significatives pour les éléments de structure [63]. En effet, les produits de combustion présents dans le panache thermique émettent un rayonnement thermique non négligeable lorsque leur température est supérieure à environ 500 °C [29, 24] et le transfert convectif est également déterminant lorsque la température des gaz environnant dépasse cette valeur. Dans ce qui suit, la région de l'espace à l'extérieur du local où la température excède 500 °C sera par convention appelée « zone de flammes extérieures ».

Les dimensions des flammes extérieures seront donc définies à partir du champ de température dans les simulations numériques. La figure IV.3 montre une isosurface typique de température moyenne égale à 500 °C, servant à caractériser la frontière des flammes extérieures³. On peut remarquer que cette isosurface devient de plus en plus étroite en s'élevant. La méthode de Law et O'Brien (annexe C) néglige cette restriction et utilise comme forme de flamme simplifiée un parallélépipède, ce qui constitue une hypothèse sécuritaire.

3. Le cas présenté est celui où l'ouverture s'étend sur une grande partie de la largeur de la façade du compartiment.

De manière générale, la détermination d'une forme schématique décrivant les flammes dépend de l'usage qui en découle, notamment dans le cadre d'une méthode de calcul simplifiée. La frontière de la zone de flammes permet d'une part de déterminer si un point se trouve ou non dans les flammes⁴, et d'autre part d'estimer le flux radiatif émis par ces flammes. Pour cette dernière utilisation, il est nécessaire d'employer une forme simple afin de calculer facilement le facteur de vue entre les flammes et une cible quelconque. Par exemple, Bechtold [10] a proposé une description réaliste de la forme des flammes extérieures mais celle-ci reste trop détaillée pour être mise en œuvre dans le cadre d'une méthode de calcul simplifiée. Dans la méthode de Law et O'Brien, la géométrie des flammes extérieures est caractérisée à l'aide de trois dimensions qui sont la hauteur, la profondeur et la largeur des flammes. Ces dimensions correspondent respectivement à la distance entre le sommet des flammes et le bord supérieur de l'ouverture, la distance entre la frontière de la zone de flammes et la façade, et la distance entre les deux frontières latérales des flammes.

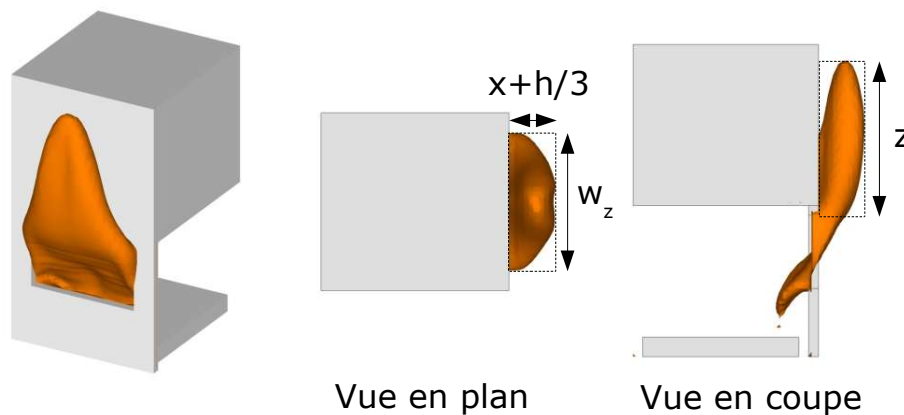


FIG. IV.3 — Isosurface de température égale à 500 °C, caractérisant la frontière des flammes extérieures pour les simulations numériques. Les notations de la méthode de Law et O'Brien concernant les dimensions des flammes sont représentées sur cette figure.

Il faut bien remarquer que le critère de température employé ici pour définir les flammes extérieures n'est pas identique à celui utilisé pour la définition classique de la hauteur des flammes issues d'un feu ouvert [41, 29]. Dans le cas du feu ouvert, il existe une correspondance entre la luminosité visible moyenne des flammes⁵ et une température qui vaut aussi environ 500 °C. Ceci permet d'estimer facilement les dimensions de ces flammes à partir de mesures expérimentales de température. L'étendue de la zone de dégagement de chaleur équivaut approximativement à la hauteur des flammes ainsi définie. Dans la présente étude, le critère de température est uniquement lié à l'effet des flammes sur les structures et il n'y a pas de correspondance évidente entre les zones de dégagement de chaleur et la zone de flammes extérieures.

4. L'intensité du flux thermique d'origine convective reçu par un élément n'est évidemment pas la même selon que cet élément se trouve dans les flammes ou à l'extérieur de celles-ci.

5. Voir la section III.2.1.2.

IV.2.2 Grandeurs caractéristiques au sein des flammes

La zone de flammes extérieures est définie comme la région de l'espace où la température est supérieure ou égale à 500 °C. Afin d'estimer les flux thermiques associés, il faut connaître à l'intérieur de cette zone la distribution de la température, du coefficient d'absorptivité et du coefficient de transfert convectif.

IV.2.2.1 Température des flammes

Évolution axiale

Yokoi [130] a proposé des corrélations concernant la décroissance de la température le long de l'axe de panaches issus d'ouvertures de locaux en feu. Il distingue une région où la température est sensiblement constante, suivie d'une décroissance en z^{-1} puis une décroissance en $z^{-5/3}$, où z est l'altitude au-dessus de l'ouverture.

Law [63] suppose quant à elle une décroissance linéaire de la température axiale avec l'altitude (annexe C). La valeur de la température au niveau de l'ouverture est alors ajustée de sorte que la température au sommet de la flamme soit égale à 500 °C. Les simulations présentées dans ce chapitre permettent de vérifier cette hypothèse en étudiant la décroissance de la température axiale dans différentes configurations.

Évolution radiale

Dans le cas d'un feu ouvert, l'évolution de la température dans une direction perpendiculaire à l'axe des flammes est généralement supposée posséder une allure gaussienne [41]. Bechtold [10] a étendu cette représentation pour les flammes extérieures, en introduisant une correction pour la zone proche de la façade. La température y est en effet plus élevée à cause du faible entraînement d'air de ce côté de la flamme⁶. Dans la méthode de Law, la température est prise constante et égale à sa valeur maximale théorique dans toute « section » de la flamme⁷, ce qui constitue une hypothèse sécuritaire et simplificatrice. Cette approche sera reprise pour la mise en œuvre du modèle simplifié au prochain chapitre. Ainsi, il est supposé dans ce travail que la température dans les flammes extérieures n'évolue que selon l'axe de celles-ci.

IV.2.2.2 Coefficient d'absorption des flammes

La section I.1.3.3 présente l'approche utilisée par la méthode de Law et O'Brien pour estimer le flux radiatif émis par les flammes. On y remarque que le coefficient d'absorption des flammes κ défini par la relation (I.7) joue un rôle essentiel pour estimer ce flux. La valeur du coefficient d'absorption dépend étroitement de la composition des gaz constituant le milieu participant. Elle dépend par conséquent de la nature du combustible mis en jeu et des conditions de ventilation. Le coefficient d'absorption prend des valeurs comprises entre 0.3 et 1.2 pour les combustibles courants [29]. Il existe dans la littérature des modèles plus ou moins détaillés permettant de calculer la valeur du coefficient d'absorption en fonction des conditions de ventilation dans le local en feu [95]. Pour des flammes issues de feux de bûcher, Law préconise l'utilisation d'une valeur voisine de 0.3 [63]. Bien qu'il n'y ait pas eu

6. Cette asymétrie a effectivement été observée dans les résultats des présentes simulations numériques.

7. c'est-à-dire sur l'axe de cette flamme.

d'étude spécifique à ce sujet, cette valeur semble assez bien retrouvée par les simulations numériques réalisées avec FDS. L'approche de Law sera donc conservée dans la méthode simplifiée proposée au chapitre suivant.

IV.2.2.3 Coefficient de convection

Un élément de structure situé à l'extérieur d'un compartiment en feu est soumis à un flux radiatif provenant des flammes extérieures et de l'ouverture du compartiment. Lorsque cet élément est situé hors des flammes, le transfert de chaleur convectif contribue à son refroidissement. Si cet élément est au contraire noyé dans les flammes, le transfert convectif avec les gaz chauds environnant accroît le flux thermique reçu. Une modélisation simple des phénomènes de convection décrit le flux thermique convectif comme étant proportionnel à la différence de température entre le solide et le fluide environnant. Le coefficient de proportionnalité est le coefficient de convection qui dépend de la nature du fluide mis en jeu, ainsi que des caractéristiques de l'écoulement.

Les nombres adimensionnels de Nusselt N_u et de Reynolds R_e permettent de mettre en œuvre des corrélations empiriques simples pour estimer la valeur du coefficient de convection h_{conv} . Le nombre de Nusselt moyen pour un écoulement perpendiculaire à un tube de diamètre d s'écrit [44, 63]

$$N_u = 0.24R_e^{0.6} \quad \text{avec} \quad N_u = \frac{h_{\text{conv}}d}{\lambda} \quad \text{et} \quad R_e = \frac{\rho u d}{\mu} \quad (\text{IV.2})$$

Dans ces expressions, les grandeurs λ , ρ et μ sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la viscosité du fluide. La grandeur u représente une vitesse caractéristique de l'écoulement. Law [65] a montré que le débit massique de gaz sortant par le local est approximativement proportionnel au débit de fuel \dot{m}_{fuel} . Étant donné que les gaz chauds sortent par les deux tiers supérieurs de l'ouverture du local, ceci permet d'explicitier le terme ρu pour finalement aboutir à une relation du type

$$h_{\text{conv}} \propto \left(\frac{\dot{m}_{\text{fuel}}}{A_w} \right)^{0.6} \left(\frac{1}{d} \right)^{0.4}, \quad (\text{IV.3})$$

où A_w désigne la surface de l'ouverture du compartiment en feu. La simulation numérique ne peut prétendre à une estimation précise du coefficient d'échange convectif car cela nécessite la mise en œuvre d'une résolution très fine des écoulements autour des éléments de structure, ce qui reste hors de portée de la puissance informatique actuellement disponible. En l'absence d'alternative à l'approche proposée par Law, il a été décidé de conserver la formulation (IV.3) dans la méthode simplifiée.

IV.3 Influence des caractéristiques de l'ouverture

IV.3.1 Influence de la géométrie de l'ouverture

IV.3.1.1 Effet sur le débit d'air entrant

Ouverture de dimensions réduites devant celles de la façade

Le débit d'air entrant dans le compartiment est classiquement approché par la relation $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.5A_w\sqrt{h}$ [29]. La figure IV.4 montre que cette corrélation semble correctement retrouvée par les simulations numériques réalisées avec FDS, lorsque la richesse globale est inférieure ou proche de l'unité. Il faut cependant tout de suite souligner que les simulations numériques mettent en évidence que l'accroissement du débit de fuel entraîne une diminution notable de la quantité d'air entrant dans le compartiment. Ce point est discuté à la section IV.4.1.1.

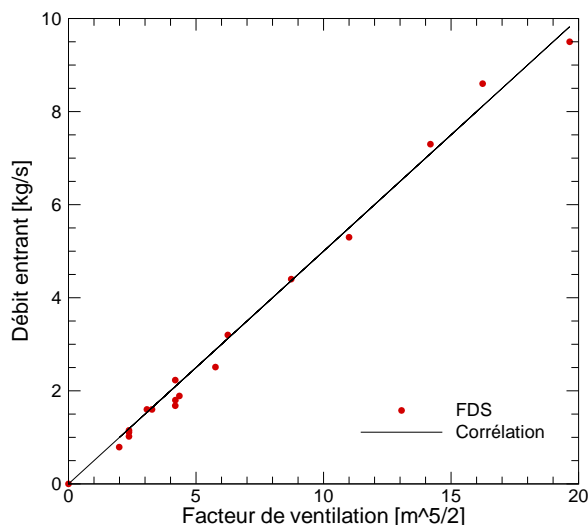


FIG. IV.4 — Débit massique d'air entrant en fonction du facteur de ventilation $A_w\sqrt{h}$ pour des richesses globales inférieures ou proches de l'unité. La ligne représente la corrélation $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.5A_w\sqrt{h}$.

Ouverture occupant une grande partie de la façade

Les bâtiments modernes disposent assez souvent de façades entièrement vitrées, susceptibles en se brisant de conduire à une ouverture occupant toute la façade des compartiments en feu. Cette configuration d'ouverture n'est pas traitée spécifiquement dans la méthode de Law et O'Brien, sans doute parce que l'utilisation de telles façades était peu répandue au moment de son élaboration. Pourtant, lorsque l'ouverture du compartiment en feu occupe une grande partie de la façade de celui-ci, les débits massiques échangés entre le local et l'extérieur ne sont pas régis tout à fait de la même manière qu'avec les plus petites ouvertures. Par conséquent, les caractéristiques des flammes extérieures s'en trouvent modifiées.

Lorsque l'ouverture est grande par rapport à la façade, la relation (B.21) semble surestimer le débit d'air entrant [65, 128]. Ceci provient principalement du fait que les hypothèses du compartiment parfaitement mélangé ne sont pas bien vérifiées avec cette configuration. De ce fait, la différence de pression hydrostatique n'est plus le mécanisme principal générant les écoulements entre le local et l'extérieur, comme c'est le cas avec une ouverture plus réduite. Yii [128] s'est appuyé sur les analyses de Rockett [99] et Thomas [119] pour calculer plus précisément dans un tel cas le débit massique d'air entrant. Son étude utilise une approche similaire à celle d'un modèle à deux zones et suppose que les débits sont essentiellement régis par l'entraînement dans le panache thermique. Une conclusion importante de ces travaux est qu'il existe une valeur critique du ratio hauteur d'allège sur hauteur du compartiment en deçà de laquelle la relation (B.21) n'est plus réaliste. Cette valeur s'exprime en fonction du rapport largeur de l'ouverture sur largeur de la façade. Lorsque la hauteur de l'interface entre couche chaude et couche froide est inférieure à la hauteur de l'allège, Yii suppose que les hypothèses du modèle à une zone peuvent s'appliquer et la relation (B.21) est valide. En première approximation, Yii propose de traiter séparément le cas d'une façade totalement ouverte en multipliant la valeur du coefficient de perte de charge par 0.6 [128].

Pour étudier l'influence de la taille de l'ouverture sur le débit d'air entrant, une série de simulations a été réalisée en utilisant plusieurs ouvertures de différentes hauteurs occupant toute la largeur de la façade d'un compartiment de 3.6 m par 3.6 m sur 3.1 m de haut. Les débits d'air entrant ont été calculés pour différents débits de fuel. La figure IV.5 présente l'évolution du débit massique d'air entrant adimensionné en fonction du taux d'ouverture⁸. On peut y remarquer que le débit d'air dépend peu du taux d'ouverture puis chute lorsque celui-ci est supérieur à 0.85. Ce comportement paraît cohérent avec les résultats de l'analyse théorique de Yii [128].

IV.3.1.2 Effet sur les dimensions des flammes extérieures

Les dimensions des flammes extérieures dépendent étroitement de la géométrie des ouvertures dont elles sont issues. Afin d'analyser l'influence de la forme des ouvertures sur l'étendue des flammes extérieures, une étude numérique a été réalisée à partir d'un compartiment de 3.6 m sur 3.6 m au sol et de 3.1 m de haut, muni d'une fenêtre en façade. Les caractéristiques de l'ouverture pour chaque simulation sont résumées dans le tableau IV.1.

Le débit de fuel est inchangé entre chaque simulation afin d'étudier uniquement l'effet de la forme de l'ouverture. Par ailleurs, le facteur d'ouverture étant pratiquement le même pour toutes les ouvertures, ceci permet d'obtenir sensiblement la même répartition d'énergie libérée à l'intérieur et à l'extérieur du local⁹. Ce point a bien été observé lors de l'exploitation des résultats des simulations numériques : le débit d'air entrant demeure bien inchangé pour les quatre ouvertures considérées.

8. Défini ici comme le rapport entre la hauteur de l'ouverture et la hauteur du compartiment.

9. En effet, la quantité d'énergie libérée à l'intérieur du local est reliée à la quantité d'air entrant (Voir la section I.2.1.3).

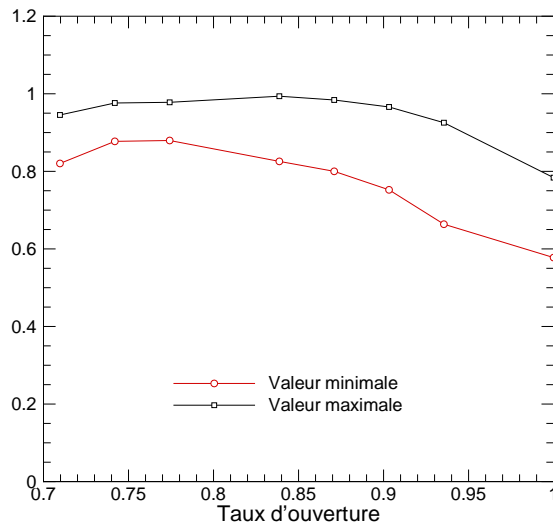


FIG. IV.5 — Débit massique d’air entrant adimensionné en fonction du taux d’ouverture du local. L’adimensionnalisation est réalisée en divisant le débit d’air issu du calcul par la valeur approchée $0.5A_w\sqrt{h}$. Les courbes correspondent aux valeurs extrêmes obtenues en faisant varier la richesse globale entre 0.9 et 1.5.

Cas	Largeur [m]	Hauteur [m]	Hauteur d’allège [m]	Facteur d’ouverture [m ^{5/2}]
01	2.8	1.6	1.3	5.67
02	1.4	2.5	0.0	5.53
03	3.2	1.5	1.4	5.88
04	2.0	2.0	0.9	5.66

TAB. IV.1 — Caractéristiques des ouvertures employées pour l’étude numérique de l’influence de la géométrie de l’ouverture

La forme des flammes issue des calculs est schématisée sur la figure IV.6 où sont superposés les contours de température égale à 500 °C dans une coupe verticale passant par le milieu du compartiment, pour les quatre ouvertures étudiées. Cette représentation montre que les quatre cas étudiés correspondent à quatre allures bien distinctes de flammes extérieures, notamment en ce qui concerne l’éloignement par rapport à la façade.

Hauteur des flammes

Yokoi [130] a proposé une corrélation reliant la température adimensionnée Θ définie au premier chapitre (relation (I.33)) et le rapport entre la hauteur au-dessus de l’ouverture et le rayon équivalent de l’ouverture. Cette corrélation a été reprise par Law [63] qui suggère

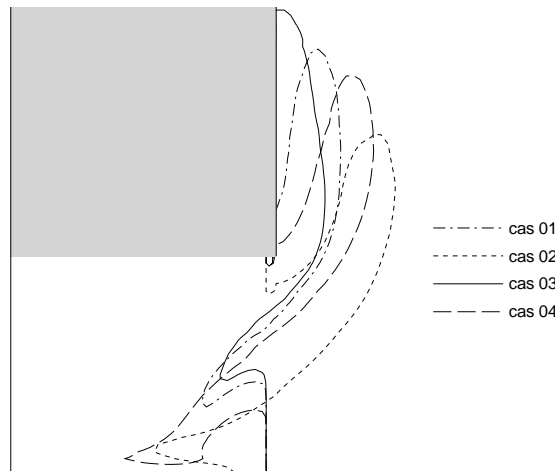


FIG. IV.6 — Contours de température égale à 500 °C dans une coupe verticale passant par le milieu du compartiment. Le linéau et l'allège ne sont pas représentés car leurs dimensions varient entre chaque cas.

d'estimer la hauteur de flamme selon la formule

$$\frac{z + h}{h} = 16 \left(\frac{\dot{m}_{\text{fuel}}}{A_w \rho \sqrt{gh}} \right)^{2/3}, \quad (\text{IV.4})$$

où h désigne la hauteur de l'ouverture, z la hauteur des flammes par rapport au linéau (voir figure IV.3), et \dot{m}_{fuel} le débit massique de fuel. Cette relation montre que la hauteur des flammes varie essentiellement comme le rapport, élevé à la puissance $2/3$, entre le débit de fuel et la largeur de l'ouverture.

La figure IV.7 montre la dépendance entre la hauteur des flammes issue des simulations et la largeur de l'ouverture. On remarque que la décroissance de la hauteur des flammes avec la largeur de l'ouverture est nettement moins marquée avec les résultats des simulations que selon la corrélation de Law. La hauteur des flammes dépend peu de la largeur de l'ouverture pour les cas étudiés. Ohmiya *et al.* [84] ont étudié les caractéristiques de flammes extérieures issues d'un compartiment cubique de 0.6 m de côté muni d'un brûleur alimenté en méthane. Avec cette configuration expérimentale, ces auteurs ont noté que la hauteur des flammes est bien approximativement proportionnelle à la puissance $2/3$ du débit de fuel. Par contre, ils obtiennent une dépendance linéaire de cette grandeur par rapport à la largeur de l'ouverture du compartiment.

L'ouverture du cas 3 conduit à une flamme plus haute que dans les autres cas, bien que ceux-ci présentent des ouvertures moins larges (figure IV.7). Il semble que ceci soit dû au fait que pour le cas 3, l'entraînement d'air dans la flamme est très restreint et le refroidissement des gaz dans le panache s'en trouve réduit¹⁰. En observant soigneusement

10. C'est le transfert thermique vers la façade qui participe à ce refroidissement dans cette zone.

la figure IV.6, on note que la longueur totale des flammes¹¹ est pratiquement la même pour les quatre cas simulés. On verra plus loin que ceci s'explique par le fait que la puissance du feu est fixée dans les simulations numériques. Il semble finalement que la forme de l'ouverture influence assez peu la hauteur de la flamme, contrairement à ce qui est supposé dans la méthode de Law et O'Brien.

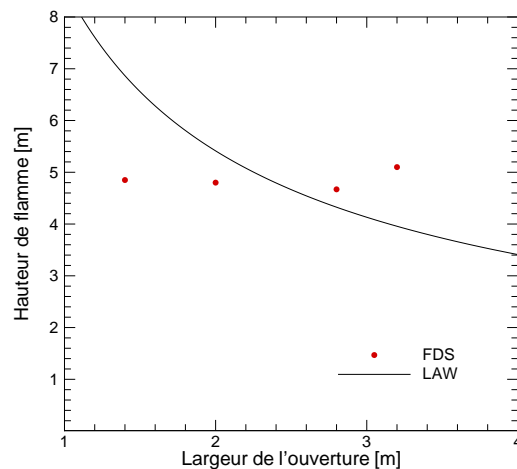


FIG. IV.7 — Effet de la géométrie de l'ouverture sur la hauteur des flammes extérieures

Largeur des flammes

Dans la méthode de Law et O'Brien, la largeur des flammes extérieures est supposée égale à la largeur de l'ouverture lorsque la ventilation n'est pas forcée, et légèrement supérieure en cas de ventilation forcée¹². En réalité, on peut observer, même si la ventilation n'est pas forcée, un faible élargissement des flammes extérieures en s'éloignant de la façade du compartiment [10, 64]. Mais celui-ci n'est pas significatif lorsque la ventilation n'est pas forcée. Pour la majorité des flammes simulées dans cette thèse, il a en effet été constaté que la largeur des flammes n'est pas très différente de celle de l'ouverture en ventilation naturelle. Dans ce contexte, il semble donc raisonnable de considérer que la largeur des flammes correspond approximativement à la largeur de l'ouverture. Le cas de la ventilation forcée est traité plus loin.

Profondeur des flammes

La profondeur des flammes correspond à la projection horizontale des flammes dans une direction perpendiculaire à la façade (voir figure IV.3). On étudie ici comment cette grandeur varie avec la géométrie de l'ouverture, lorsque la façade se prolonge au-dessus de celle-ci. Un paramètre important pour quantifier l'effet de la forme de l'ouverture est le rapport hauteur sur largeur de celle-ci. Il a en effet été observé qu'une ouverture présentant

11. Qui inclut la hauteur au-dessus du linteau mais aussi la longueur de la partie « oblique » de la flamme au niveau de l'ouverture.

12. Voir la section IV.7.1.1 pour une discussion du concept de ventilation forcée.

un rapport hauteur sur largeur important induit des flammes extérieures dont la projection horizontale est plus grande [63, 10]. Law et O'Brien supposent que la profondeur est sensiblement constante lorsque le rapport entre la hauteur h de l'ouverture et sa largeur w est inférieur à 1.25. Dans le cas d'un rapport supérieur à 1.25, la corrélation utilisée est

$$x + \frac{h}{3} = 0.3h \left(\frac{h}{w} \right)^{0.54} + \frac{h}{3}, \quad (\text{IV.5})$$

où x désigne la distance entre l'axe des flammes et la façade, h est la hauteur de l'ouverture et w est sa largeur. Cette relation est représentée sur la figure IV.8 où sont superposés les résultats issus des simulations numériques des quatre cas étudiés précédemment. Sur cette figure, la corrélation (IV.5) est tracée même lorsque le rapport h/w est inférieur à 1.25. Pour les ouvertures « larges », la méthode de Law et O'Brien utilise une valeur constante, ce qui est schématisé par la ligne en pointillés de la figure IV.5.

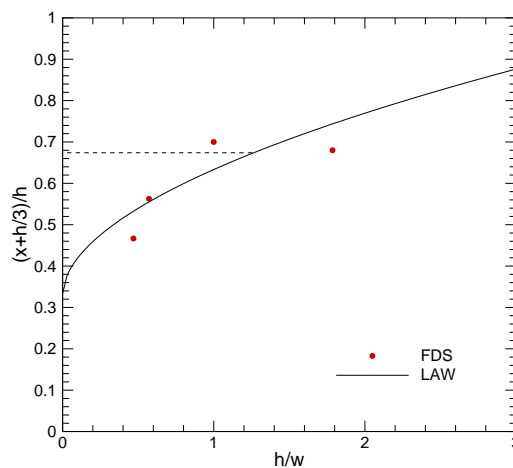


FIG. IV.8 — Effet de la géométrie de l'ouverture sur la profondeur adimensionnée des flammes extérieures

On peut remarquer que les résultats des calculs sont en relativement bon accord avec la corrélation (IV.5), même lorsque l'ouverture est large. Pour ces cas particuliers¹³, on constate que la partie centrale de la zone de flamme se rapproche significativement de la façade. Cette observation est en contradiction avec l'hypothèse de la méthode de Law et O'Brien qui postule que la profondeur des flammes ne peut être inférieure à deux tiers de la hauteur de l'ouverture. Cependant, il faut garder à l'esprit que les résultats présentés ici sont basés sur le champ de température moyenne situé dans une coupe centrée sur l'ouverture. Finalement, la relation (IV.5) peut être conservée en première approche pour estimer la profondeur des flammes extérieures. En effet, elle est sécuritaire pour les ouvertures très larges puisqu'elle surestime la projection horizontale des flammes extérieures.

13. Voir la figure IV.11 pour un exemple de forme de flammes issues d'une ouverture large.

IV.3.1.3 Effet sur la distribution de température dans les flammes

Selon la méthode de Law, la température le long de l'axe de la flamme suit une évolution linéaire dont la pente est proportionnelle au rapport entre la largeur de l'ouverture et le débit de gaz de pyrolyse. D'après les résultats des simulations numériques représentés par la figure IV.9, il semble que la décroissance de la température le long de l'axe des flammes ne dépende pas fortement de la largeur de l'ouverture.

Par contre, on distingue nettement trois zones caractérisant l'évolution de la température. Dans la première zone, la température reste sensiblement constante et égale à sa valeur maximale. Dans la seconde, on observe une décroissance de la température selon la puissance $-1/2$ de la position le long de l'axe. Ce résultat est à rapprocher des observations de Yamaguchi et Tanaka [127] qui proposent une corrélation selon la puissance $-3/5$. Pour la troisième zone, la décroissance suit la loi classique en puissance $-5/3$ relative au panache thermique. On peut supposer que dans cette zone, le dégagement de chaleur est quasiment nul, ce qui semble confirmé par la figure IV.9.

La figure IV.9 montre aussi que, dans le cas où la flamme est largement « décollée » de la façade (cas 2 de la figure IV.6), la deuxième zone est moins étalée, étant donné que dans ce cas l'entraînement d'air se fait de part et d'autre de la flamme. L'examen du dégagement de chaleur volumique présenté sur la figure IV.9 révèle une distribution de la quantité d'énergie libérée par combustion à l'extérieur du compartiment assez différente selon la forme de l'ouverture.

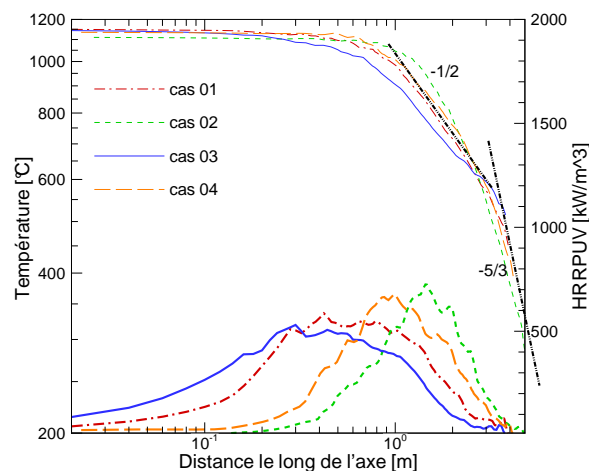


FIG. IV.9 — Décroissance de la température axiale dans les flammes extérieures. Les traits fins symbolisent la température alors que les courbes en gras représentent le dégagement de chaleur volumique noté HRRPUV sur l'axe de droite.

IV.3.2 Configurations multi-ouvertures

Les bâtiments modernes comportent souvent des locaux possédant plusieurs fenêtres situées sur une même façade. Cette configuration peut conduire à une situation où des flammes sortent simultanément par plusieurs ouvertures d'un compartiment en feu. Il est

alors légitime de chercher à étendre les résultats concernant les flammes extérieures issues d'une unique ouverture au cas de flammes sortant par plusieurs ouvertures. Parce qu'elles influencent les débits massiques échangés entre les locaux en feu et l'environnement extérieur, la géométrie et la position des ouvertures jouent un rôle important sur les caractéristiques des flammes extérieures. Dans cette section, un cas simple avec plusieurs ouvertures similaires est d'abord étudié. Ensuite est traité le cas plus complexe d'un compartiment doté de deux ouvertures différentes. Enfin, une solution est proposée pour traiter le cas d'ouvertures très différentes les unes des autres.

IV.3.2.1 Ouvertures « régulières »

On s'intéresse ici au cas d'un compartiment qui possède une façade comportant plusieurs ouvertures « régulières », c'est-à-dire des ouvertures de mêmes dimensions qui sont toutes situées au même niveau par rapport au sol. Les relations (B.7) à (B.11) expriment les débits massiques à travers une ouverture en supposant que les écoulements sont régis uniquement par le champ de pression hydrostatique. Cette modélisation entraîne que dans le cas d'ouvertures « régulières » situées en façade d'un local, le débit massique total d'air entrant peut être facilement estimé à partir d'une ouverture « équivalente ». Cette ouverture occupe la même portion verticale de la façade que les ouvertures considérées et sa largeur correspond à la somme des largeurs de ces ouvertures. Cette approche est utilisée dans la méthode de Law et O'Brien présentée par l'annexe C.

Ainsi, il est possible de se ramener à une ouverture équivalente pour estimer le débit d'air entrant et également la hauteur des flammes extérieures. Afin de vérifier cette hypothèse, l'outil numérique a exploité pour étudier les deux configurations présentées sur la figure IV.10. Il s'agit d'une part d'un compartiment de 7.2 m de largeur sur 3.6 m de profondeur et 3.1 m de hauteur, possédant quatre ouvertures de 1.3 m de largeur sur 1.5 m de hauteur. D'autre part, le même compartiment est utilisé mais cette fois avec une seule ouverture de 5.2 m de largeur sur 1.5 m de hauteur. Le calcul correspond à la simulation d'un état stationnaire utilisant le même débit de fuel dans les deux configurations.

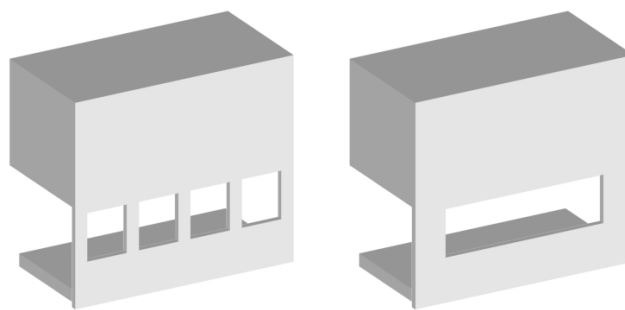


FIG. IV.10 — Configurations étudiées pour le cas de plusieurs ouvertures « régulières »

Les résultats des simulations mettent en évidence une différence de seulement 10% entre les débits d'air entrant, la configuration multi-ouvertures conduisant aux plus forts débits. La position du plan neutre est par ailleurs très proche dans les deux cas. Cet écart de débit se traduit par une différence du même ordre au niveau de la quantité d'énergie libérée par la combustion au sein du local. La température moyenne est très proche pour les deux simulations. On peut donc raisonnablement faire l'hypothèse d'une unique ouverture pour

estimer le débit d'air entrant.

La figure IV.11 montre la forme des flammes extérieures correspondant aux deux configurations. La superposition des deux isosurfaces de température sur la même figure met en évidence les similitudes entre les zones de flammes pour les deux configurations. En particulier, avec la vue d'en haut de la figure IV.11, on remarque que la profondeur de la flamme¹⁴ n'est pas constante, contrairement à la flamme schématisée de la méthode de Law et O'Brien. Il apparaît en effet qu'elle est moins « épaisse » au milieu de la façade, aussi bien avec une qu'avec plusieurs ouvertures.

Dans la configuration avec une seule ouverture, si l'on néglige le fait qu'une petite partie de l'isosurface de température s'étend assez loin en hauteur au milieu de la façade, on peut noter, en s'appuyant sur la vue de face de la figure IV.11, que la hauteur de flamme est très proche de celle des quatre flammes de l'autre configuration. Ceci confirme la validité de l'hypothèse émise précédemment à propos de l'utilisation d'une ouverture équivalente.

La vue latérale de la figure IV.11 permet de constater que la projection horizontale des flammes est similaire pour les deux configurations. Ceci vient du fait que les petites ouvertures ainsi que la grande ouverture équivalente sont suffisamment larges pour que la flamme vienne se rapprocher de la façade du compartiment. Ce résultat est conforme avec la méthode de Law et O'Brien qui suppose que dans ce cas la projection horizontale des flammes est la même pour les deux configurations. Comme cela a été évoqué précédemment, il n'en serait pas de même si les petites ouvertures étaient très étroites.

Ainsi, dans le cas de plusieurs ouvertures « régulières » situées en façade d'un compartiment en feu, il paraît légitime d'utiliser une ouverture équivalente pour estimer le débit d'air entrant et la longueur des flammes extérieures. Si les ouvertures de départ ne sont pas trop étroites, on peut voir les flammes extérieures émerger de celles-ci comme des « fractions » de la zone de flammes extérieures issues de l'ouverture équivalente.

IV.3.2.2 Ouvertures « disparates »

Lorsque le compartiment possède des ouvertures de hauteurs et de positions variées, la situation peut s'avérer très différente du cas qui vient d'être traité. Les relations (B.7) à (B.11), exprimant les débits massiques à travers une ouverture, montrent que ces débits dépendent fortement de la position du plan neutre dans le local. Dans le cas d'ouvertures « régulières », la position du plan neutre induit le même débit d'air entrant par unité de largeur de fenêtre pour toutes les ouvertures. Mais si la hauteur et la position des ouvertures varient, le débit d'air entrant est différent pour chaque ouverture. Il devient alors plus difficile d'utiliser l'hypothèse d'une ouverture équivalente.

Étude d'un cas particulier avec une porte et une fenêtre

À titre illustratif d'une configuration réaliste employant deux ouvertures de géométries fort différentes, un local mesurant 4.0 m de largeur, 3.6 m de profondeur et 2.5 m de hauteur a été étudié avec le code FDS. Ce compartiment est doté en façade d'une fenêtre de 1.3 m de large sur 1.4 m de haut, située à 1.0 m du sol, ainsi que d'une ouverture de type « porte » mesurant 2.1 m de haut pour 0.9 m de large. Ces dimensions sont représentatives des configurations de locaux que l'on peut trouver dans les bâtiments courants.

14. c'est-à-dire la dimension de la flamme perpendiculaire à la façade.

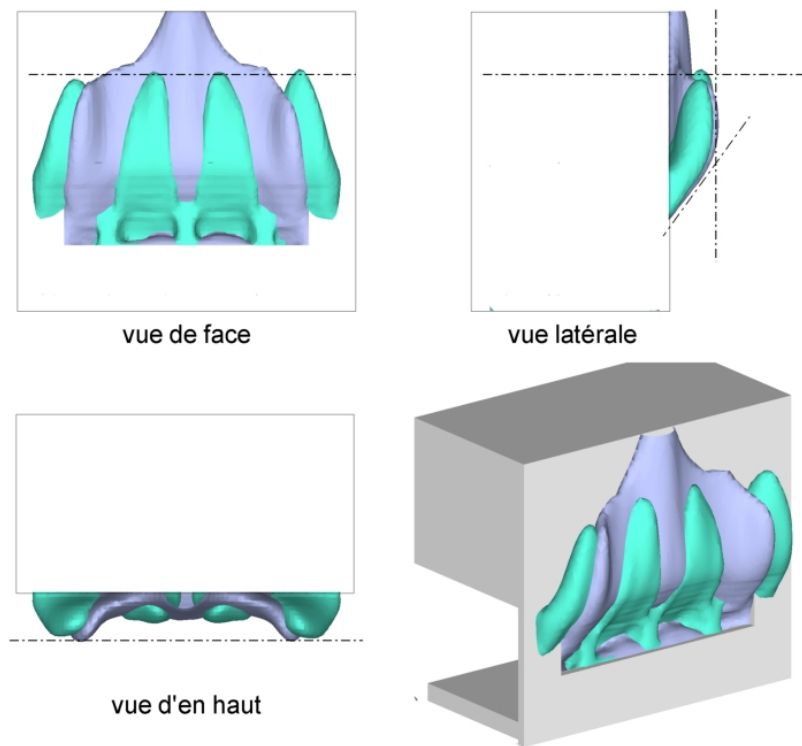


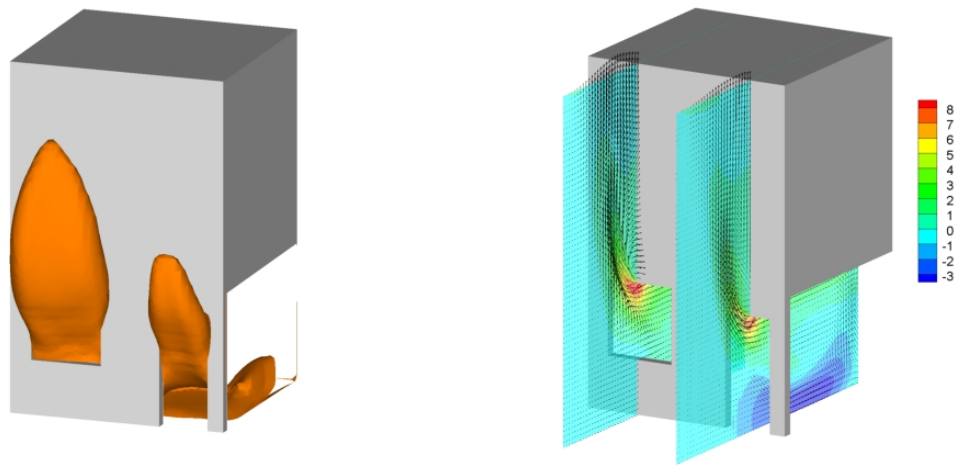
FIG. IV.11 — Isosurfaces de température égale à 500 °C montrant la forme des flammes. Les résultats correspondants aux deux configurations sont superposés afin de montrer la similitude entre les formes de flamme. Les lignes en pointillés schématisent les dimensions caractéristiques des flammes.

Les caractéristiques de l'état stationnaire moyen correspondant à une puissance calorifique totale de 7.5 MW sont maintenant brièvement présentées. La figure IV.12 montre la forme des flammes extérieures issue de la simulation numérique. La position du plan neutre se situe au niveau du bord inférieur de la fenêtre, si bien que le débit d'air entrant par la fenêtre est pratiquement nul. Ce débit massique d'air entrant vaut environ $0.15 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ à travers la fenêtre et environ $1.95 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ à travers la porte.

Les flammes extérieures issues de la fenêtre tendent à occuper toute la hauteur de celle-ci, comme on peut le voir sur la figure IV.13(b). On note ainsi que le simple fait d'avoir une ouverture de type « porte » associée à une fenêtre conduit à des conditions de ventilation très différentes pour les flammes sortant par la fenêtre, proches des conditions de ventilation forcée. En effet, la flamme issue de la fenêtre est assez éloignée de la façade alors qu'elle devrait être proche de celle-ci, étant donné que l'ouverture est pratiquement carrée (figure IV.13(b)). Au niveau de la porte (figure IV.13(a)), la flamme est également située assez loin de la façade mais cette fois ceci est plutôt dû à l'allongement important de cette ouverture¹⁵.

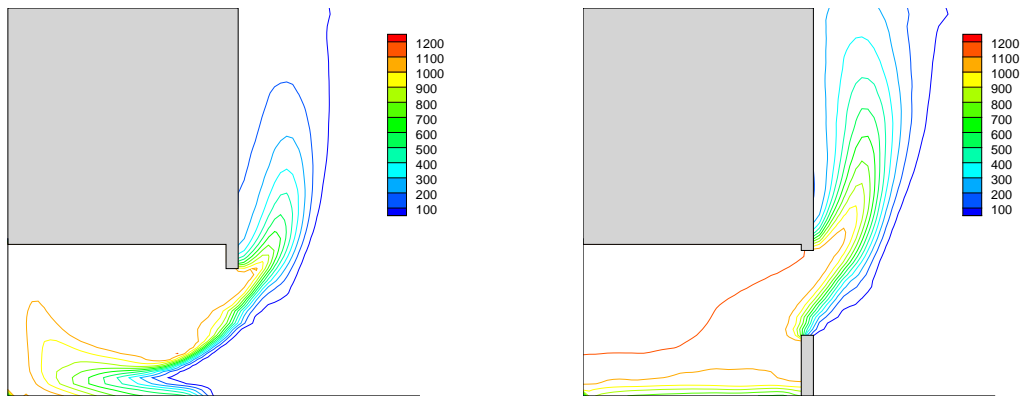
Il est donc important d'estimer correctement la position du plan neutre dans un cas complexe comme celui-ci, afin de connaître, pour chaque ouverture, les conditions de ventilation et ainsi mieux estimer la géométrie des flammes. La section qui suit propose une

15. Le rapport hauteur sur largeur vaut en effet environ 2.3 pour la porte.



(a) Isosurface de température égale à 500 °C (b) Champ de vitesse horizontale en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

FIG. IV.12 — Cas de deux ouvertures différentes : une fenêtre et une porte



(a) Porte

(b) Fenêtre

FIG. IV.13 — Champs de température moyenne en °C

méthode utilisant les hypothèses du modèle à une zone pour estimer la position du plan neutre.

Recherche d'un facteur d'ouverture équivalent

Le facteur d'ouverture équivalent $A_w\sqrt{h}$ est un paramètre géométrique fondamental pour calculer les caractéristiques du feu de compartiment, et des flammes extérieures qui en découlent. Dans le cas d'ouvertures hétérogènes, la détermination de ce paramètre est rendue délicate par le fait que les portions de façade manquante ne se situent pas toutes à la même altitude. Pour traiter ce genre de configuration, Law et O'Brien proposent d'utiliser une ouverture équivalente dont la largeur correspond à la somme des largeurs des ouvertures, et dont la hauteur correspond à la moyenne des hauteurs, pondérée par la surface

d'ouverture (annexe C).

Afin de mesurer l'erreur ainsi commise, les débits théoriques obtenus avec le modèle à une zone¹⁶ et donnés par les relations (B.7) à (B.11) ont été employés pour calculer le débit d'air entrant dans un local. Pour ce faire, la position du plan neutre dans le local à l'état stationnaire est estimée à partir de l'équation de conservation de la masse (B.19). Il s'agit concrètement de résoudre l'équation

$$\dot{m}_{\text{sortant}}(z_n) = \dot{m}_{\text{entrant}}(z_n) \left(1 + \frac{\phi}{r_{\text{fuel-air}}}\right), \quad (\text{IV.6})$$

dont l'inconnue est l'altitude du plan neutre, notée ici z_n . Connaissant la position du plan neutre, il est alors possible de calculer les débits à travers les ouvertures du compartiment. Il est supposé en première approximation que les dimensions des ouvertures ne modifient pas significativement la valeur prise par la température moyenne des gaz contenus dans le local. Cette valeur est ici choisie arbitrairement égale à 1000 °C. Par ailleurs, les paramètres du modèle à une zone¹⁷ sont ajustés de sorte que ce modèle conduise à un débit d'air entrant s'écrivant $\dot{m}_{\text{entrant}} = 0.5A_w\sqrt{h}$ dans le cas d'une ouverture de surface A_w et de hauteur h .

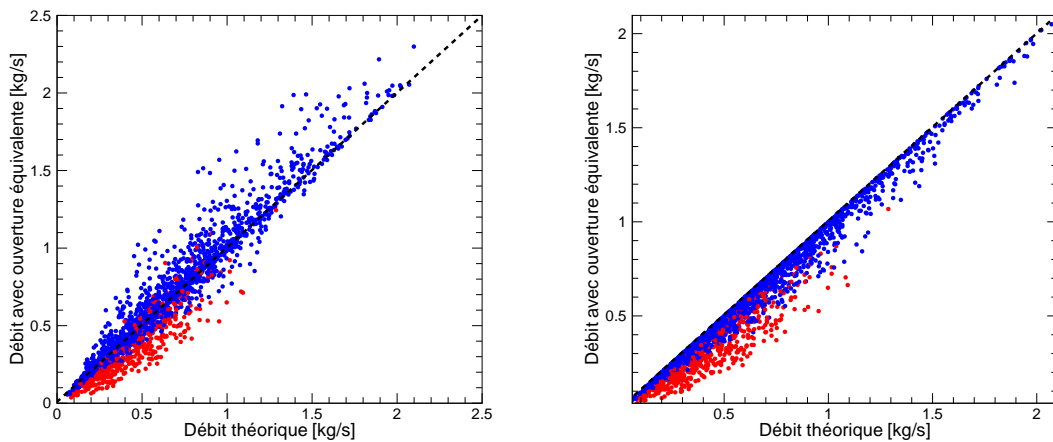
Ce procédé est appliqué pour étudier le cas d'une façade de 2.0 m sur 2.0 m présentant deux ouvertures de tailles variables. Les dimensions de ces ouvertures ont été choisies aléatoirement selon une loi uniforme. Les bornes des variables aléatoires sont telles que les configurations obtenues soient réalistes. Le débit théorique total d'air entrant pour quelques milliers de configurations a ainsi pu être calculé. Ceci permet de représenter la corrélation entre le débit théorique du modèle à une zone et le débit correspondant à l'utilisation d'un facteur d'ouverture équivalent sans calcul de la position du plan neutre.

La figure IV.14 montre les résultats obtenus. Sur cette figure, chaque point correspond à une configuration d'ouvertures. En abscisse est noté le débit théorique du modèle à une zone et en ordonnée le débit estimé par la relation $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.5A_w\sqrt{h}$ où $A_w\sqrt{h}$ est le facteur de ventilation équivalent. Comme le montre la figure IV.14(a), l'approche utilisée par la méthode de Law semble conduire à des débits pouvant être supérieurs aux débits théoriques du modèle à une zone. La figure IV.14(b) montre les résultats obtenus en supposant que le facteur de ventilation équivalent est simplement égal à la somme des deux facteurs d'ouverture. Ces résultats présentent une dispersion plus réduite par rapport aux valeurs théoriques que l'approche utilisée par Law et O'Brien. Ils sont toujours inférieurs au débit d'air entrant théorique issu du modèle à une zone.

Une conclusion importante de cette étude est que l'utilisation du facteur d'ouverture équivalent peut conduire à une sous-estimation significative du débit d'air entrant, notamment lorsque les deux ouvertures sont situées l'une au-dessus de l'autre. Dans de tels cas de figure, il est préférable de calculer d'abord la position du plan neutre avec les hypothèses du modèle à une zone, pour ensuite estimer le facteur de ventilation équivalent découlant du débit d'air entrant théorique. En d'autres termes, le recours à un modèle à zone est incontournable si les ouvertures du local sont fort différentes les unes des autres.

16. Le choix s'est porté sur l'utilisation du modèle à une zone car celui-ci permet d'étudier un très grand nombre de configurations en un temps réduit.

17. Notamment le rapport $\phi/r_{\text{fuel-air}}$.



(a) Facteur de ventilation équivalent selon Law (b) Facteur de ventilation équivalent égal à la somme des facteurs d'ouverture

FIG. IV.14 — Estimation du débit d'air entrant en utilisant le concept de facteur d'ouverture équivalent. Chaque point correspond à une configuration d'ouvertures. Le débit théorique est calculé avec un modèle à une zone de feu de compartiment. Les points rouges correspondent au cas où les deux ouvertures sont situées l'une au-dessus de l'autre.

IV.4 Influence des caractéristiques de la source du feu

IV.4.1 Influence du débit de fuel

Le débit des gaz combustibles résultant de la pyrolyse de la charge d'incendie exerce une influence déterminante sur l'environnement thermique à l'extérieur du local en feu. Ceci est dû au fait que les caractéristiques des flammes extérieures sont fortement régies par la quantité de gaz combustibles imbrûlés sortant par l'ouverture du local. Par ailleurs, le débit de gaz combustibles durant un incendie réel est une grandeur difficile à estimer a priori. Il est donc légitime d'étudier l'influence de ce débit sur les conditions à l'extérieur du local, afin de savoir comment est répercutée une éventuelle erreur commise sur sa valeur. Le problème de la détermination du débit de fuel est supposé indépendant de l'influence que celui-ci peut avoir sur les flammes extérieures. C'est la raison pour laquelle dans cette section on s'intéresse uniquement l'influence du débit de fuel sans chercher à estimer précisément sa valeur dans des conditions réelles.

IV.4.1.1 Effet sur le débit d'air entrant

Le débit d'air entrant dans le local est affecté par le débit de fuel, comme cela est montré à l'annexe B de ce manuscrit. L'augmentation du débit de fuel induit ainsi, au-delà d'une certaine valeur, une diminution du débit d'air entrant dans le compartiment [80]. Ainsi, la corrélation $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.5A_w\sqrt{h}$ n'est vérifiée par la simulation numérique qu'aux faibles valeurs de la richesse globale (figure IV.4). La figure B.4(a) montre que pour une richesse globale de 1.5, le débit d'air entrant calculé selon le modèle à une zone vaut approximati-

vement $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.4A_w\sqrt{h}$. Ce résultat semble retrouvé par les simulations numériques réalisées avec FDS, comme on peut le voir par exemple sur la figure IV.21(c).

IV.4.1.2 Effet sur les flammes extérieures

Hauteur des flammes

Law [63] suppose que la hauteur des flammes extérieures est proportionnelle au débit de fuel élevé à la puissance 2/3 (relation (IV.4)). Cette dépendance, similaire à celle de la hauteur des flammes pour un feu en interaction avec un mur [75], a été vérifiée en utilisant l'outil numérique avec différents débits de fuel dans la configuration de la figure IV.3. Pour chaque débit, la hauteur de flamme a été relevée à partir de la localisation du sommet de l'isosurface de température moyenne égale à 500 °C¹⁸. Par ailleurs, la richesse globale a été calculée à partir du débit massique d'air entrant issu de la simulation numérique. La quantité de chaleur convectée à l'ouverture a également été extraite des résultats.

La figure IV.15(a) montre l'écart relatif entre la hauteur de flamme issue de la simulation et la hauteur de flamme prédite par la relation (IV.4). On note que cet écart est d'autant plus important que la richesse globale est faible. Ceci provient du fait que la relation (IV.4) utilise le débit de fuel total pour estimer la source de chaleur, alors qu'il faudrait plutôt se baser sur la quantité d'énergie qui est convectée en dehors du local à travers son ouverture¹⁹. En effet, l'évolution de la hauteur de flamme semble plutôt être corrélée avec cette quantité élevée à la puissance 2/3, comme le montre la figure IV.15(b). Pour des grandes valeurs de la richesse globale, la puissance convectée est approximativement proportionnelle au débit de fuel et la relation (IV.4) est en meilleur accord avec les simulations. Mais ce n'est pas le cas lorsque le feu est peu puissant.

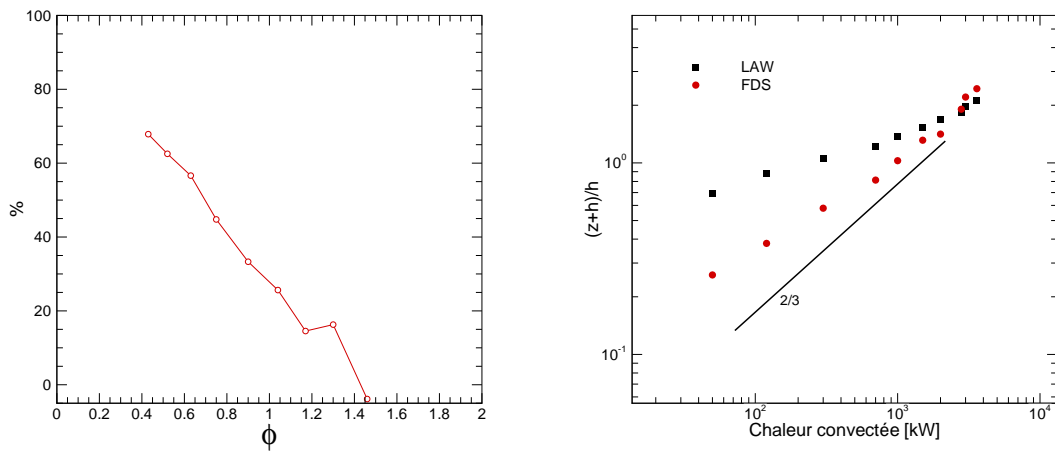
Le point qui vient d'être soulevé est important dans le cadre de la mise en œuvre d'une méthode simplifiée utilisant la relation (IV.4) de manière transitoire, c'est-à-dire avec un débit de fuel \dot{m}_{fuel} dépendant du temps. Étant donné que la hauteur des flammes extérieures est surestimée aux faibles puissances, on peut juger que l'utilisation de la relation (IV.4) reste « sécuritaire » pendant tout le déroulement du feu, en particulier pendant sa phase de croissance.

Profondeur des flammes

La figure IV.18 représente des coupes de contours correspondant à différentes grandeurs, pour chaque valeur de la richesse globale utilisée dans les simulations. La profondeur des flammes extérieures est définie ici comme la distance maximale entre la façade et le contour correspondant à une température de 500 °C. La figure IV.18(a) montre que la profondeur des flammes n'est pas affectée par le débit de fuel, ce qui est cohérent avec la méthode de Law et O'Brien qui postule que cette grandeur ne dépend que de la hauteur de l'ouverture du local. On peut remarquer que le sommet de la flamme a tendance à se rapprocher de la façade lorsque la richesse globale augmente. Ceci provient du fait que l'entraînement d'air dans les flammes extérieures est d'autant plus important que la quantité de chaleur libérée par la combustion à l'extérieur du local est grande. Cet entraînement étant limité du côté de la façade, il en résulte un recollement plus important de la

18. La configuration étudiée ici ne conduit pas à la formation d'une zone de flamme beaucoup plus haute au centre de l'ouverture que sur les côtés, comme c'est le cas avec une ouverture très large (figure IV.11).

19. Ce qui est fait par Yamaguchi et Tanaka dans [127].



(a) Écart relatif sur la hauteur de flamme entre la méthode de Law et les simulations numériques, en fonction de la richesse globale (b) Hauteur de flamme adimensionnée en fonction de la chaleur convectée à l’ouverture

FIG. IV.15 — Écarts entre simulation et corrélation de Law concernant la hauteur des flammes extérieures

flamme. On peut observer le resserrement du panache thermique sur la figure IV.18(b) où sont représentés les contours correspondant à une vitesse horizontale nulle.

Longueur des flammes

Les résultats des simulations numériques montrent que la longueur totale des flammes extérieures semble proportionnelle à la richesse globale (figure IV.16). Cette observation est intéressante pour la mise en œuvre d’une méthode simplifiée puisqu’elle permet de déterminer facilement l’évolution de la longueur des flammes extérieures en régime transitoire.

La tendance tirée des résultats numériques peut être confrontée aux résultats issus de l’application de la méthode de Law et O’Brien. Celle-ci estime la longueur des flammes en prenant en compte leur hauteur et leur profondeur selon les relations présentées à la section C.2.2.1 de l’annexe C de ce manuscrit. Afin d’introduire la richesse globale dans la formulation de cette méthode, le débit de fuel \dot{m}_{fuel} est réécrit en estimant simplement le débit d’air entrant par $0.5A_w\sqrt{h}$, ce qui conduit à la relation

$$\dot{m}_{\text{fuel}} = \phi \frac{0.5A_w\sqrt{h}}{r_{\text{fuel-air}}} \simeq 0.088\phi A_w\sqrt{h}. \quad (\text{IV.7})$$

Il est alors possible de calculer la longueur des flammes selon la méthode de Law et O’Brien en fonction de la richesse globale. L’adimensionnalisation de la longueur des flammes proposée ici est notée $(X - h)/h$, avec X la longueur des flammes et h la hauteur de l’ouverture. Les résultats numériques et les prédictions de la méthode de Law pour la même configuration sont en bon accord, comme le montre la figure IV.16.

Une étude de sensibilité aux dimensions de l’ouverture a également été réalisée avec les relations de la méthode de Law et O’Brien. La figure IV.16 montre que la longueur des flammes selon la méthode de Law et O’Brien s’écarte des valeurs obtenues avec FDS

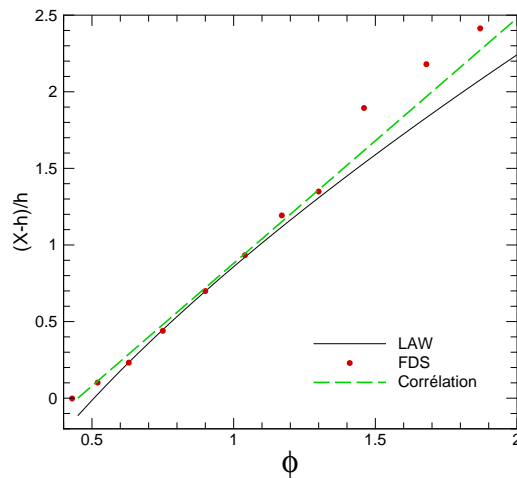


FIG. IV.16 — Évolution de la longueur des flammes en fonction de la richesse globale

lorsque la richesse globale devient importante. Finalement, par comparaison aux résultats des simulations réalisées avec FDS, la longueur de flamme adimensionnée peut être raisonnablement approximée par la droite en pointillés de la figure IV.16. La pente de cette courbe vaut environ 1.65.

La longueur totale des flammes peut donc être aisément reliée à la richesse globale. La forme de l'ouverture exerce principalement une influence sur la forme des flammes, en modifiant la profondeur et la hauteur de ces dernières.

Distribution de température le long de l'axe des flammes

L'évolution de la température le long de l'axe des flammes extérieures prend une allure qui dépend du débit de fuel, comme le montre la figure IV.17. On remarque que la distribution de température comporte trois zones, comme cela a déjà été souligné. Dans la première zone, la température n'évolue pratiquement pas puis dans la deuxième la température commence à décroître alors que dans la troisième zone, la décroissance ressemble à celle du panache thermique, c'est-à-dire selon la puissance $-5/3$ de la position le long de l'axe. Ceci est plus ou moins visible à l'extrémité des profils de la figure IV.17.

La décroissance au sein de la deuxième zone est fort différente selon le débit de fuel utilisé. Lorsque ce dernier est faible, on note que la décroissance se rapproche des résultats obtenus par Yokoi [130] pour lesquels la température évolue comme la puissance -1 de la position sur l'axe. Cette catégorie de faibles débits de fuel correspond aux cas où pratiquement toute la chaleur issue de la combustion est libérée à l'intérieur du compartiment. Lorsque le débit de fuel est plus important, on remarque avec la figure IV.17 que la décroissance suit plutôt une loi en puissance $-1/2$, comme cela a déjà été évoqué plus haut. Pour des débits de fuel très importants, la loi en puissance se voit remplacée par une évolution quasi-linéaire de la température le long de l'axe, similaire à celle employée par Law et O'Brien.

Ainsi, la corrélation de Law ne paraît confirmée que pour des feux contrôlés par la ventilation, pour lesquels le débit de fuel est relativement important. Durant la phase de

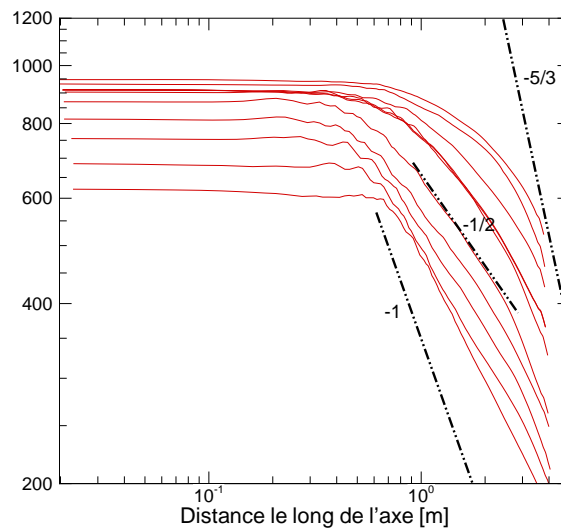
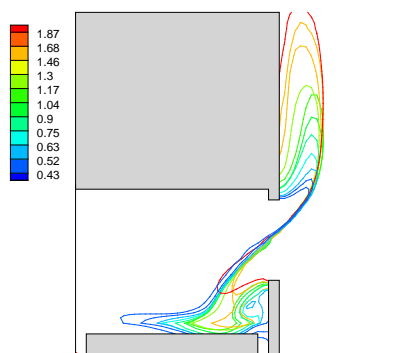


FIG. IV.17 — Évolution de la température sur l'axe en °C en fonction du débit de fuel. Les plus faibles températures correspondent aux plus faibles débits de fuel.

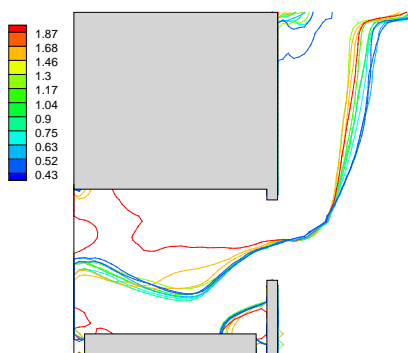
croissance du feu, cette relation semble sous-estimer la décroissance de température le long de l'axe des flammes extérieures.

Autres caractéristiques

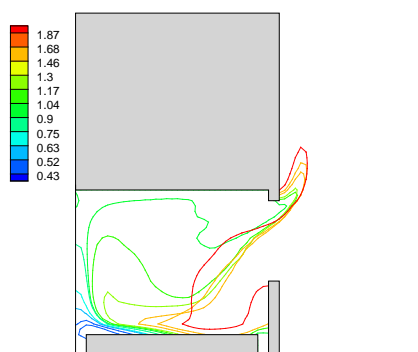
Il est intéressant de noter sur la figure IV.18(b) que la position du plan neutre n'est pratiquement pas modifiée par le débit de fuel, comme cela a été obtenu de manière théorique au premier chapitre de ce manuscrit. Par ailleurs, les contours de fraction de mélange stœchiométrique représentés sur la figure IV.18(c) montrent qu'une zone riche en fuel apparaît à l'extérieur du local dès que la richesse globale est supérieure à environ 0.8.



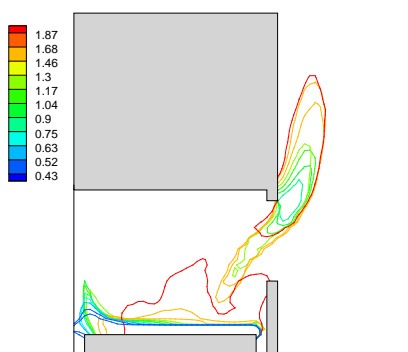
(a) Contours de température égale à 500 °C



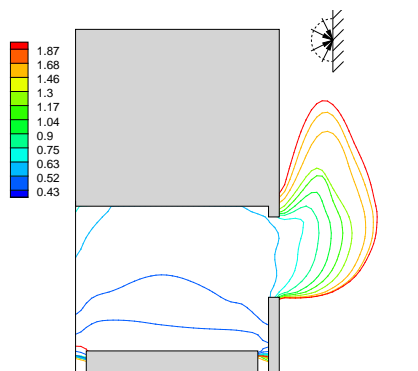
(b) Contours de vitesse horizontale nulle



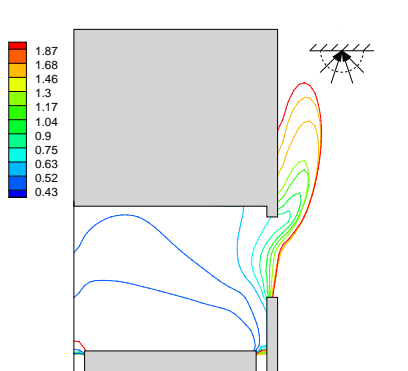
(c) Contours de fraction de mélange stœchiométrique



(d) Contours de dégagement de chaleur égal à 250 kW·m⁻³



(e) Contours de flux radiatif égal à 20 kW·m⁻²



(f) Contours de flux radiatif égal à 20 kW·m⁻²

FIG. IV.18 — Vue en coupe de contours concernant différentes grandeurs. Chaque contour correspond à une valeur de la richesse globale indiquée sur les figures par l'échelle de couleurs. Il s'agit de résultats moyens d'un état stationnaire.

On note que la hauteur de cette zone ne dépend pas autant du débit de fuel que celle des flammes extérieures définie par la température (figure IV.18(a)). Ceci signifie que le dégagement de chaleur volumique devient plus important dans cette zone lorsque l'on augmente le débit de fuel.

La figure IV.18(d) montre le dégagement de chaleur volumique. On peut remarquer qu'à l'extérieur du local, la zone où le dégagement de chaleur est supérieur à $250 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-3}$ est d'autant plus étendue que le débit de fuel est important. Il semble que les flammes extérieures soient toujours « accrochées » au niveau du linteau, là où les gaz sortant du local se mélangent avec l'air ambiant extérieur. À l'intérieur du local, on voit que le dégagement de chaleur se situe juste au-dessus de la surface où le fuel est injecté. L'augmentation du débit de fuel entraîne une extension de la zone de dégagement de chaleur vers le fond du local, jusqu'au moment où de forts dégagements de chaleur apparaissent à l'interface avec l'air frais entrant, près de l'ouverture. Ceci est une conséquence d'une augmentation de la richesse des gaz contenus dans le local. Les gradients de la fraction de mélange entre gaz frais entrant et gaz contenus dans le local sont alors plus forts, d'où un dégagement de chaleur accru.

Les figures IV.18(e) et IV.18(f) montrent des contours de flux radiatifs égaux à $20 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ dans deux directions. Ces grandeurs correspondent au flux radiatif hémisphérique provenant de toutes les directions situées dans un demi-espace, comme cela est schématisé sur les figures. Les contours de flux radiatif représentés mettent en évidence le fait que les contributions au champ radiatif se décomposent essentiellement comme la somme du rayonnement issu de l'ouverture du local et de celui issu des flammes extérieures. En effet, sur la figure IV.18(e), on voit que le flux radiatif est important au niveau du bord inférieur de l'ouverture, même hors des flammes extérieures. Ceci paraît cohérent avec le modèle de Law qui décompose les contributions au champ radiatif en ces deux types de source.

IV.4.2 Influence de la distribution du combustible

Afin d'étudier l'effet de la distribution de la charge d'incendie sur les caractéristiques des flammes extérieures, les résultats de trois simulations sont comparés. Dans la première simulation, la charge est disposée près de l'ouverture. Dans la deuxième, la charge est située au fond du compartiment et dans la troisième, la charge est uniformément répartie au sol. Dans les cas de charges localisées, les dimensions de la surface débitante sont identiques à celles de la surface débitante du cas de référence. Dans le cas de la charge uniformément répartie au sol, la surface débitante est doublée dans le sens de la profondeur du compartiment. Tous les autres paramètres sont conservés pour ces simulations. Les résultats sont présentés sur les figures IV.19, et IV.20 sous la forme de contours qui correspondent aux valeurs moyennes dans une coupe verticale située au centre de l'ouverture.

IV.4.2.1 Comparaison charge d'incendie étendue/localisée

Les simulations comparées ici sont celles de la charge d'incendie localisée près de l'ouverture et celles de la charge d'incendie uniformément répartie au sol. Dans les deux cas, le débit total de fuel est le même, ce qui conduit à un débit surfacique deux fois moindre dans le cas de la charge répartie.

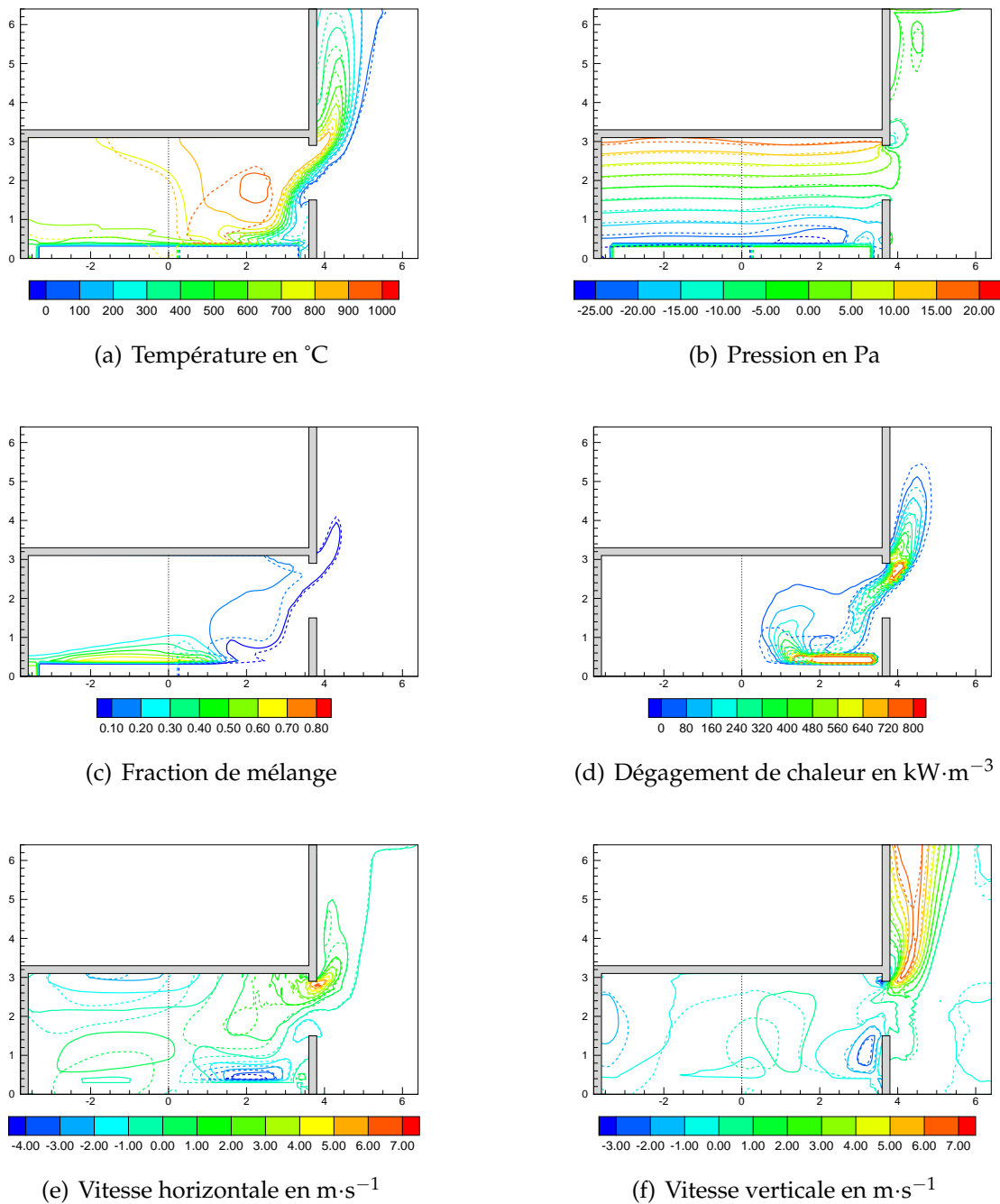


FIG. IV.19 — Effet de la distribution de la charge d’incendie dans un compartiment profond. Les pointillés se réfèrent au cas de la charge située près de l’ouverture alors que les lignes correspondent au cas de la charge répartie uniformément au sol. Il s’agit de résultats moyens d’un état stationnaire.

La figure IV.19 montre les résultats des simulations. On constate que la configuration de la charge située près de l’ouverture conduit à des températures légèrement plus élevées à l’extérieur du local (figure IV.19(a)). La hauteur de flamme correspondant à une température de 500 °C est ainsi légèrement plus grande. Le champ de température dans le compartiment montre que les gaz sont plus chauds dans le cas d’une charge située près

de l'ouverture. Le champ de pression est très proche entre les deux simulations (figure IV.19(b)). Le champ de fraction de mélange à l'extérieur est également pratiquement inchangé (figure IV.19(c)), ce qui explique que la localisation des zones de dégagement de chaleur est la même à l'extérieur (figure IV.19(d)). On note cependant un dégagement de chaleur à l'extérieur légèrement plus important lorsque la charge est située près de l'ouverture. Globalement, les écoulements sont similaires à l'extérieur du local pour les deux configurations étudiées (figures IV.19(e) et IV.19(f)). Ainsi, la distribution de la charge d'incendie au sol n'exerce pratiquement pas d'influence sur les conditions existant à l'extérieur du local. Le cas de la charge située près de l'ouverture est bien le cas le plus défavorable pour les éléments de structure situés à l'extérieur du compartiment.

IV.4.2.2 Effet de la position d'une charge d'incendie localisée

On compare ici les résultats des simulations avec des charges d'incendie localisées près de l'ouverture et au fond du compartiment. Cette comparaison montre que si les écoulements sont de nature différente au sein du compartiment, ils retrouvent une certaine similitude à l'extérieur de celui-ci (figures IV.20(e) et IV.20(f)). Le champ de pression est pratiquement inchangé entre les deux simulations (figure IV.20(b)). La localisation du dégagement de chaleur à l'extérieur du compartiment est quasiment inchangée (figures IV.20(c) et IV.20(d)). On note cependant une différence au niveau du champ de température extérieur (figure IV.20(a)). Le cas de la charge située près de l'ouverture présente des températures légèrement plus élevées, dues à un dégagement de chaleur plus important et plus étendu à l'extérieur du compartiment. Ceci vient du fait que la quantité de chaleur libérée par la combustion dans le local est légèrement plus importante dans le cas de la charge située au fond du compartiment. Les calculs montrent que les débits à l'ouverture sont les mêmes dans les deux cas. Ainsi, la chaleur libérée par quantité d'air entrant est légèrement supérieure avec la charge située au fond du compartiment. Ceci est sans doute dû à une plus grande interface de mélange entre air frais et gaz combustibles.

IV.4.2.3 Conclusion

La disposition de la charge d'incendie près de l'ouverture conduit à la situation la plus défavorable pour les éléments extérieurs. Il est donc sécuritaire de supposer a priori que la charge est localisée près de l'ouverture. La comparaison entre le cas de la charge étendue et le cas de la charge localisée près de l'ouverture met en évidence le fait qu'au-delà d'une certaine valeur, la profondeur du compartiment n'exerce pratiquement plus d'influence sur les flammes extérieures.

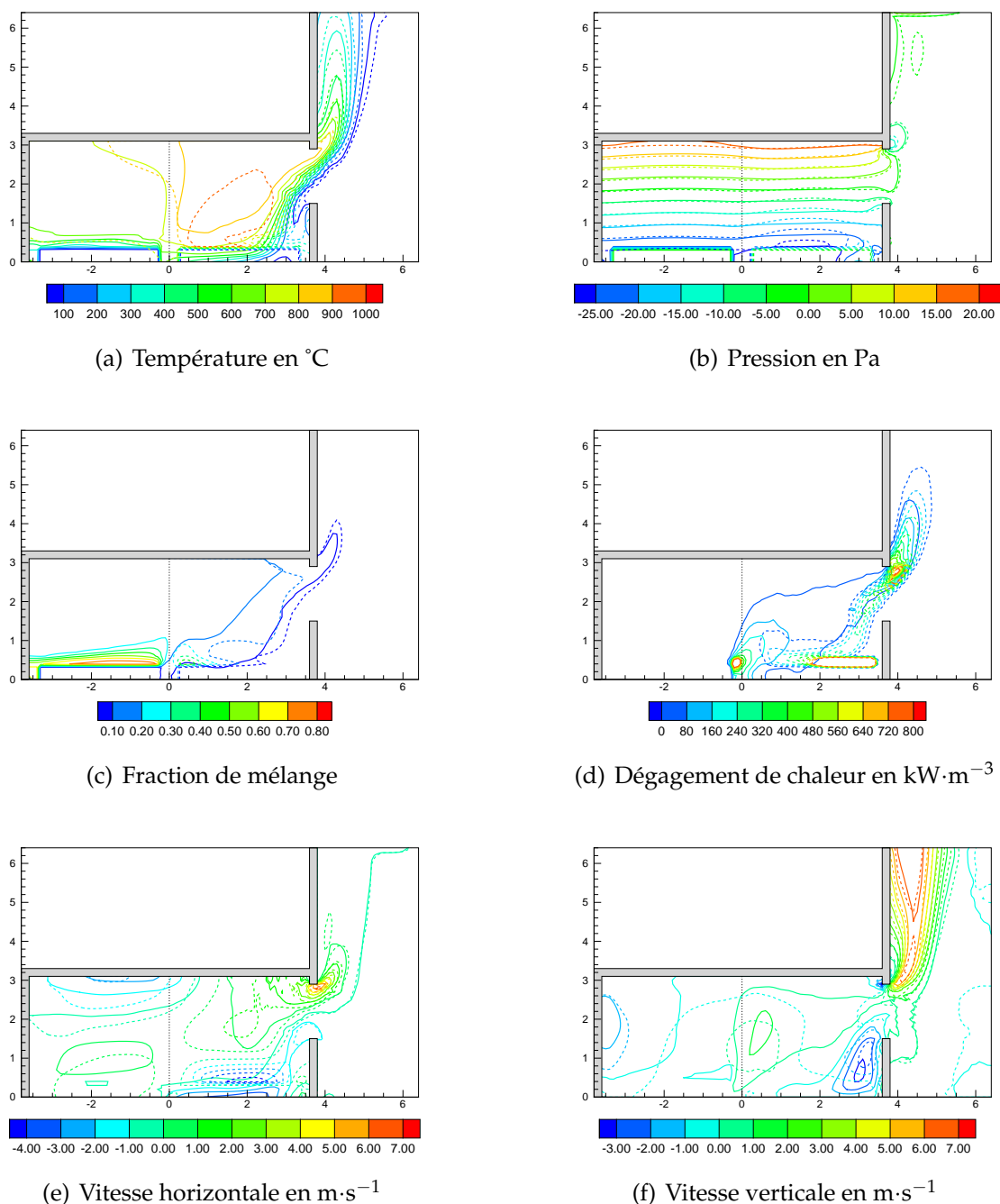


FIG. IV.20 — Effet de la position de la charge d’incendie dans un compartiment profond. Les pointillés se réfèrent au cas de la charge située près de l’ouverture alors que les lignes correspondent au cas de la charge située au fond du compartiment. Il s’agit de résultats moyens d’un état stationnaire.

IV.4.3 Influence de la nature du combustible

Dans la majorité des essais expérimentaux concernant la sortie de flammes d’un local en feu, la charge d’incendie est constituée de bûchers de bois. Ce type de combustible est peu onéreux et il est jugé relativement bien représentatif des charges d’incendie réelles. Cependant, l’utilisation croissante de matières plastiques dans le mobilier ou les revêtements

contenus dans les bâtiments conduit à s'interroger à propos de l'effet de la nature du combustible sur les caractéristiques des flammes produites. Il est généralement admis qu'un feu de compartiment peut atteindre des taux de réactions plus élevés avec un combustible non cellulosique qu'avec des bûchers de bois [29, 129]. Les matières plastiques peuvent ainsi continuer à produire des éléments volatiles combustibles, même dans un environnement très riche en fuel [15, 37]. Ceci signifie que la richesse globale maximale admissible est différente entre le bois et le plastique. Le but de cette section n'est pas de déterminer cette valeur mais plutôt d'étudier les effets de l'utilisation d'un fuel de nature différente de celle du bois sur les caractéristiques des flammes extérieures.

Par construction, la richesse globale tient compte de la nature du fuel via le coefficient stœchiométrique $r_{\text{fuel-air}}$. Une comparaison entre deux simulations réalisées avec FDS et employant deux types de fuel dans une même configuration permet ici d'étudier la sensibilité des résultats par rapport au type de fuel employé. Les calculs correspondent cette fois à une succession d'états stationnaires obtenus en faisant varier le débit de fuel par « paliers », afin d'étudier comment les résultats varient en fonction de la richesse globale.

Il a été choisi d'utiliser un fuel dont les caractéristiques sont celles de l'éthylène car elles conduisent à une valeur très différente du coefficient stœchiométrique²⁰. La réaction globale de combustion²¹ s'écrit pour l'éthylène



et le coefficient stœchiométrique $r_{\text{fuel-air}}$ vaut 14.6. Les simulations numériques exploitées ici correspondent au cas d'un compartiment de 3.6 m sur 3.6 m avec une élévation de 3.1 m, et une ouverture en façade de 3.1 m de large sur 1.9 m de haut.

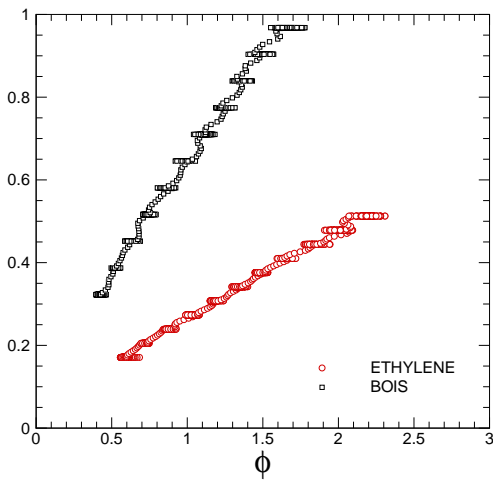
Les principaux résultats des simulations sont présentés sur la figure IV.21. Les calculs ont montré que la simulation correspondant à l'éthylène atteint facilement des grandes valeurs de la richesse globale, ce qui n'est pas le cas avec le bois. La différence de comportement entre les deux types de fuel est due à l'écart entre les chaleurs de combustion. Une même puissance totale nécessite une masse de fuel environ 2.5 fois plus importante dans le cas du bois que dans le cas de l'éthylène. Or, il a été vu plus haut que le débit d'air entrant dans le local est affecté par le débit de fuel. Ainsi, pour une même valeur de la richesse globale, les débits massiques de fuel sont très différents entre les deux simulations (figure IV.21(a)). La puissance totale libérée en fonction de la richesse globale dans le domaine de calcul n'est pas représentée. Il a été observé qu'elle est assez proche dans les deux cas, ce qui est cohérent avec l'approche théorique²² qui prévoit que la puissance totale libérée est proportionnelle au débit d'air entrant multiplié par la richesse globale.

Les simulations ont également montré que la température moyenne au sein du local est plus élevée avec l'éthylène, surtout pour les grandes valeurs de la richesse globale (figure IV.21(b)). Ceci semble être dû au fait qu'à puissance totale égale, le débit d'air entrant dans le local est supérieur dans le cas de l'éthylène. La puissance libérée à l'intérieur du compartiment est donc plus importante, ce qui conduit à une température plus élevée. Cette

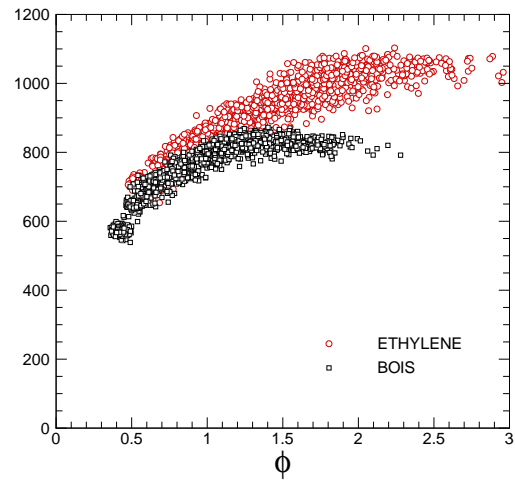
20. Et par conséquent de la chaleur de combustion.

21. Celle du bois est donnée à la section II.2.6.3.

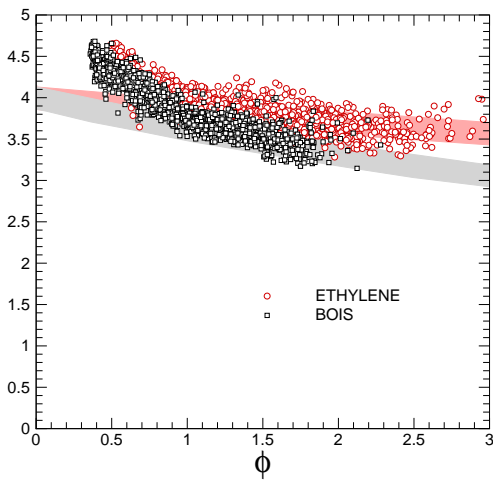
22. À partir des relations (I.29) et (I.30).



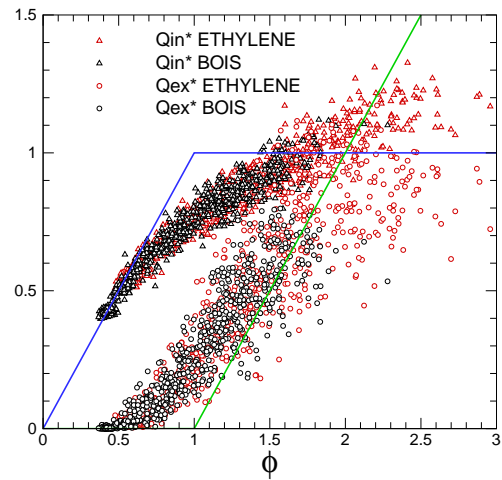
(a) Débits massiques de fuel en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$, mettant en évidence les « paliers » imposés dans les simulations numériques



(b) Température moyenne dans le compartiment en $^{\circ}\text{C}$



(c) Débit massique d'air entrant en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$. Les bandes représentent les valeurs théoriques obtenues avec la relation (B.21) pour l'ensemble des valeurs de la température moyenne des gaz comprises entre 500°C et 1200°C .



(d) Puissances libérées à l'intérieur et à l'extérieur du local, adimensionnées par le débit d'air entrant. Les lignes représentent les évolutions théoriques des puissances libérées selon les relations (I.29) et (I.30).

FIG. IV.21 — Évolution de grandeurs caractéristiques en fonction de la richesse globale pour deux types de fuel

tendance est représentée sur la figure IV.21(c) où sont également tracées les courbes théoriques issues des hypothèses du modèle à une zone stationnaire détaillé à l'annexe B. On note que lorsque la richesse globale est assez grande, les résultats des simulations sont en bon accord avec les corrélations théoriques.

La figure IV.21(d) montre l'évolution, en fonction de la richesse globale, des puissances

adimensionnées par le débit d'air entrant²³ (voir la section I.2.3). Cette représentation met clairement en évidence que les résultats présentés sous cette forme sont indépendants de la nature du fuel employé. Il semble donc que la nature du fuel ne joue que sur le débit d'entrant dans la compartiment.

La longueur des flammes extérieures, adimensionnée par la hauteur de l'ouverture, est tracée en fonction de la richesse globale sur la figure IV.22. Cette représentation montre que la longueur des flammes extérieures est corrélée à la richesse globale, indépendamment de la nature du fuel mis en jeu. Cette observation est importante car elle montre qu'il est a priori possible d'étendre le domaine d'application de la corrélation reliant la longueur totale des flammes à la richesse globale²⁴. On peut remarquer que la différence de températures atteintes au sein du compartiment (figure IV.21(b)) exerce une influence sur la longueur des flammes²⁵, ce qui semble confirmé par la figure IV.23.

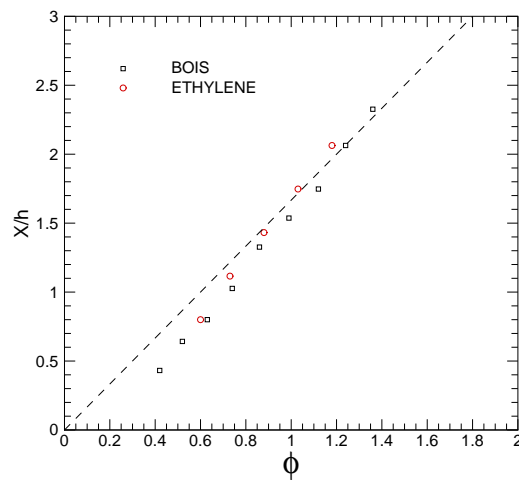


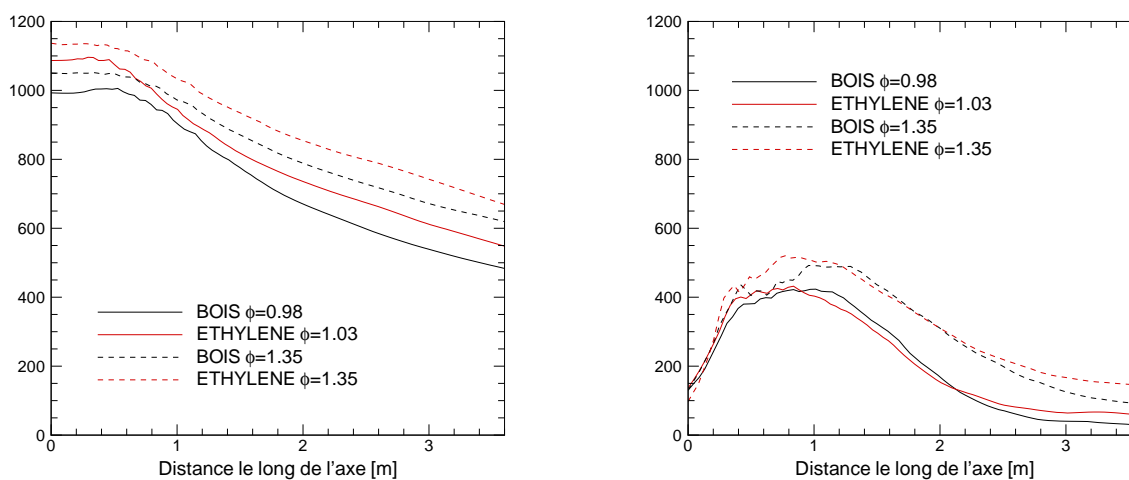
FIG. IV.22 — Longueur moyenne des flammes extérieures, adimensionnée par la hauteur de l'ouverture. La ligne en pointillés représente la corrélation de la figure IV.16. Les résultats présentés ici correspondent à des moyennes réalisées sur chaque état stationnaire.

La figure IV.23 montre l'évolution de la température et du dégagement de chaleur volumique le long de l'axe des flammes extérieures, pour deux valeurs de la richesse globale. On remarque que la différence de température entre les deux types de fuel est à peu près conservée lorsque l'on se déplace le long de l'axe, notamment lorsque la richesse globale est bien supérieure à l'unité (figure IV.23(a)). La figure IV.23(b) montre que la répartition et l'intensité du dégagement de chaleur sont pratiquement inchangés entre les deux simulations. Ainsi, la différence de longueur de flammes ne semble provenir que de la différence de température moyenne des gaz contenus dans le local.

23. La valeur de ce débit est issue de la simulation, à partir du champ de vitesse à l'ouverture.

24. Ce point nécessiterait d'être vérifié expérimentalement avec différents types de fuel.

25. On verra à la section IV.5.2 concernant l'effet des propriétés thermiques des parois que la température des gaz contenus dans le local peut influencer significativement la longueur des flammes.



(a) Température en °C

(b) Dégagement de chaleur volumique en $\text{kW}\cdot\text{m}^{-3}$

FIG. IV.23 — Évolution de grandeurs caractéristiques, pour deux valeurs de la richesse globale, sur l'axe des flammes extérieures et correspondant à deux types de fuel

IV.5 Influence des caractéristiques du compartiment

IV.5.1 Influence de la géométrie du compartiment

L'influence de la géométrie du compartiment peut s'exercer de manière indirecte à travers la température moyenne des gaz ou encore par la perturbation éventuelle des écoulements due à la présence des parois au fond du local. La majorité des essais de feux de compartiment concerne des compartiments plus ou moins cubiques. Pourtant, il existe en pratique des compartiments dont la forme peut être très différente. La configuration des locaux dans les bâtiments modernes pose ainsi le problème du développement du feu dans une enceinte étendue par rapport à sa hauteur. Le problème des grands locaux présentant une ouverture réduite constitue donc un cas de figure important car couramment rencontré en pratique.

Les dimensions du compartiment en feu exercent naturellement une influence sur les écoulements existants en son sein. Le débit de gaz combustibles issus de la pyrolyse de la charge d'incendie peut ainsi être assez différent entre deux compartiments de taille différente, bien que présentant la même ouverture [120]. Pour des compartiments allongés, il a été observé que la zone de combustion vient rapidement s'approcher de l'ouverture tandis qu'il n'existe pratiquement pas de flammes dans le fond de la pièce [57]. Une fois que le combustible situé près de l'ouverture est épuisé, la zone de combustion revient en arrière. Dans ce cas, les flammes n'« emplissent » jamais la totalité du compartiment.

Thomas *et al.* [116, 117] ont étudié, à l'échelle du laboratoire, des feux de bacs d'alcool dans des compartiments de diverses tailles, en utilisant une ouverture de largeur variable. Ils ont observé que les écoulements ne varient pas selon de la largeur du compartiment lorsque l'ouverture occupe la totalité de celle-ci. Par contre, dans le cas d'une ouverture

étroite et un compartiment allongé, les écoulements sont véritablement tridimensionnels. Lorsque la zone de flamme à l'intérieur est proche de l'ouverture, la sortie de flammes sont plus importantes avec une ouverture réduite qu'avec une ouverture occupant toute la largeur du compartiment. Quand la zone de flamme atteint le fond du local, les écoulements redeviennent plus ou moins bidimensionnels. Pour un compartiment large et une ouverture étroite, la zone de combustion se propage d'abord depuis l'ouverture jusqu'à la paroi du fond, puis latéralement, créant finalement deux foyers distincts de chaque côté de l'ouverture. Dans certains cas, Thomas *et al.* ont également observé la présence de flammes au niveau de l'ouverture durant toute la durée du test, même lorsque le combustible proche de cette zone était épuisé.

Cette analyse conduit à étudier d'une part la configuration du compartiment profond et d'autre part la configuration du compartiment large, en distinguant les cas où l'ouverture occupe toute la largeur de la façade. Dans les simulations numériques exploitées ici, le débit de fuel est une grandeur imposée car l'objectif n'est pas de reproduire les mouvements de la zone de combustion décrits plus haut. Thomas *et al.* ont d'ailleurs montré qu'il est encore difficile de retrouver ces phénomènes par le calcul [117]. L'intérêt est surtout porté sur la nature des flammes extérieures correspondant à de tels compartiments.

IV.5.1.1 Cas d'un compartiment profond

Le cas de référence de la section III.4 sert ici de configuration de base à l'étude de l'influence de la profondeur du compartiment. Les propriétés thermiques des parois sont choisies selon les considérations de la section IV.1.2. Les résultats moyens sont comparés entre le compartiment initial et un second compartiment dont seules la profondeur et la surface débitante de fuel diffèrent²⁶. Le compartiment profond utilisé ici est identique à celui déjà évoqué précédemment. Les résultats correspondant ont déjà été présentés sur la figure IV.19 et sont reproduits ici pour comparaison avec ceux du compartiment initial. Le débit de fuel est pris constant et identique pour les deux simulations.

La figure IV.24 montre la répartition des puissances dégagées au sein des compartiments. Sur cette figure, le compartiment long est décomposé en deux zones correspondant au volume du compartiment de référence et au volume ajouté. On peut remarquer que le dégagement de chaleur dans la partie arrière du compartiment profond devient rapidement négligeable et qu'approximativement la même énergie est libérée dans le même volume en partie avant pour les deux cas simulés. Ainsi, il semble que le fuel émis en partie arrière ne réagisse avec l'air entrant qu'au sein du volume situé en partie avant du local. Ce phénomène semble cohérent avec les observations de Thomas *et al.* évoquées plus haut.

Sur la figure IV.25 est représentée la superposition des champs moyens calculés dans une coupe verticale passant par le milieu de l'ouverture. Cette comparaison montre que les grandeurs à l'extérieur du compartiment sont assez similaires. On remarque les points principaux suivants :

- Le champ de température à l'intérieur du compartiment profond révèle une zone chaude près de l'ouverture et une zone plus froide dans le fond (figure IV.25(a)), ce qui est cohérent avec le champ de dégagement de chaleur (figure IV.25(d)). Bien que la température soit un peu moins élevée dans le cas du compartiment profond, les températures à l'extérieur sont assez proches dans les deux simulations.

26. Elles sont doublées.

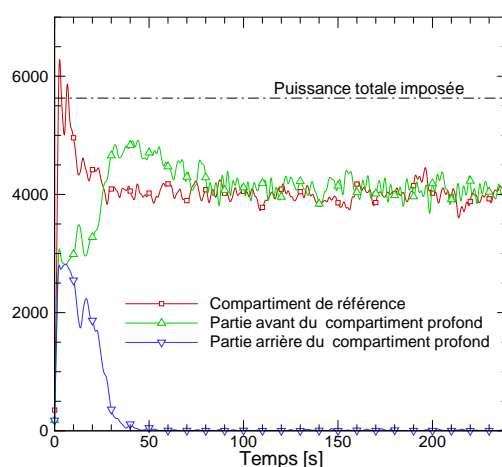


FIG. IV.24 — Répartition de l'énergie dégagée à l'intérieur du compartiment pour les deux simulations. La partie avant du compartiment profond correspond au volume du compartiment de référence. La ligne en pointillés représente la puissance totale correspondant au débit de fuel imposé durant le calcul.

- Un phénomène d'accroissement de la richesse des gaz est visible sur la figure IV.25(c) et l'on remarque que la zone de flammes extérieures est légèrement moins proéminente dans le cas du compartiment profond.
- La figure IV.25(d) montre un dégagement de chaleur extérieur localisé pratiquement dans la même zone pour les deux simulations, c'est-à-dire au niveau de la partie supérieure de l'ouverture.
- L'air extérieur semble pénétrer plus profondément dans le compartiment dans le cas de référence. Ceci peut provenir de l'effet de la paroi du fond du compartiment qui accroît la dépression dans cette zone (figure IV.25(b)).

Cette comparaison montre que la profondeur du compartiment ne joue pratiquement pas sur l'environnement thermique existant à l'extérieur de celui-ci. Il semble que le cas du compartiment cubique conduise à des sollicitations thermiques des éléments de structure extérieurs comparables, voire légèrement supérieures. En d'autres termes, à débit de fuel égal, le compartiment de référence peut être considéré comme raisonnablement représentatif du compartiment profond. Il est ainsi possible d'appliquer à un compartiment profond l'analyse d'un compartiment équivalent de profondeur réduite. Cette démarche est d'autant plus sécuritaire qu'elle revient implicitement à placer la totalité de la charge d'incendie près de l'ouverture considérée, à l'instar de ce qui a été vu à la section IV.4.2.

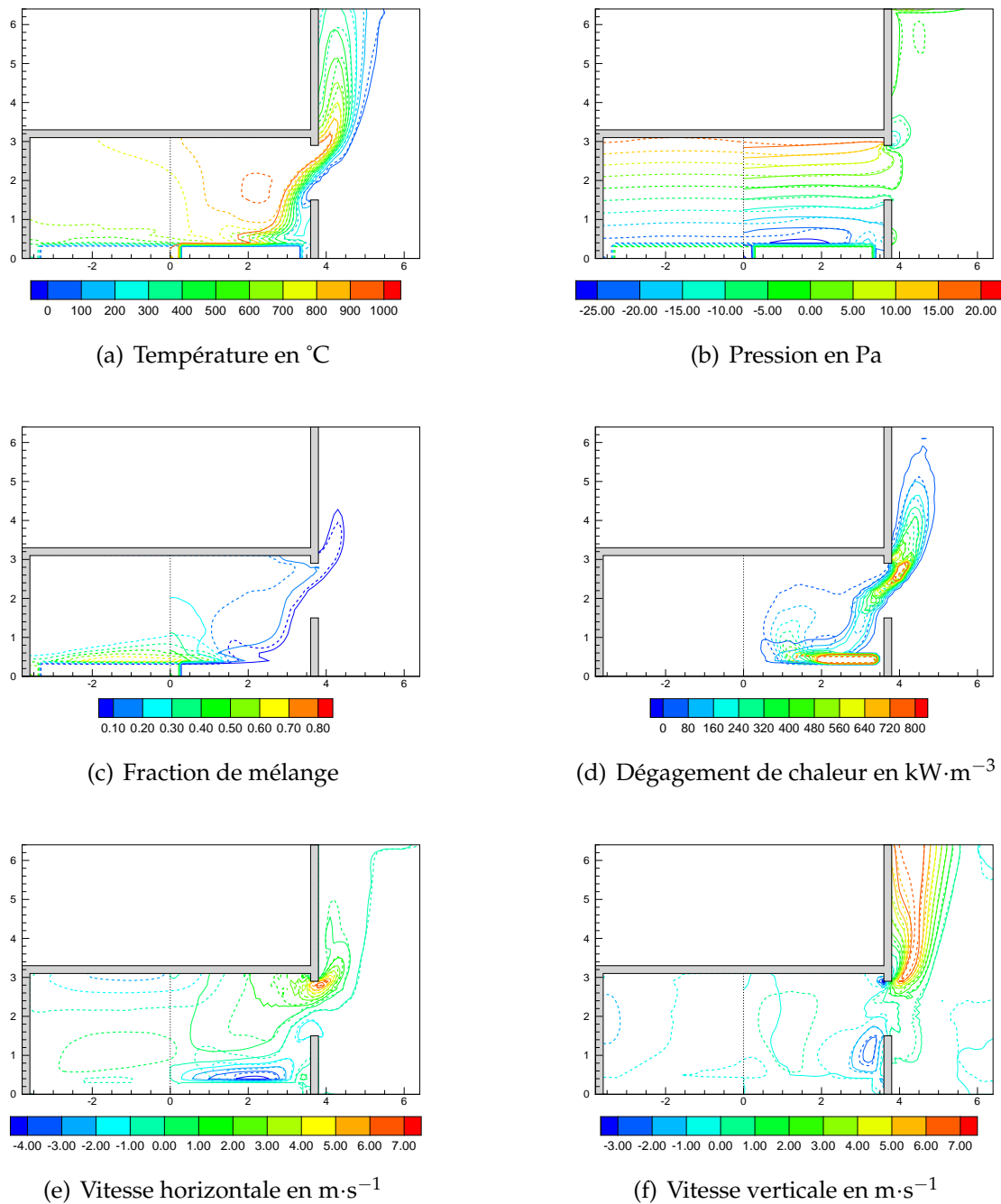


FIG. IV.25 — Influence de la profondeur du compartiment. Les contours en pointillés correspondent au compartiment profond. Le fond du compartiment de référence est matérialisé par la ligne verticale au centre.

IV.5.1.2 Cas d'un compartiment large

On s'intéresse ici au cas d'un compartiment présentant un grand rapport largeur sur profondeur, et possédant une ouverture étroite par rapport à la largeur de la façade. Un feu de puissance constante a été simulé avec une telle configuration afin d'étudier à l'intérieur la localisation des zones de combustion et à l'extérieur la forme des flammes. Le compartiment utilisé mesure 10.8 m de largeur sur 3.6 m de profondeur et 3.1 m de hauteur. Il

correspond en largeur à trois fois le compartiment de référence de la précédente étude et possède la même ouverture. Les résultats obtenus avec cette configuration sont ici comparés avec ceux du compartiment de référence. La puissance du feu est la même pour les deux simulations.

La figure IV.26 montre la répartition des puissances dégagées au sein des compartiments. Sur cette figure, le compartiment large est décomposé en trois zones correspondant au volume du compartiment de référence et aux deux volumes ajoutés de chaque côté. On voit d'abord que la puissance totale libérée dans le grand compartiment est très proche de la puissance libérée dans le compartiment de référence. On remarque également que la puissance libérée dans les volumes latéraux n'est pas négligeable comme c'était le cas dans le fond du compartiment long. Il y a en effet près de 40% de la chaleur qui est libérée dans ces volumes. L'analogie entre le compartiment large et le compartiment de référence est donc moins évidente que dans le cas d'un compartiment long. La différence de surface de parois entre les deux cas simulés ici fait que les pertes thermiques sont 60% plus importantes avec le compartiment large, d'où une diminution notable de la température moyenne des gaz.

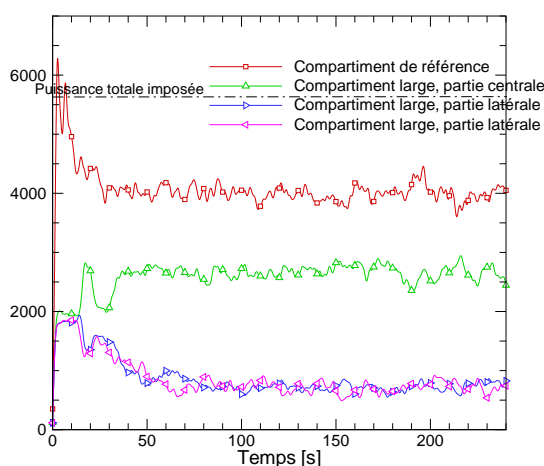


FIG. IV.26 — Répartition de l'énergie dégagée à l'intérieur du compartiment pour les deux simulations, au cours de la simulation. La partie centrale du compartiment profond correspond au volume du compartiment de référence.

L'air entrant ne parvenait pas à atteindre le fond du compartiment long, à cause d'une forte recirculation qui s'y établissait. Dans le compartiment large, il semble que l'air entrant parvienne à atteindre plus facilement les volumes latéraux. Il en résulte un meilleur brassage des gaz dans le compartiment, ce qui est confirmé par la figure IV.27 qui suggère que le champ de température est relativement homogène en partie haute ($z=2.9$ m). On note également que l'air entrant en partie basse de l'ouverture a tendance à s'écouler à l'intérieur le long de la façade pour atteindre les murs latéraux (figure IV.27(d)). Ceci entraîne un dégagement de chaleur non négligeable près du sol dans les coins situés à l'avant du compartiment (figure IV.27(c)). La nature des écoulements conduit également à l'apparition de zones riches en fuel de part et d'autre de l'ouverture, comme le montre la figure IV.27(b). Ainsi, les phénomènes se produisant au sein du compartiment sont véritablement

tridimensionnels, comme l'ont observé expérimentalement Thomas *et al.* [116] avec une configuration de compartiment comparable. La figure IV.27(d) montre aussi que, dans la simulation, les vitesses des écoulements sont très faibles de part et d'autre de l'ouverture près de la source ($z=0.6$ m). Dans la réalité, avec une charge d'incendie composée de bûchers de bois, ces conditions aérauliques ne favoriseraient pas la production d'éléments volatiles en ces endroits.

La figure IV.28 montre les résultats moyens dans une coupe verticale passant par le milieu de l'ouverture. Ils sont superposés aux résultats obtenus avec le compartiment de référence afin d'évaluer l'influence de la largeur du compartiment sur les caractéristiques des flammes extérieures. Le champ de température permet d'observer une légère diminution de la longueur de la flamme qui est principalement due à la différence de température moyenne des gaz contenus dans le compartiment²⁷. Le champ de fraction de mélange (figure IV.28(b)) montre que les gaz sont évidemment plus dilués à l'intérieur du compartiment large. En revanche, à l'extérieur, la composition des effluents redevient rapidement similaire entre les deux simulations au fur et à mesure que les gaz s'élèvent dans le panache. Le dégagement de chaleur est moins étendu à l'ouverture dans le cas du compartiment large (figure IV.28(c)). À cause de la dilution des gaz, il est en même temps non négligeable au niveau du sol, jusqu'au fond du compartiment. La figure IV.28(d) montre les contours de flux radiatif hémisphérique dans la direction perpendiculaire à la façade. Cette représentation met clairement en évidence que le flux radiatif émis est différent entre les deux simulations, principalement parce que la température des gaz est plus élevée avec le compartiment de référence. L'influence du rayonnement issu de l'ouverture du local est également soulignée par cette comparaison.

27. Cet effet est discuté plus loin dans ce manuscrit.

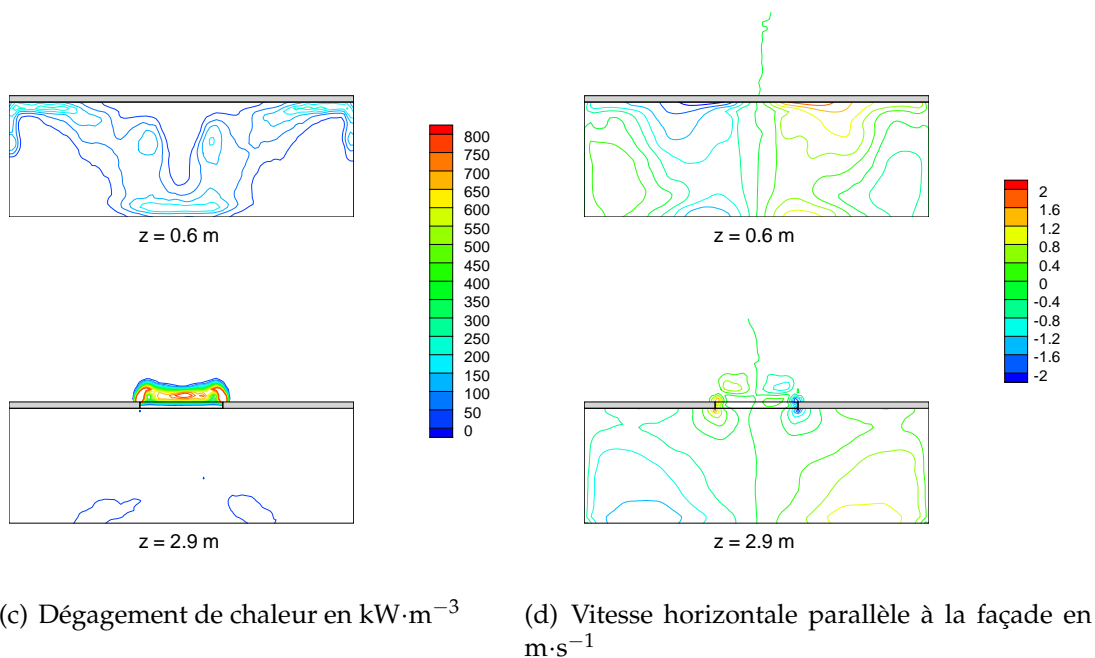
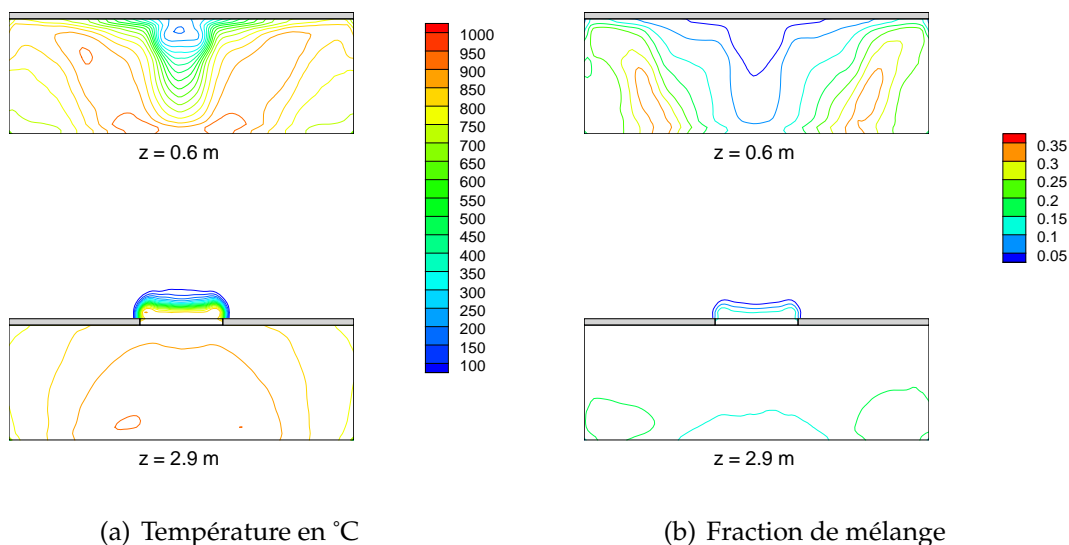


FIG. IV.27 — Résultats moyens dans deux coupes horizontales montrant la répartition de la température, de la fraction de mélange et du dégagement de chaleur dans le compartiment. La première coupe est située près du sol alors que la seconde est située au niveau du bord supérieur de l'ouverture.

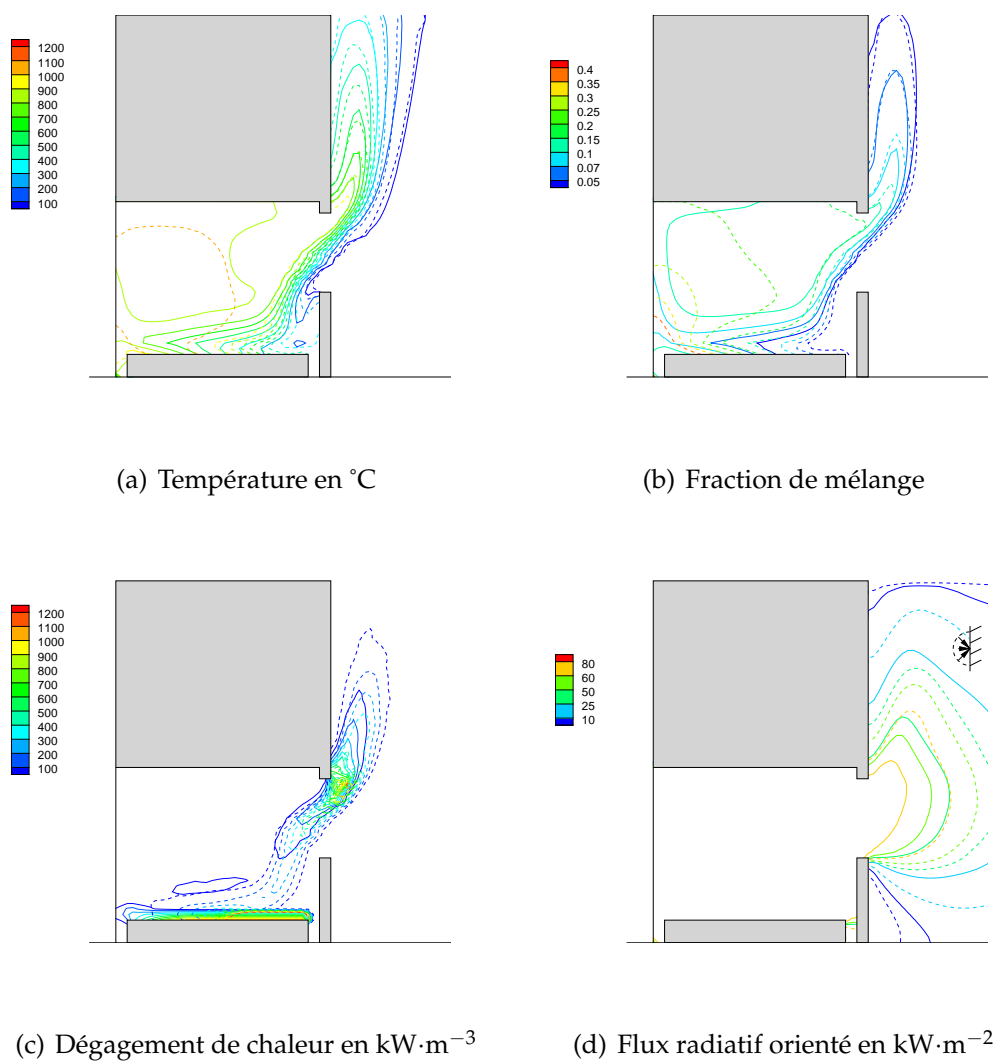


FIG. IV.28 — Influence de la largeur du compartiment. Comparaison des résultats dans une coupe verticale passant par le milieu de l'ouverture. Les contours en pointillés correspondent au compartiment de référence.

IV.5.1.3 Conclusion

La géométrie du compartiment exerce une influence différente selon le rapport largeur sur profondeur de ce dernier. Le compartiment allongé conduit pratiquement aux mêmes flammes extérieures qu'un compartiment équivalent de forme cubique, quel que soit la distribution de la charge d'incendie au niveau du sol. Les écoulements résultant d'un feu dans un compartiment allongé sont tels que la majorité des phénomènes de mélange et de combustion se produisent dans une zone située près de l'ouverture. Ceci n'est plus vrai avec un compartiment élargi. La configuration du compartiment large conduit à des écoulements véritablement tridimensionnels, ce qui entraîne des pertes thermiques plus importantes car la surface d'échange avec les gaz chauds est accrue par rapport au compartiment cubique de référence. Dans tous les cas, les caractéristiques des flammes émanant du compartiment cubique de référence conduisent à majorer les sollicitations vers les éléments de structure extérieurs. Cette observation est importante car elle permet de justifier l'utilisation d'un compartiment équivalent de taille réduite pour l'analyse de locaux de grandes dimensions.

IV.5.2 Influence des pertes thermiques dans les parois

Les simulations numériques exploitées dans cette section emploient des parois à faible capacité calorifique, comme cela est expliqué à la section IV.1.2. Deux valeurs de la conductivité thermique sont utilisées pour étudier l'influence des pertes thermiques dans les parois du compartiment sur les flammes extérieures. Afin de couvrir l'ensemble des valeurs réalistes de pertes thermiques dans les parois, les deux valeurs retenues sont 0.1 et $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. La plus faible est représentative des matériaux isolants tels que les matériaux silico-calcaires. La seconde valeur est de l'ordre de grandeur de la conductivité des matériaux peu isolants comme l'acier par exemple, ce qui permet également de simuler le comportement des parois durant la phase d'échauffement de celles-ci. Les matériaux courants de maçonnerie comme les briques ou le béton possèdent une conductivité intermédiaire, de l'ordre de $1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

Les capacités calorifiques des parois ont été choisies de sorte que les effets d'inertie thermique soient réduits et que l'état stationnaire soit atteint rapidement. La figure IV.29 montre les variations de température dans le plafond en un point situé au centre du compartiment, durant les premiers instants de la simulation. On peut remarquer que le profil de température atteint rapidement un état stationnaire. On note aussi que les gradients de température dans la paroi sont différents entre les deux simulations, ce qui est cohérent avec les valeurs prises par les conductivités thermiques.

IV.5.2.1 Effets au sein du compartiment

Les principaux résultats des simulations numériques sont présentés sur la figure IV.30 en fonction de la richesse globale, ce qui permet de visualiser l'influence de la conductivité thermique des parois pour plusieurs puissances de feu. L'effet de la conductivité thermique se voit nettement sur la valeur des pertes thermiques dans les parois (figure IV.30(a)), ce qui entraîne une différence de température moyenne des gaz importante (figure IV.30(b)). Les parois isolantes conduisent à des pertes thermiques pratiquement indépendantes de la richesse globale, contrairement aux parois possédant une grande conductivité. Les pertes thermiques à travers celles-ci dépendent en effet de l'évolution de la température moyenne

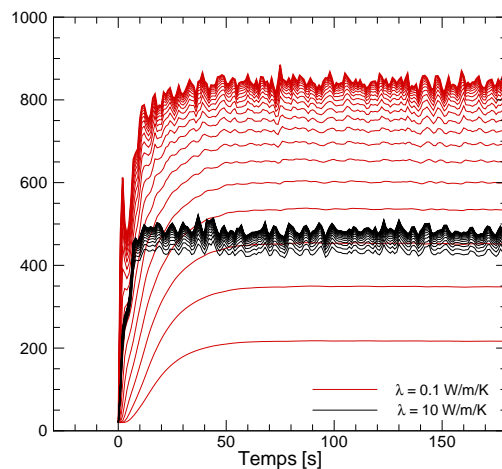
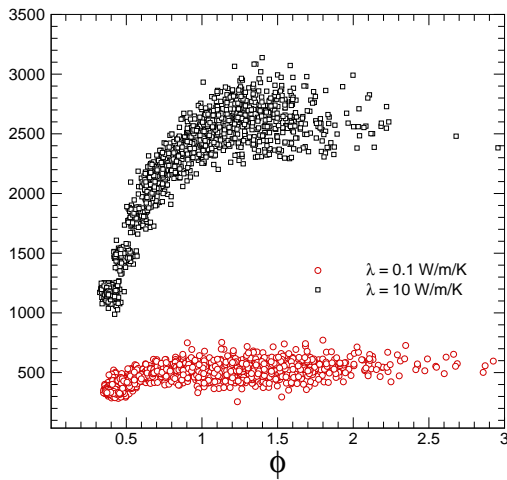
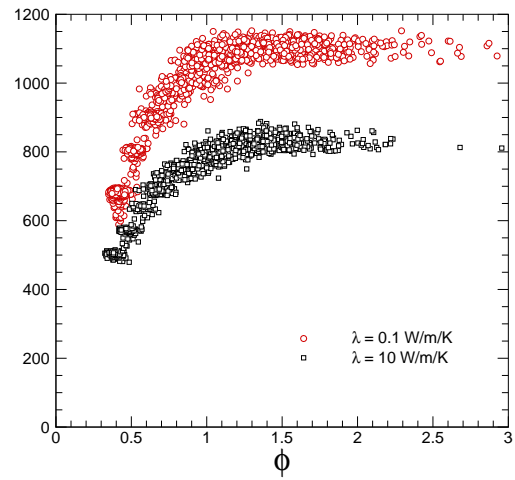


FIG. IV.29 — Évolution en °C de la température dans le plafond au cours du temps. Chaque courbe correspond à la température en un nœud du maillage utilisé pour résoudre l'équation de la chaleur dans les parois. Ce maillage est constitué de 20 nœuds resserrés près de la face exposée au feu. Le transfert thermique dans la paroi est calculé en face de chaque maille de fluide.

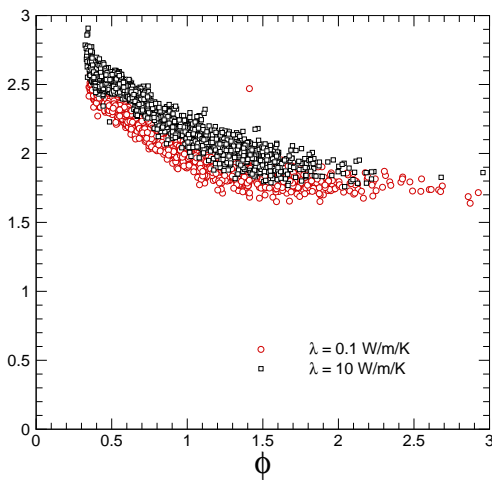
des gaz contenus dans le local. La différence de température entre les deux simulations conduit à une légère différence concernant le débit d'air entrant dans le compartiment (figure IV.30(c)). Ce phénomène est cohérent avec l'expression théorique du débit d'air donnée à la section B.4.2. L'utilisation de parois isolantes entraîne ainsi une augmentation de la température moyenne des gaz qui conduit à une diminution du débit d'air entrant, avec par conséquent une diminution de la puissance calorifique libérée à l'intérieur et un accroissement de la puissance calorifique libérée à l'extérieur du compartiment.



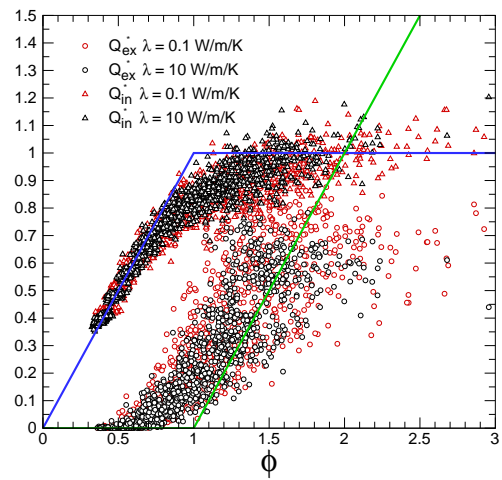
(a) Puissance thermique perdue dans les parois en kW



(b) Température moyenne dans le compartiment en °C



(c) Débit massique d'air entrant en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$



(d) Puissances libérées, adimensionnées par le produit débit d'air entrant par chaleur de combustion de l'air. Les lignes représentent les évolutions théoriques des puissances libérées selon les relations (I.29) et (I.30).

FIG. IV.30 — Évolution de grandeurs caractéristiques en fonction de la richesse globale pour deux types de parois

La figure IV.30(d) montre l'évolution, en fonction de la richesse globale, des puissances adimensionnées par le débit d'air entrant²⁸, évalué en intégrant le champ de vitesse à l'ouverture. Cette représentation met clairement en évidence que les résultats sont indépendants de la conductivité thermique des parois. Ceci signifie que l'augmentation de température entre les deux simulations ne joue que sur le débit d'air entrant, et pas sur d'autres

28. Voir la section I.2.3

phénomènes comme le mélange au sein du compartiment par exemple. On note également que la puissance calorifique libérée à l'extérieur commence à croître à partir d'une valeur de la richesse globale d'environ 0.5.

On peut voir sur la figure IV.30(d) que pour une richesse globale voisine de l'unité, seul 80% de l'air entrant est consommé. Par contre, cette figure montre également que presque la totalité de l'air entrant est consommée lorsque la richesse globale est bien supérieure à l'unité. Ce comportement révèle les limites de l'hypothèse faite dans FDS d'une chimie infiniment rapide ayant lieu quelle que soit la richesse globale. Il semble peu probable en effet dans la réalité que la totalité de l'air entrant puisse être consommée dans un environnement très riche en fuel à l'intérieur du compartiment. Par exemple, selon Yamada et Tanaka [126], pour des feux alimentés en propane, seuls les trois quarts de l'oxygène entrant sont réellement consommés au sein du local.

IV.5.2.2 Effets sur les flammes extérieures

Étant donné que les flammes extérieures sont définies par un critère de température, l'accroissement de la température moyenne des gaz contenus dans le local se répercute sur la longueur des flammes extérieures. En effet, à richesse globale égale, la puissance libérée par la combustion à l'extérieur du compartiment est assez proche pour les deux simulations (figure IV.30(d)). Pourtant, la figure IV.31 met en évidence le fait que les flammes extérieures sont nettement plus longues dans le cas de parois isolantes.

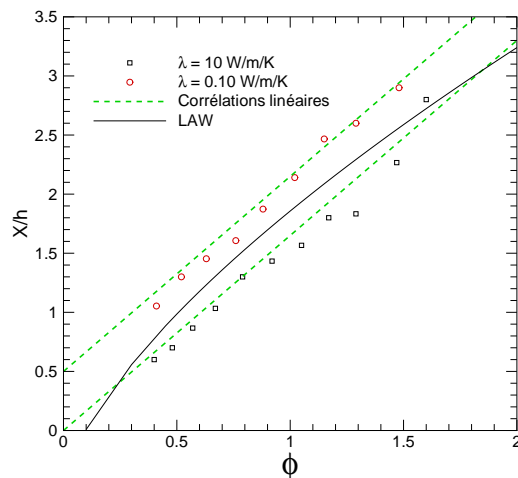


FIG. IV.31 — Évolution de la longueur des flammes adimensionnée pour deux types de parois. Les lignes en pointillés représentent des corrélations linéaires reliant la longueur à la richesse globale.

La figure IV.31 montre que l'on retrouve sensiblement la même variation de la longueur de flamme en fonction de la richesse globale que celle qui a déjà été établie à la section IV.4.1.2. Les corrélations représentées en pointillés sur la figure IV.31 possèdent effectivement la même pente que la corrélation de la figure IV.16. Par ailleurs, l'effet de l'échauffement des gaz contenus dans le local se traduit par un allongement des flammes, ce qui revient donc à translater la courbe donnant la longueur des flammes en fonction de la richesse globale. La longueur des flammes fournie par la méthode de Law et O'Brien est

également représentée sur la figure IV.31. On remarque que les valeurs correspondantes sont comparables aux résultats des simulations mais elles semblent sous-estimées dans le cas de parois isolantes.

IV.5.2.3 Conclusion

Les pertes thermiques dans les parois exercent une influence importante sur la température moyenne des gaz contenus dans le local. Les flammes extérieures étant définies par un critère de température, leur longueur varie significativement en fonction de ces pertes thermiques. Dans le cadre de la mise en œuvre d'un modèle simplifié, il est suggéré ici d'utiliser la température moyenne des gaz contenus dans le local afin de prendre en compte l'effet des pertes thermiques à travers les parois. Ceci peut être réalisé par un modèle de zone par exemple. Ainsi, la démarche proposée revient à estimer la température moyenne des gaz contenus dans le local en tenant compte des propriétés thermiques des parois, puis appliquer une correction à la longueur des flammes en fonction de cette grandeur. Une corrélation est donnée par la relation (V.2) au chapitre suivant.

IV.6 Influence de la présence d'obstacles extérieurs

IV.6.1 Influence du prolongement de la façade

Le prolongement de la façade au-dessus de l'ouverture d'où sortent les flammes exerce une influence significative sur la forme de celles-ci. Comme cela a été évoqué au premier chapitre, la présence du mur de façade au-dessus de l'ouverture restreint l'entraînement d'air dans les flammes extérieures, puisque seul le côté des flammes qui n'est pas en contact avec le mur est facilement alimenté en air (figure IV.32). Par ailleurs, l'écoulement ascendant de gaz chauds le long du mur a pour effet de générer une dépression qui ramène les flammes vers la façade. Ainsi, la détermination de la forme des flammes est différente selon l'existence d'un prolongement de la façade. La méthode de Law et O'Brien fait l'hypothèse que la seule caractéristique affectée par la présence éventuelle d'un prolongement de la façade est la distance entre l'axe de la flamme idéalisée et la façade, les autres paramètres demeurant inchangés.

Afin de vérifier numériquement l'effet de la présence d'une façade au-dessus de l'ouverture d'un compartiment en feu, les quatre configurations d'ouverture déjà utilisées pour l'étude de la section IV.3.1.2 ont été reprises, mais en y retirant la façade. La figure IV.32 montre les formes de flammes obtenues dans une coupe passant par le milieu de l'ouverture. On y remarque que l'influence de la géométrie de l'ouverture sur la localisation des flammes extérieures est moins importante lorsqu'il n'existe pas de prolongement de la façade. On voit également que pour le cas 2, qui correspond à une ouverture très allongée, la forme de la flamme est pratiquement inchangée qu'il existe un prolongement de la façade ou non.

La figure IV.33 donne l'évolution de la hauteur des flammes extérieures en fonction de la largeur de l'ouverture. Il a été vu à la section IV.3.1.2 qu'en cas de prolongement de la façade au-dessus de l'ouverture, la décroissance de la hauteur des flammes avec la largeur de l'ouverture est peu marquée. La décroissance de cette grandeur avec la largeur de l'ouverture

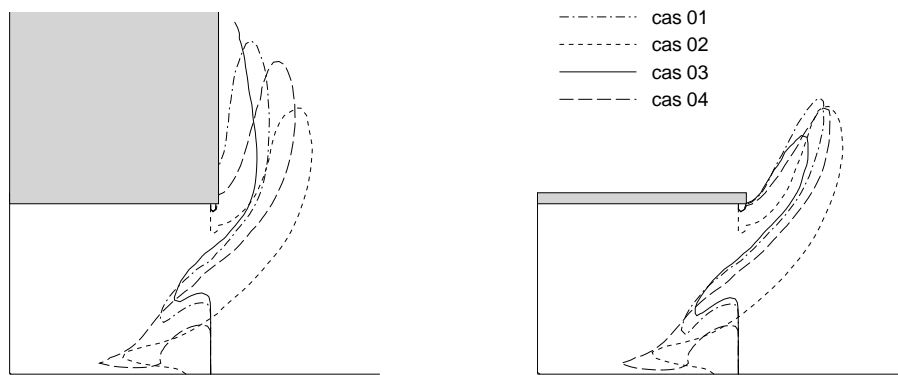


FIG. IV.32 — Contours de température égale à 500 °C dans une coupe verticale passant par le milieu du compartiment avec et sans prolongement de la façade au-dessus de l'ouverture

est cette fois plus nette en l'absence de prolongement de la façade au-dessus de l'ouverture. La corrélation de Law surestime la hauteur par rapport aux résultats numériques, mais elle prédit une décroissance, ce qui est cohérent avec les résultats des simulations.

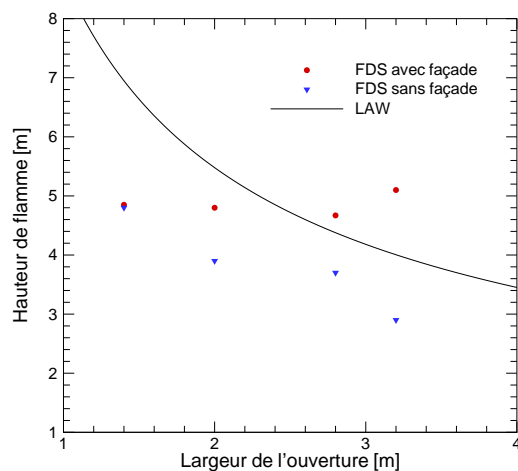


FIG. IV.33 — Effet de la géométrie de l'ouverture sur la hauteur des flammes extérieures avec et sans prolongement de la façade

La méthode de Law et O'Brien relie la profondeur des flammes à leur hauteur selon la corrélation

$$x + \frac{h}{3} = 0.6h \left(\frac{z}{h} \right)^{1/3} + \frac{h}{3}. \quad (\text{IV.9})$$

Cette relation utilise la hauteur de flamme z , ce qui fait que l'incertitude sur cette grandeur soit répercutée sur le calcul de la profondeur des flammes. Á l'issue des simulations

numériques, il apparaît que la profondeur des flammes est légèrement supérieure en l'absence de prolongement de la façade, notamment pour le cas 3 qui correspond à une ouverture très large (voir tableau IV.1).

IV.6.2 Influence de la présence d'un balcon

La présence d'un obstacle horizontal au niveau de la façade exerce naturellement une influence significative sur la forme des flammes émergeant d'un compartiment en feu. L'utilisation de balcons est une solution efficace pour réduire les risques de propagation du feu par la façade [17, 13]. Dans ce qui suit, il est supposé que le balcon est résistant au feu et s'étend horizontalement sur toute la largeur de la façade, de sorte qu'il n'y ait de pas de passage des flammes de part et d'autre de celui-ci.

Suzuki *et al.* [112] ont réalisé une série d'expériences destinées à étudier principalement l'effet de la longueur d'un balcon dans une configuration représentative d'une façade d'immeuble de grande hauteur. Pour cela, ils ont utilisé une maquette à l'échelle 1/7 munie d'un brûleur alimenté en propane. Des thermocouples ont été placés à l'extérieur du compartiment en feu afin de déterminer le champ de température existant en façade du bâtiment. Les flammes ont été filmées et leurs formes ont pu être évaluées, ce qui a révélé une certaine cohérence entre les images et le champ de température. Le code FDS a été récemment utilisé par Mammoser et Battaglia [69] pour simuler numériquement les essais de Suzuki *et al.* et étudier l'influence de la longueur et de la géométrie du balcon sur l'échauffement de la façade. Ces auteurs ont montré que les résultats obtenus avec le code FDS sont en bon accord avec les mesures de Suzuki *et al.*.

La méthode de Law et O'Brien considère que dans le cas où il existe un obstacle tel qu'un balcon au-dessus de l'ouverture considérée, la flamme contourne l'obstacle en faisant des déviations à 45°, tout en conservant sa longueur totale (voir l'annexe C). Afin de vérifier cette hypothèse, une étude numérique de l'effet de la présence d'un balcon horizontal de forme parallélépipédique a été réalisée. Le but de cette étude est de disposer de résultats qualitatifs permettant de juger de la pertinence de l'approche qui vient d'être évoquée. Le local utilisé est celui du cas de référence d'un feu généralisé avec sortie de flammes (section III.4). Les propriétés thermiques des parois ont été modifiées, et un solide situé 20 cm au-dessus du bord de l'ouverture et mesurant 20 cm d'épaisseur matérialise la présence d'un balcon. Quatre simulations numériques correspondant à des longueurs de balcon de 0.0 m, 0.4 m, 0.6 m et 1.0 m sont ici comparées. Les résultats présentés correspondent à un état stationnaire pour une puissance du feu donnée.

Les simulations montrent que la présence d'un balcon exerce une influence assez faible sur les phénomènes se déroulant à l'intérieur du local. La quantité d'énergie libérée par la combustion à l'intérieur du compartiment est sensiblement la même dans les quatre cas. Comme l'ont observé Suzuki *et al.*, la température moyenne dans le local est légèrement plus importante en présence d'un balcon, ceci étant dû au fait que le flux radiatif provenant des flammes extérieures y est plus important. L'augmentation de la température en présence d'un balcon entraîne que le débit d'air entrant est légèrement plus faible. Le débit d'air entrant semble également restreint à cause de la perturbation par le balcon de l'écoulement de gaz chauds sortant du local. Cette diminution se répercute directement sur la valeur de la richesse globale, étant donné que le débit de fuel est identique pour chaque

simulation. Ainsi, la richesse globale passe d'environ 1.4 en l'absence de balcon à environ 1.6 avec le balcon le plus long.

Les champs de température moyenne sont donnés par la figure IV.34. Cette représentation met clairement en évidence l'influence du balcon sur la forme des flammes extérieures. L'ouverture du compartiment étant relativement large, en l'absence de balcon la zone de flammes extérieures est assez haute car elle est située près de la paroi, comme cela a été montré plus haut. Avec un balcon de 0.4 m, la hauteur de la flamme est considérablement réduite car l'entraînement d'air est amélioré du côté de la façade. La hauteur de la flamme mais aussi sa longueur diminuent avec la longueur du balcon²⁹, ce qui est cohérent avec les observations de Suzuki *et al.* qui ont également noté que la projection horizontale de la flamme à partir de l'extrémité du balcon est indépendante de la longueur de celui-ci. Cette considération semble être assez bien retrouvée dans les résultats numériques. On remarque en effet que la profondeur des flammes est sensiblement la même pour les quatre simulations, à condition de la mesurer à partir de l'extrémité du balcon lorsqu'il existe, et non pas à partir de la façade. Un point supplémentaire important est que, même avec un balcon peu allongé, la flamme ne revient pas vers la façade comme le suppose la méthode de Law et O'Brien.

La figure IV.35 montre l'évolution de la température le long de l'axe des flammes extérieures. On note qu'à partir de l'extrémité du balcon, les températures décroissent d'autant plus rapidement que le balcon est allongé, comme l'ont observé Suzuki *et al.*. Les allures des courbes pour les cas des balcons mesurant de 0.4 à 1.0 m sont similaires et correspondent à une configuration de flammes extérieures bien ventilées, par comparaison à la courbe du cas sans balcon où les flammes sont situées contre la façade.

Une caractérisation détaillée de l'interaction des flammes extérieures avec un balcon sort du cadre de la présente étude. On peut toutefois retenir que la présence d'un tel obstacle réduit significativement la hauteur des flammes en modifiant leur forme. À l'extrémité du balcon, celles-ci prennent l'allure des flammes extérieures bien ventilées, sans revenir en arrière comme le suggère la méthode de Law et O'Brien.

29. On peut expliquer cette tendance par un effet de « puit thermique » du balcon. La figure IV.35 montre en effet que la température des gaz à la sortie du compartiment est d'autant plus faible que la longueur du balcon est grande.

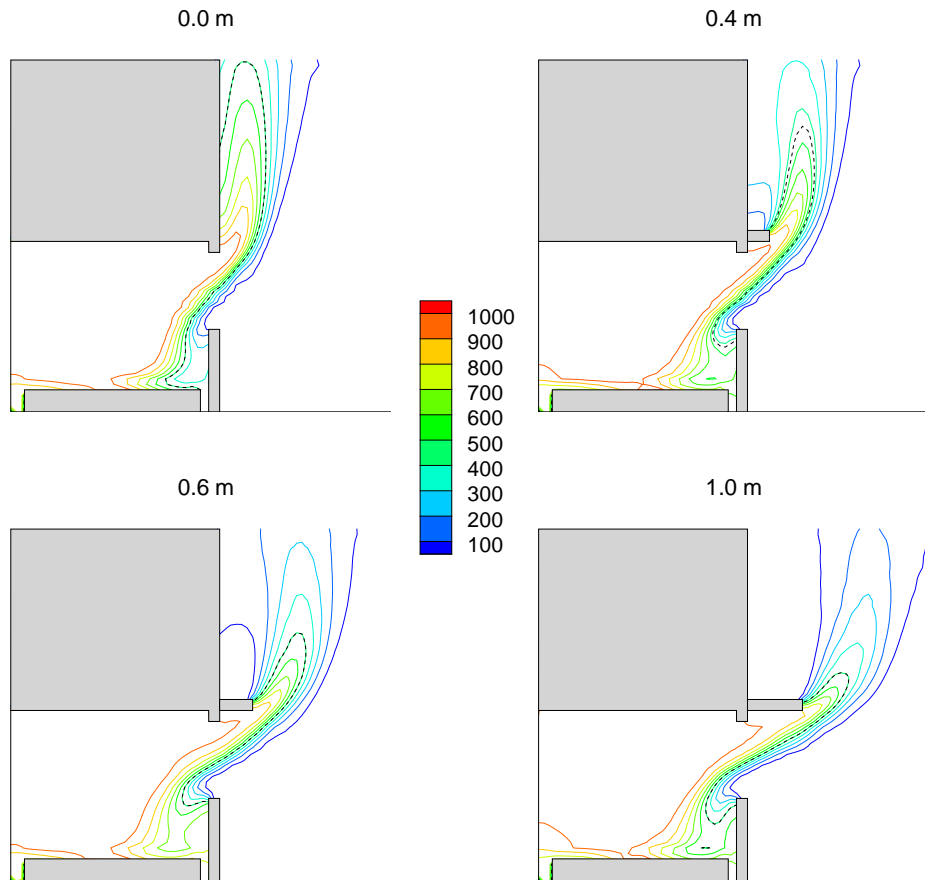


FIG. IV.34 — Champ de température moyenne en °C dans une coupe verticale passant par le milieu de l'ouverture. La ligne en pointillés représente l'isotherme correspondant à 500 °C.

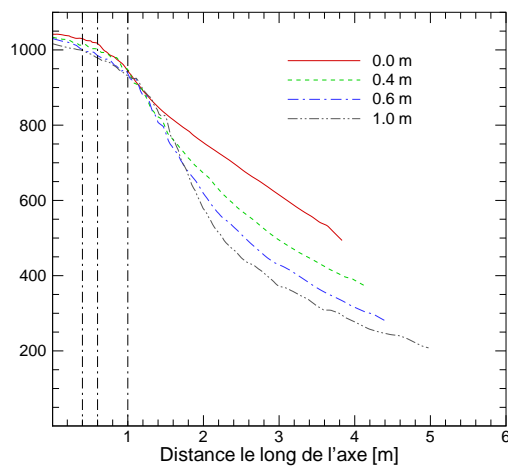


FIG. IV.35 — Température le long de l'axe de la flamme en °C. Les lignes verticales en pointillés indique la position de l'extrémité des balcons, en supposant que l'axe de la flamme est approximativement horizontal sous les balcons.

IV.7 Influence des conditions de ventilation

IV.7.1 Cas de ventilation forcée

IV.7.1.1 Définition

La méthode de Law et O'Brien fait la distinction entre la situation où les écoulements sont régis par le feu et celle où il existe un apport d'air supplémentaire indépendant du feu, de type « courant d'air » à travers la pièce. Il est ainsi considéré que la situation de courant d'air est rencontrée dès lors que l'on trouve, pour un même compartiment, des ouvertures situées sur des murs se faisant face. Cette hypothèse repose sur l'idée qu'il existe généralement une différence de pression due aux conditions extérieures³⁰, suffisante pour créer ce courant d'air au sein du compartiment. Dans un tel cas de figure, de nouvelles corrélations régissent la puissance du feu, les propriétés des flammes ou encore la température au sein du local³¹.

Durant la phase de sortie de flammes d'un compartiment ne disposant que d'une seule ouverture, le plan neutre passe nécessairement à l'état stationnaire par cette ouverture, étant donné qu'il y a simultanément de l'air qui entre dans le local et des gaz chauds qui s'en échappent. Ce n'est plus forcément le cas lorsqu'il existe un apport d'air supplémentaire provenant soit d'une autre ouverture, soit d'un système de soufflage. Lorsque le plan neutre est localisé en dessous du bord inférieur d'une ouverture, la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur du local est telle que les gaz sortent sur toute la hauteur de cette ouverture. Cette situation est ici appelée « cas de ventilation forcée » *pour l'ouverture considérée*. Cette définition est différente de celle du courant d'air dans la méthode de Law et O'Brien car elle s'applique également à la situation d'ouvertures disjointes localisées sur une même façade³², ou encore au cas d'un système de soufflage par exemple.

IV.7.1.2 Caractéristiques des flammes extérieures en ventilation forcée

La projection horizontale des flammes extérieures est généralement plus importante en cas de ventilation forcée [65]. Il a été vu à la section IV.6.1 de ce manuscrit que lorsque la façade se prolonge au-dessus de l'ouverture, les flammes ont tendance à venir se rapprocher de celle-ci. En cas de ventilation forcée, même s'il existe un prolongement de la façade au-dessus de l'ouverture du compartiment en feu, les flammes extérieures peuvent s'étendre horizontalement sans se « recoller » à la façade.

Bechtold [10] a remarqué lors d'essais expérimentaux que la projection horizontale des flammes extérieures est proportionnelle à la vitesse d'éjection des gaz à l'ouverture, lorsqu'il existe un prolongement de la façade au-dessus de l'ouverture. Cette corrélation a également été vérifiée avec les résultats de la section IV.3 de ce manuscrit. Par ailleurs, les simulations de la section IV.4.1 ont montré que pour une vitesse de sortie des gaz à l'ouverture pratiquement constante, la projection horizontale des flammes extérieures est effectivement invariante.

Dans la méthode de Law et O'Brien, il est fait l'hypothèse que la hauteur des flammes décroît avec la vitesse de l'écoulement forcé. En combinant les relations (C.16) et (C.17)

30. Principalement sous l'effet du vent.

31. Il est notamment supposé que dans ce cas le feu n'est jamais contrôlé par la ventilation.

32. Voir la section IV.3.2.2.

donnant la hauteur et la projection horizontale des flammes, on aboutit à la conclusion que la projection horizontale des flammes est pratiquement indépendante de l'intensité de l'écoulement forcé. Cette tendance paraît incohérente avec les observations de Bechtold et les résultats des simulations numériques réalisées au cours de cette thèse (sections IV.3 et IV.4.1). De plus, la définition de l'écoulement forcé est assez floue, ce qui rend les corrélations correspondantes délicates à mettre en œuvre.

IV.7.1.3 Étude numérique de l'effet d'un apport d'air plus ou moins forcé dans le compartiment

Pour étudier l'influence d'un soufflage à l'arrière d'un compartiment sur les caractéristiques des flammes extérieures, une simulation numérique a été mise en œuvre dans le cas d'un compartiment 3.6 m sur 3.6 m sur 3.1 m de haut et muni d'une ouverture de 2.6 m sur 1.5 m de hauteur. Au fond du compartiment se trouve une surface de 0.8 m de large sur 1.9 m de haut, représentative d'une porte. Deux types de simulations sont réalisées : soit la vitesse normale à cette surface est imposée³³, soit cette surface correspond à la condition « ouvert vers l'extérieur ».

La figure IV.36 montre les résultats obtenus pour deux types de ventilation forcée qui correspondent au cas de la porte ouverte, et au cas où la vitesse normale à la porte est imposée et vaut $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans le cas de la porte ouverte, on remarque une entrée d'air sur presque toute la hauteur de la porte, avec pratiquement aucune sortie de gaz chauds à cet endroit. Au niveau de l'ouverture, on observe la situation inverse : l'entrée d'air est pratiquement nulle car le plan neutre passe légèrement au-dessous du bord inférieur de celle-ci.

On peut remarquer que la longueur des flammes extérieures reste proportionnelle à la richesse globale³⁴ comme cela a été vu plus haut. Cependant, on note que dans le cas du soufflage à $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, la longueur des flammes est bien supérieure à celle du cas de la porte ouverte. Il semble que ceci provienne essentiellement de la différence de quantité de chaleur convectée à l'extérieur du compartiment. En effet, les calculs ont montré que cette quantité est deux fois plus importante dans le cas du soufflage imposé. La différence de vitesse d'éjection des flammes fait que celles-ci voient leur axe s'éloigner de la façade. En même temps, l'augmentation de la quantité de chaleur convectée à l'extérieur du local conduit à un accroissement de la projection horizontale des flammes extérieures. Ces flammes occupent donc un volume plus important et sont situées plus loin de la façade. Cette tendance est schématisée par la figure IV.37.

Pour maintenir constante une certaine valeur de la richesse globale, il faut que le débit de fuel soit proportionnel au débit d'air entrant. Ainsi, pour une richesse globale donnée, un feu en condition de ventilation forcée sera plus puissant que le même feu en condition de ventilation naturelle. En pratique, lorsque l'apport d'air devient trop important, le feu est contrôlé par le combustible et non plus par la ventilation. Il devient alors impossible d'atteindre des valeurs élevées de la richesse globale.

D'autre part, il a bien été observé que la position du plan neutre est de moins en moins élevée avec l'accroissement de la vitesse de soufflage, ce qui entraîne bien une augmenta-

33. Plusieurs vitesses de soufflage ont été utilisées mais seule la valeur de $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est évoquée ici.

34. Cette dernière étant bien sûr calculée en tenant compte du débit d'air passant par la porte au fond du local.

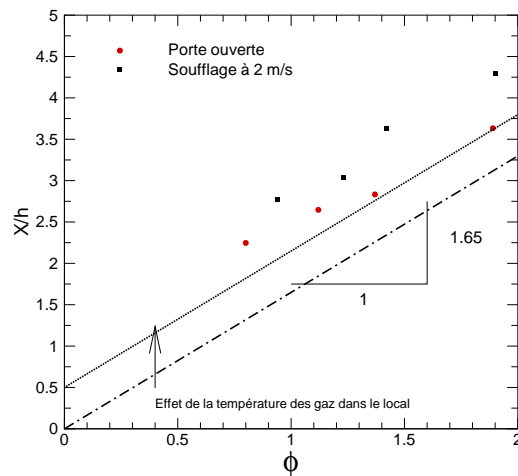


FIG. IV.36 — Longueur adimensionnée des flammes extérieures, en fonction de la richesse globale, pour deux types de ventilation forcée. L'effet de la température des gaz contenus dans le compartiment conduit à translater la ligne en pointillés représentant la corrélation linéaire (voir la figure IV.31).

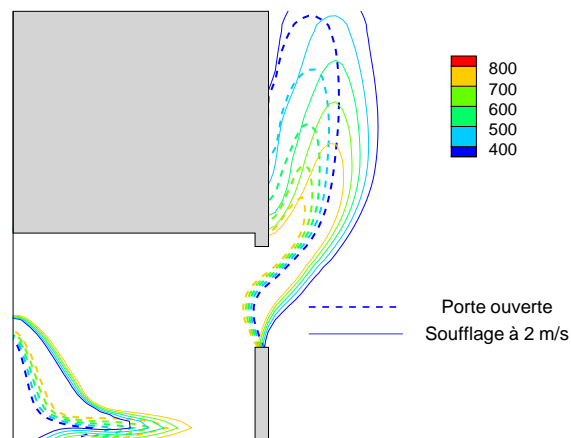


FIG. IV.37 — Vue en coupe de contours du champ de température en °C pour les deux cas de ventilation forcée étudiés

tion du débit de gaz sortant.

IV.7.1.4 Conclusion

Une étude détaillée des caractéristiques des flammes en condition ventilation forcée sort du cadre du présent travail. Toutefois, il apparaît que la projection horizontale des flammes extérieures³⁵ augmente significativement en situation de ventilation forcée. En effet, cette dimension semble être proportionnelle la vitesse d'éjection des gaz chauds à travers l'ouverture du compartiment. Il peut alors être intéressant d'utiliser les corrélations donnant la projection horizontale des flammes en ventilation naturelle, puis de « corriger » cette valeur en ajoutant la contribution de la vitesse de sortie des gaz à l'ouverture. Cette approche devrait permettre de prendre en compte plusieurs conditions de ventilation³⁶ pour l'ouverture considérée. Dans ce cas, une estimation assez précise de la position du plan neutre est requise pour évaluer les débits à travers les ouvertures du local.

Pour une richesse globale donnée, il a aussi été vu que la longueur des flammes extérieures est plus importante en cas de ventilation forcée, car la puissance calorifique libérée par le feu est plus grande. Il convient cependant de s'assurer que le feu reste bien contrôlé par la ventilation pour atteindre des valeurs élevées de la richesse globale, malgré un apport d'air important.

IV.7.2 Influence d'un vent extérieur

La majorité des bâtiments sont soumis à des vitesses de vent non nulles en conditions normales d'exploitation. Le vent induit autour d'un bâtiment des vitesses d'écoulement de direction et d'intensité fluctuantes, que l'on ne peut décrire que de manière probabiliste. L'interaction des écoulements avec la rugosité du sol modifie le champ de vitesse près du sol en réduisant son intensité. À l'opposé, les ouvertures situées en partie haute des grands bâtiments sont susceptibles d'être soumises à des vents plus importants.

L'effet du vent sur une flamme libre devient significatif dès que la vitesse du vent est de l'ordre de 10% de la vitesse ascensionnelle maximale du panache [41]. La flamme est alors déviée et étirée par l'écoulement externe. De la même façon, le vent exerce une influence sur les flammes extérieures en modifiant leur forme. À ceci s'ajoute un effet sur les écoulements existant au niveau de l'ouverture du compartiment, ce qui peut influencer les réactions de combustion au sein de celui-ci.

Naruse et Hasemi [81] ont étudié l'influence du vent sur des feux de bûchers situés en extérieur et dans des compartiments. Ils ont observé que le taux de pyrolyse est globalement proportionnel à la vitesse du vent dans les deux cas. Il semble que leurs cas de feux de compartiment correspondent à une configuration de ventilation forcée.

Hayashi *et al.* [39] ont employé un brûleur alimenté en propane ainsi que du bois pour réaliser un feu de compartiment destiné à étudier les conditions de propagation du feu par l'extérieur des bâtiments. Ils ont étudié la déviation des flammes sous l'effet du vent dans le but de modéliser des phénomènes de propagation du feu à l'échelle d'une ville. Le compartiment utilisé comporte deux ouvertures se faisant face et le vent traverse le compartiment par ces ouvertures. Ces auteurs ont proposé une correction de la formule de Yokoi donnant l'évolution de la température le long de l'axe des flammes et ont remarqué que la longueur

35. Cette grandeur correspond à la dimension notée $x+h/3$ sur la figure IV.3.

36. C'est à dire plusieurs positions du plan neutre.

totale des flammes ne dépend pratiquement pas de la vitesse du vent.

Sugawa *et al.* [111, 110] ont étudié les flammes extérieures provenant d'un feu de compartiment à échelle réduite pour un vent venant de face ou de côté. Ils ont utilisé un brûleur alimenté en propane permettant d'imposer différents débits de fuel et les vitesses des écoulements et les températures à l'extérieur du compartiment ont été relevées. Ces auteurs se sont également appuyés sur les corrélations de Yokoi afin d'y apporter des corrections en cas de présence de vent extérieur. Pour un vent venant de face, ils ont observé un recollement important des flammes vers la façade.

IV.7.2.1 Étude expérimentale

Présentation

Une série d'essais expérimentaux a été réalisée dans le cadre du projet de recherche européen dans lequel s'inscrit cette thèse. Cette campagne concerne l'étude de l'effet du vent sur la sortie de flammes d'un local en feu et sur l'échauffement d'éléments de structures extérieurs protégés ou non. Les essais emploient un four en béton cellulaire construit sous une hotte calorimétrique dans lequel est placée une charge de bois classique. L'annexe D détaille le principe de la mesure de la puissance dégagée par le feu mis en œuvre pour ces essais. Le système de soufflage utilisé pour simuler l'effet du vent est constitué d'un ventilateur prolongé par une conduite débouchant dans une chambre de tranquillisation. Une vue d'ensemble du dispositif utilisé est donnée par les figures IV.38 et IV.39. Les vitesses de l'écoulement amont et à l'ouverture sont mesurées à l'aide de sondes bidirectionnelles basées sur le dispositif proposé par Mc Caffrey et Heskestad [72].

Le four, de dimensions au sol 5.40 m × 2.40 m, est construit autour d'une sole de pesage destinée à relever la perte de masse de la charge d'incendie au cours du temps. Le compartiment présente une hauteur de 2.50 m. Il comporte une ouverture décentrée en façade dont les dimensions ont été modifiées au cours des différents essais. Afin de matérialiser la présence d'un étage supérieur et en même temps pour constituer l'un des murs de guidage de la veine d'écoulement simulant le vent, la façade du four est prolongée en hauteur au-delà du plafond.

Un poteau est placé au centre du compartiment. D'autres éléments métalliques sont situés à l'extérieur du four comme indiqué sur la figure IV.39 afin d'être soumis aux sollicitations thermiques résultant des flammes extérieures. Les températures de ces éléments sont relevées en diverses sections. Certains éléments sont protégés par l'application d'une peinture intumescente. Par ailleurs, des thermocouples d'ambiance sont placés en différents endroits à l'intérieur comme à l'extérieur du compartiment afin de mesurer le champ de température.

Les caractéristiques principales des 6 essais réalisés sont résumées dans le tableau IV.2.

La chronologie de ces essais est la suivante :

1. Essai d'orientation destiné à la vérification du dispositif expérimental.
2. Second essai d'orientation utilisant une charge d'incendie différente.
3. Essai de référence dans la configuration complète pour le soufflage, c'est-à-dire avec les poteaux et les poutres montés. Le mur de guidage est déjà présent même si le soufflage n'est pas utilisé.

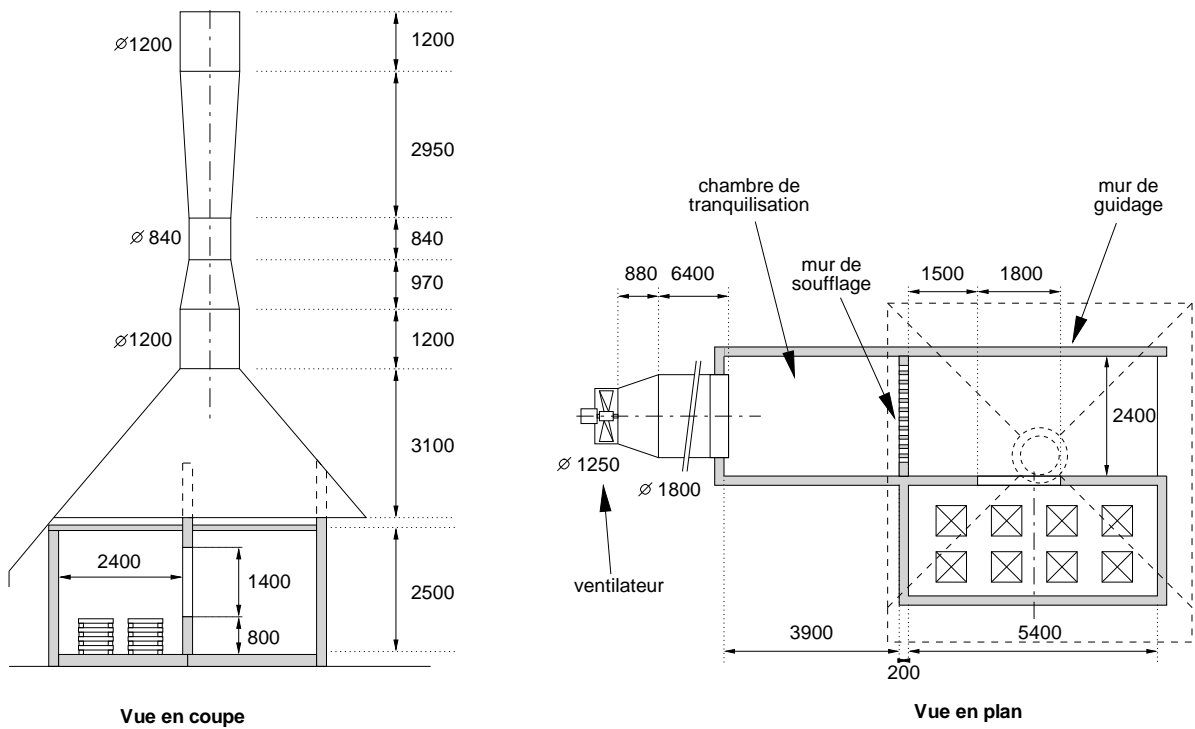


FIG. IV.38 — Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet du vent : hotte calorimétrique et système de soufflage. Les dimensions de l'ouverture sont celles des essais 1 à 4.

4. Essai avec soufflage à environ $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La qualité de la génération de l'écoulement ne permet pas d'observer d'effet significatif du soufflage sur l'orientation des flammes extérieures.
5. Essai avec soufflage à environ $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, dans une nouvelle configuration de soufflage et en utilisant une ouverture située en partie basse de la façade.
6. Essai avec soufflage à environ $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, basé sur la même configuration que l'essai précédent mais en réduisant le nombre d'éléments utilisés.



(a) Hotte dépourvue du dispositif de soufflage (essai 2)



(b) Hotte munie du dispositif de soufflage mis en place pour les essais 3 à 6



(c) Système de soufflage par ventilateur hélicoïde



(d) Positions des poteaux et poutres pour les essais 3 à 5. Le poteau P6 est au centre du four.



(e) Vue rapprochée de la façade du compartiment (essais 3 et 4)



(f) Vue rapprochée de la façade du compartiment (essais 5 et 6)

FIG. IV.40 — Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet du vent

Résultats expérimentaux

Perte de masse et calorimétrie

La figure IV.41(a) montre l'évolution de la perte de masse de la charge d'incendie pour tous les essais. Les mesures de perte de masse fluctuent anormalement dans certains essais, sans doute à cause d'un problème de dilatation de l'armature de la sole de pesage. La mesure de la puissance par calorimétrie n'est pas présentée pour les essais 5 et 6 car la totalité des effluents du feu n'a pas été captée. Par comparaison à la perte de masse, les valeurs de puissance calorifique mesurées par concentration en oxygène conduisent à une chaleur de combustion du bois relativement faible, de l'ordre de $10 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

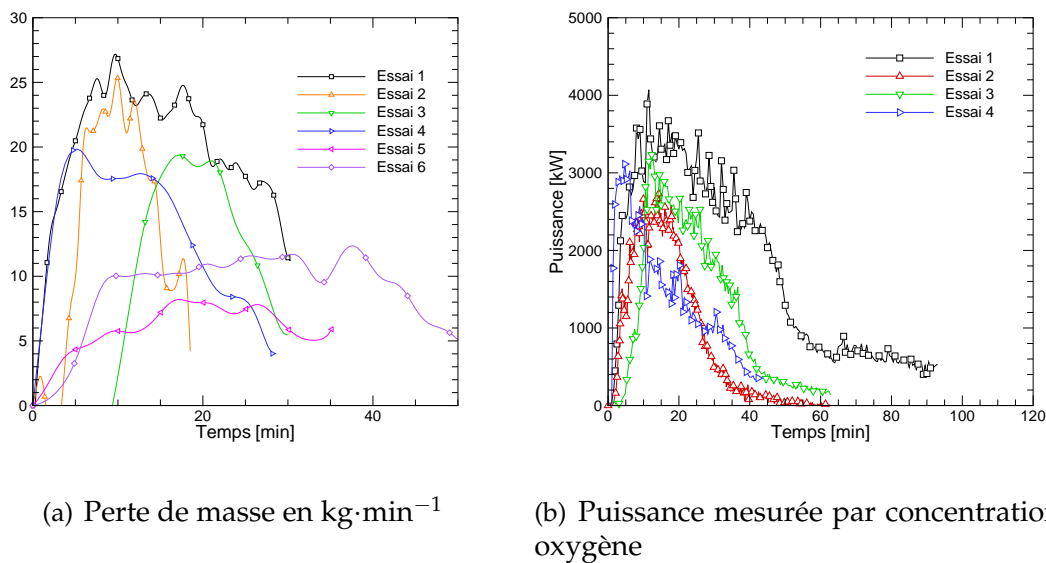


FIG. IV.41 — Perte de masse et puissance du feu pour les différents essais

La figure IV.41(a) montre que la perte de masse maximale est comparable pour les essais 1 et 2, ainsi que pour les essais 3 et 4 mais avec une valeur plus faible, alors que les essais 5 et 6 atteignent des pertes de masse bien plus faibles. Il faut bien noter que l'ouverture est plus petite pour les essais 5 et 6. En tenant compte du facteur d'ouverture $A_w \sqrt{h}$, il est possible de corriger les valeurs expérimentales pour les rendre comparables et mieux voir l'effet du vent latéral sur la puissance du feu. D'après les dimensions des ouvertures données dans le tableau IV.2, il faut augmenter les pertes de masse des essais 5 et 6 d'environ 30% pour les rendre comparables à ceux des essais 3 et 4. Malgré cette augmentation, les valeurs ainsi corrigées restent en deçà des valeurs mesurées durant les essais 3 et 4, ce qui montre que la présence du vent latéral a contribué à diminuer la perte de masse durant l'essai.

Températures dans le four

La figure IV.42 montre les températures dans le four. Les trois premiers essais utilisent la même ouverture décentrée par rapport à la façade. La différence entre ces essais est la quantité de bois initialement présente dans le local. La figure IV.42(a), concernant le premier essai, met en évidence une propagation asymétrique du feu au sein du compartiment.

Certains thermocouples ont indiqué des élévations de température plus tardives par rapport aux autres. En effet, la pyrolyse de la charge d'incendie a d'abord eu lieu dans une zone située près de l'ouverture puis elle s'est éloignée de celle-ci. Ceci se traduit par une inversion des zones portées à haute température au cours de l'essai (figure IV.42(a)). Ce phénomène n'apparaît pas durant l'essai numéro 2 car la quantité de charge d'incendie est trop faible. Ainsi, le débit de gaz issus de la pyrolyse est plus faible pour l'essai 2 et l'ensemble de la charge peut pyrolyser de manière relativement homogène. L'essai 3 correspond à un cas intermédiaire et le phénomène d'inversion entre la zone avec combustion et la zone pratiquement sans combustion apparaît, à l'instar de l'essai 1. Bien évidemment, l'effet de la quantité de charge d'incendie se fait également ressentir sur la durée du feu.

Un écoulement représentant un vent latéral est généré pour les essais 4 à 6 (figure IV.43). On remarque que la vitesse a été modulée en cours de test pour les essais 4 et 5 alors que cela n'est pas le cas pour l'essai 6. L'effet de ce vent sur les températures dans le local n'est pas visible pour l'essai 4, probablement à cause de la mauvaise qualité de l'écoulement. Par contre, les essais 5 et 6 présentent des courbes d'évolution des températures internes très différentes de celles des autres essais (figures IV.42(e) et IV.42(f)). On note en effet pour ces essais qu'en régime contrôlé par la ventilation, les courbes tournent leur concavité vers le haut contrairement à celles des essais précédents. En d'autres termes, les vitesses de montée en température sont très différentes. En supposant que la puissance libérée par le feu est proportionnelle à la perte de masse, ceci correspond bien au fait que cette puissance est plus faible pour les essais 5 et 6 (figure IV.41(a)). On peut également remarquer l'existence d'un pic de température au début et à la fin de la période de feu contrôlé par la ventilation pour les essais 5 et 6, ce qui n'est pas visible pour les autres essais. Il semble enfin que la température maximale mesurée soit de l'ordre de 1100 à 1200 °C pour tous les essais, bien qu'elle ne soit pas atteinte au même instant. On peut en conclure que l'effet du vent est de « retarder » la montée en puissance du feu.

Températures au voisinage d'un poteau extérieur

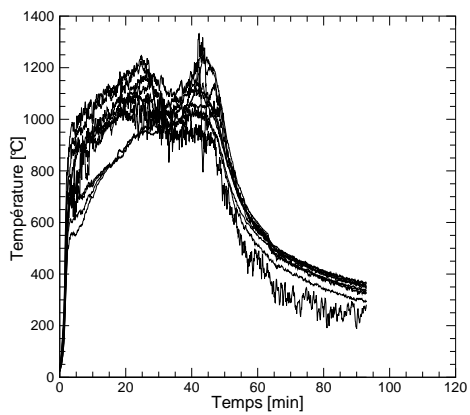
La figure IV.44 montre les températures atteintes par un poteau extérieur excentré par rapport à l'ouverture, ainsi que les températures des gaz autour de celui-ci, durant l'essai 5. La vitesse de soufflage a été modifiée durant cet essai, comme on peut le voir sur la figure IV.43(b). Ceci permet d'observer l'effet du vent sur l'échauffement de l'élément considéré. L'essai débute avec un soufflage à environ $6.0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le développement du feu aboutit à la sortie des flammes par l'ouverture du local et l'on observe une montée en température des gaz autour de l'élément. La température étant supérieure à 500 °C, on peut supposer que le poteau est alors partiellement noyé dans les flammes. À partir d'environ 23 minutes, la vitesse de soufflage est augmentée jusqu'à environ $7.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ceci se traduit par une augmentation des températures au voisinage du poteau au niveau des sections les plus hautes. Cette zone est alors complètement touchée par les flammes extérieures. L'augmentation de la vitesse du vent à $9.0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ se traduit par une diminution brutale de la température des gaz autour du poteau. L'élément se situe alors hors des flammes extérieures et connaît par conséquent une phase de refroidissement favorisée par un échange convectif important dû à l'écoulement forcé. Lorsque la vitesse du vent est ramenée à $7.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le poteau est à nouveau dans les flammes et subit à nouveau une phase d'échauffement. En même temps, la puissance du feu commence à décroître, ce qui fait que les températures en cet endroit diminuent à partir de 45 minutes.

Effet du vent sur la structure des flammes extérieures

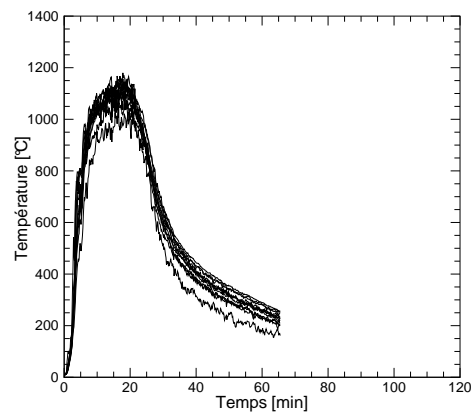
Il a été observé que les gaz s'échappent du compartiment avec une très faible vitesse au niveau du bord droit de l'ouverture. Il se développe alors une couche de mélange entre les gaz riches en imbrûlés sortant du local et l'air extérieur arrivant perpendiculairement à ces derniers. Une zone de combustion avec des flammes peu étirées se développe de manière intermittente à basse fréquence en amont. L'ouverture du local est alternativement envahie par des flammes et par des fumées. En s'éloignant de l'ouverture, les flammes sont de plus en plus « étirées » par l'écoulement d'air. La figure IV.45 résume les observations en montrant une photographie des flammes extérieures³⁷.

Il semble que cet écoulement forcé restreigne l'entrée d'air dans le compartiment et perturbe ainsi les mécanismes de combustion au sein de celui-ci. Ce point est cohérent avec les mesures de pertes de masse de la figure IV.41(a), si l'on compare les essais 3 et 4 avec les essais 5 et 6. En effet, de grandes quantités de fumées noires caractéristiques d'une mauvaise combustion ont été observées pendant les essais avec soufflage.

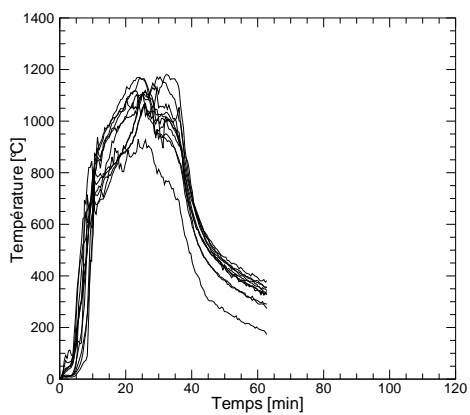
37. Le temps de pause de la photographie fait que la partie aval des flammes semble plus floue que la partie amont située au niveau de l'ouverture.



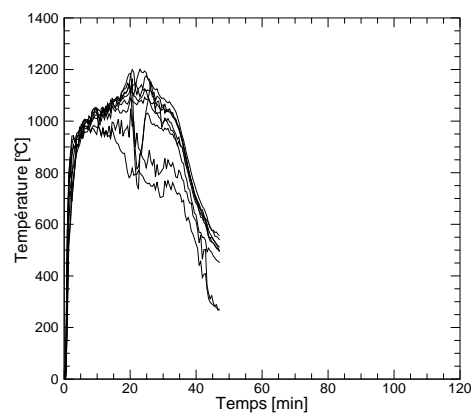
(a) Essai 1



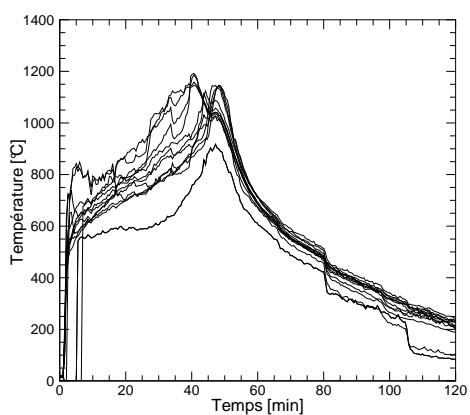
(b) Essai 2



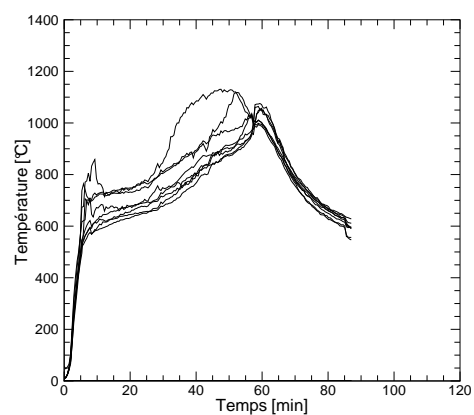
(c) Essai 3



(d) Essai 4

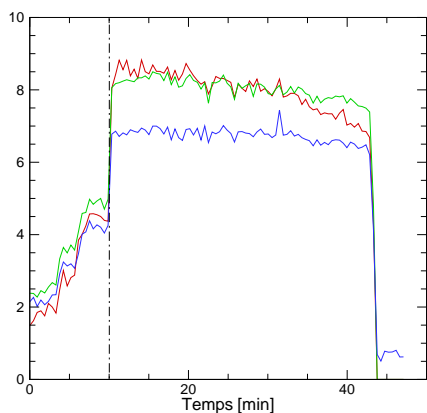


(e) Essai 5

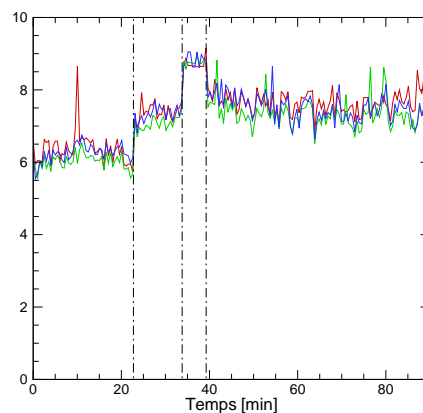


(f) Essai 6

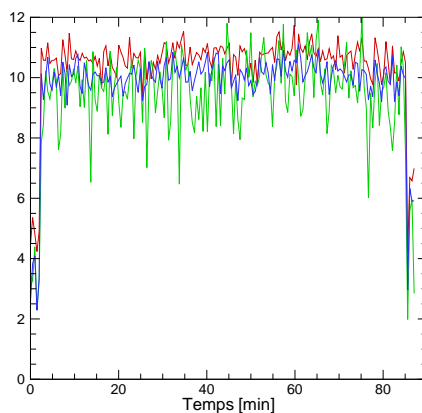
FIG. IV.42 — Températures mesurées par des thermocouples en divers endroits à l'intérieur du four pour les différents essais. Chaque courbe correspond à un thermocouple.



(a) Essai 4



(b) Essai 5



(c) Essai 6

FIG. IV.43 — Vitesses de vent en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ mesurées en amont pour les différents essais. Les lignes en pointillés schématisent les instants où la vitesse de soufflage a été modifiée.

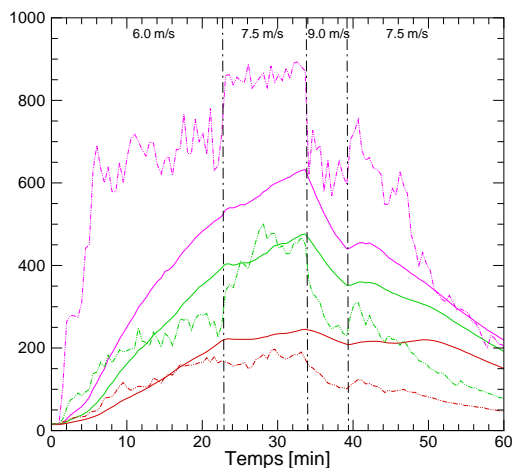


FIG. IV.44 — Évolution de la température du poteau extérieur P4 ainsi que des températures des gaz autour de celui-ci (pointillés) à différentes hauteurs, durant l’essai 5. La section la moins échauffée est située à 1.3 m du sol, la suivante est à 1.8 m du sol et la section la plus échauffée est à 2.3 m du sol.

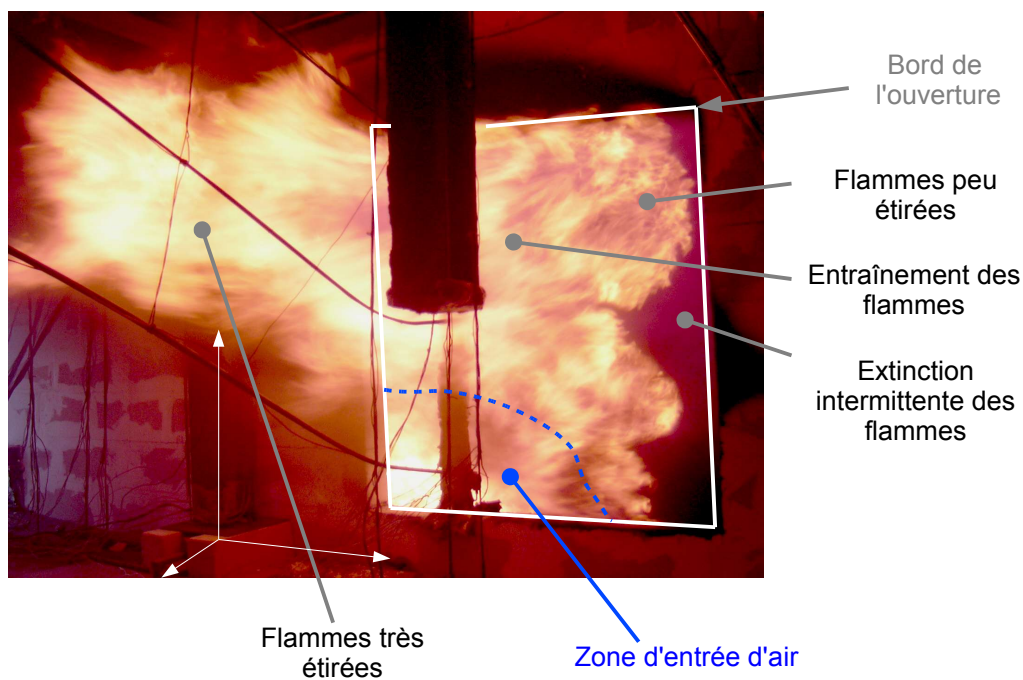


FIG. IV.45 — Effet du vent sur les flammes extérieures

IV.7.2.2 Étude numérique

Présentation des simulations

Une étude numérique de l'effet du vent sur les flammes extérieures a été réalisée en utilisant le cas de référence de la section III.4. La configuration des essais précédemment évoqués n'est pas utilisée pour cette étude dans un souci de simplification et également parce que la puissance du feu n'a pas été mesurée avec précision durant les essais 5 et 6. De plus, l'utilisation du cas de référence permet de comparer les résultats avec ceux déjà obtenus auparavant.

On rappelle que les dimensions du cas de référence de la section III.4 sont 3.60 m par 3.60 m, avec une hauteur de 3.10 m, et que ce local possède une ouverture de 2.60 m de large sur 1.40 m de haut. Le domaine de calcul s'étend sur un peu plus de 4.00 m devant la façade et sur 1.80 m de chaque côté du compartiment. Afin de canaliser l'écoulement, des conditions aux limites de type « mur glissant » sont appliquées au niveau de la façade, au niveau du sol devant le compartiment ainsi qu'au niveau du bord du domaine de calcul qui est parallèle à la façade. Une condition de vitesse sur l'une des frontières perpendiculaire à la façade permet de générer un écoulement simulant l'effet du vent. Les autres frontières du domaine sont de type « ouvertes vers l'extérieur » (voir la section II.2.4.1).

Le débit de fuel utilisé est *constant* et correspond à une puissance calorifique totale d'environ 6 MW. La vitesse du vent croît par paliers de 2.0 à 7.0 m·s⁻¹. Tous les autres paramètres demeurent inchangés. Les grandeurs exploitées sont obtenues en réalisant une moyenne temporelle de l'état stationnaire atteint pour chaque palier de vitesse.

Synthèse des résultats

La figure IV.46 montre l'influence du vent latéral sur le champ de fraction de mélange, dans une coupe horizontale située aux deux tiers de la hauteur de l'ouverture. Cette représentation montre la modification de la répartition des zones riches en fuel au fur et à mesure de l'accroissement de la vitesse du vent. La valeur de la fraction de mélange à la stoechiométrie est ici de 0.147. On note d'abord une répartition quasiment symétrique de la fraction de mélange, avec une zone plus riche située à l'arrière du compartiment. Avec un vent de 2 m·s⁻¹, la répartition de la fraction de mélange est très différente et présente une zone plus riche localisée contre la paroi latérale située en amont de l'écoulement extérieur. Cette tendance reste similaire pour des vents plus importants et l'on remarque que la valeur de la fraction de mélange augmente en même temps que la vitesse du vent. Ceci semble traduire un phénomène de remplissage en fuel du compartiment dans la zone correspondant à la coupe étudiée.

La figure IV.46 permet également de schématiser l'effet du vent sur la forme de la zone de flamme à l'extérieur du local. On peut remarquer que, dans ce plan, les flammes sont de plus en plus riches en fuel et de plus en plus « plaquées » vers la façade. La figure en trois dimensions IV.49 montre en outre que celles-ci sont également de plus en plus étirées.

Les variations de certaines caractéristiques du feu en fonction de la vitesse du vent sont présentées sur la figure IV.47. La température moyenne dans le local (figure IV.47(a)) diminue rapidement en fonction de la vitesse du vent puis augmente très légèrement pour des vitesses supérieures à 2.0 m·s⁻¹. La puissance libérée par la combustion au sein du compartiment est représentée sur la figure IV.47(b). On peut remarquer que cette grandeur n'est pas significativement perturbée lorsque les vitesses de vent sont inférieures à envi-

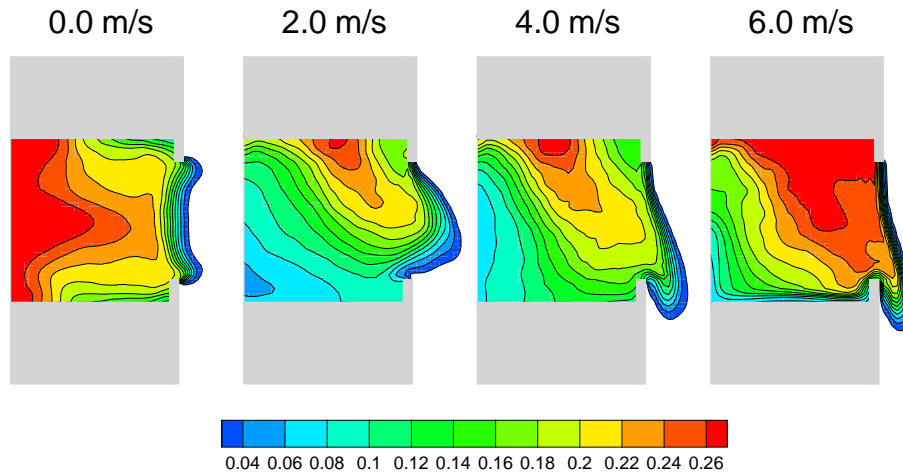


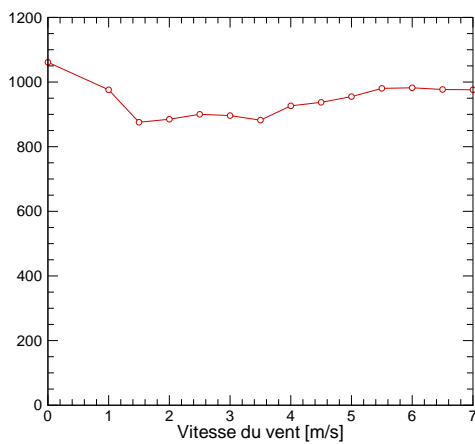
FIG. IV.46 — Effet du vent sur les flammes extérieures. Fraction de mélange dans une coupe horizontale située aux deux tiers de la hauteur de l'ouverture. La valeur de la fraction de mélange à la stœchiométrie est ici de 0.147.

ron $4.0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour des vitesses plus importantes, la puissance libérée par la combustion diminue légèrement.

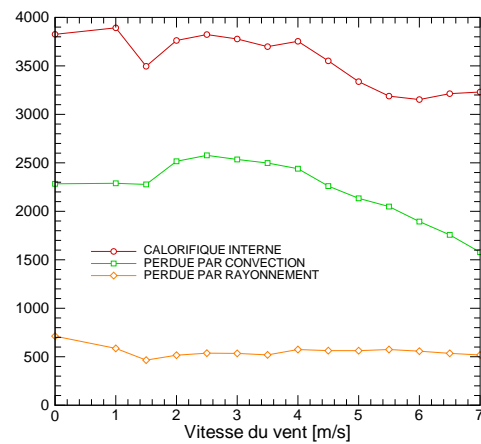
La figure IV.47(c) montre le débit massique d'air entrant dans le compartiment. On remarque que dans un premier temps la présence du vent tend à accroître la quantité d'air entrant dans le local, puis cette grandeur passe par un maximum et diminue sensiblement lorsque la vitesse du vent devient plus importante. Étant donné que dans les simulations le débit de fuel est constant, ceci se traduit directement sur la richesse globale montrée sur la figure IV.47(d). Par ailleurs, le débit sortant étant égal au débit de fuel augmenté du débit entrant, la puissance perdue par convection à l'ouverture passe également par un maximum (figure IV.47(b)). La puissance perdue par rayonnement à l'ouverture demeure quasiment inchangée car la température à l'ouverture est pratiquement constante (figure IV.47(b)).

Le vent a donc pour effet principal de perturber les écoulements à travers l'ouverture du local. Ce phénomène est illustré par la figure IV.48 où est représenté le champ de vitesse perpendiculaire au niveau de l'ouverture, pour différentes vitesses de vent. En l'absence de vent latéral, ce champ de vitesse est symétrique et l'air entre par le premier tiers de l'ouverture. En augmentant la vitesse du vent latéral, le champ de vitesse est déformé et présente une zone de forte vitesse qui se décale par rapport au milieu de l'ouverture. L'air ne parvient plus à pénétrer dans le local au niveau du bord de l'ouverture situé en amont du vent latéral (bord droit dans le cas du vent à $6.0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Ainsi, la flamme occupe toute la hauteur de l'ouverture, ce qui correspond qualitativement à ce que l'on peut observer sur la figure IV.45.

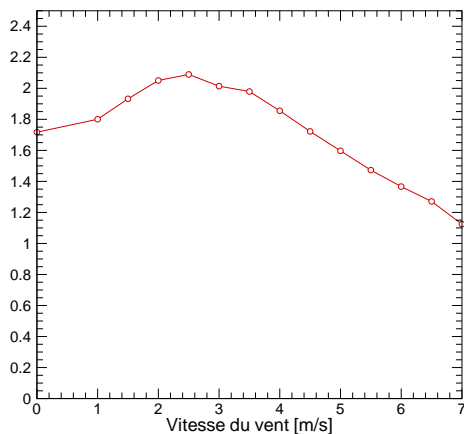
La figure IV.49 montre la déformation des flammes extérieures sous l'effet du vent. On note une déviation de celles-ci à la fois dans un plan horizontal et dans un plan vertical parallèle à la façade. On observe également un allongement des flammes et les lignes de courant présentées sur cette figure sont de moins en moins perturbées par l'écoulement



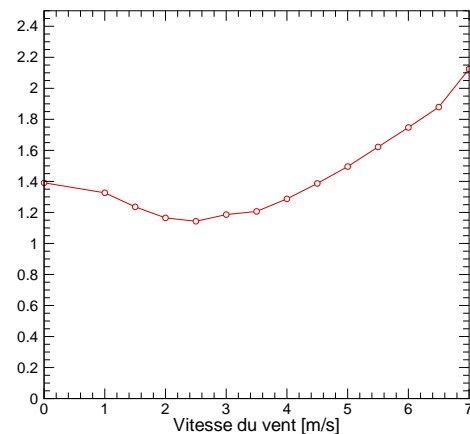
(a) Température moyenne dans le compartiment en °C



(b) Puissance libérée dans le compartiment et puissances perdues par convection et par rayonnement à l'ouverture en kW



(c) Débit d'air entrant en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$



(d) Richesse globale

FIG. IV.47 — Étude de l'effet du vent sur les caractéristiques du feu

sortant du local, au fur et à mesure que la vitesse du vent augmente.

Finalement, les principaux points communs avec les résultats expérimentaux sont les suivants :

- le dégagement de chaleur à l'intérieur du compartiment décroît avec la vitesse du vent latéral lorsque celle-ci prend des valeurs assez élevées ;
- il apparaît un « blocage » de l'entrée d'air près du bord de l'ouverture situé du côté d'où vient le vent et la flamme a alors tendance à sortir sur toute la hauteur de l'ouverture à ce niveau ;
- la température moyenne dans le compartiment à l'état stationnaire pour les simulations et la température moyenne maximale pour les essais semble peu dépendre de la vitesse du vent latéral.

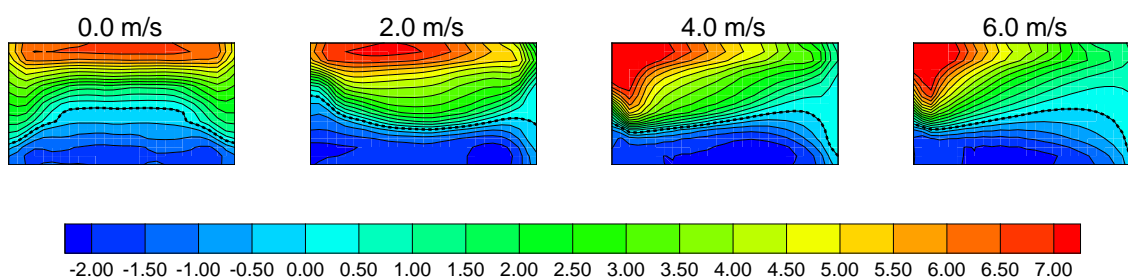


FIG. IV.48 — Vitesse de l'écoulement au niveau de l'ouverture en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La ligne en pointillés correspond à une vitesse nulle et donc représente la frontière entre l'écoulement entrant et l'écoulement sortant du compartiment. Le vent vient de la droite.

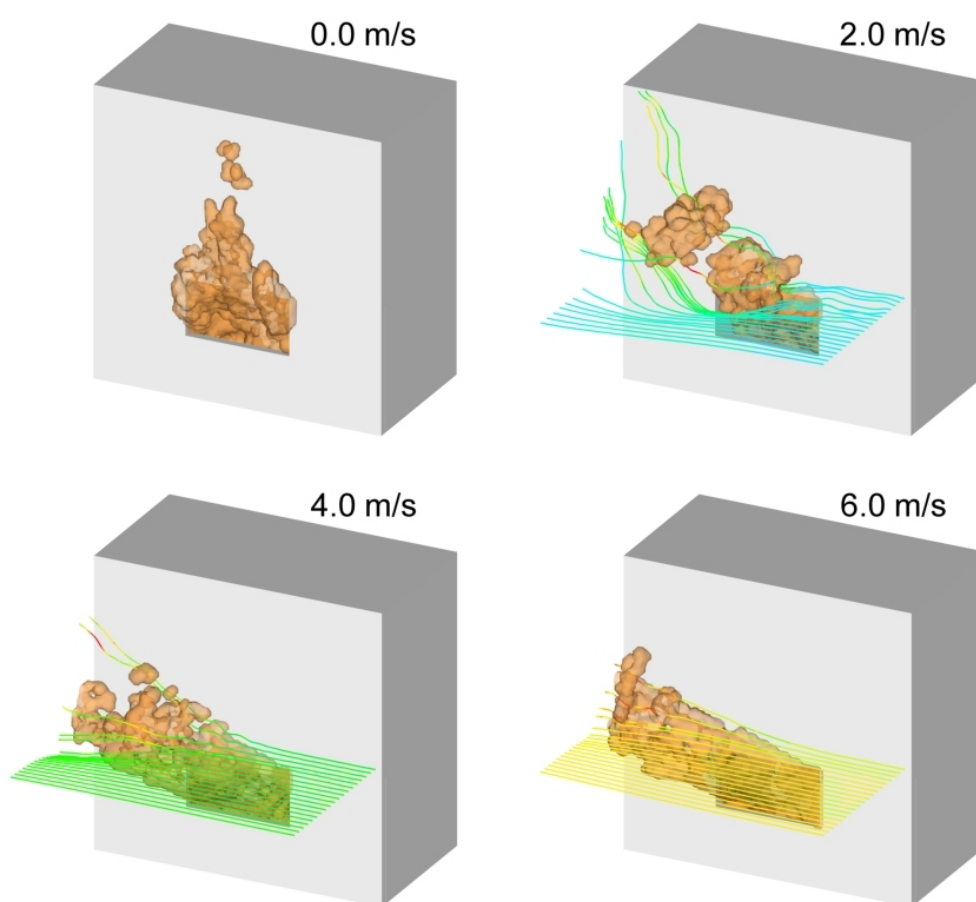


FIG. IV.49 — Isosurfaces instantannées de dégagement de chaleur volumique égal à $100 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-3}$. Les lignes de courant sont colorées en fonction de la vitesse de l'écoulement.

IV.7.2.3 Conclusion

L'effet d'un vent latéral sur les flammes extérieures a été étudié expérimentalement et numériquement. L'existence d'un vent latéral entraîne une perturbation significative de l'écoulement d'air entrant dans le compartiment, ce qui modifie la façon dont se développe le feu. En restreignant l'entrée d'air, le vent a pour effet de perturber les réactions de com-

bustion. Par conséquent, la puissance du feu est susceptible d'être moins importante, ce qui conduit à des conditions moins sévères à l'extérieur du local. Par ailleurs, le refroidissement des éléments extérieurs par convection thermique semble favorisé par le vent lorsque les flammes sont déviées et n'impactent pas ces derniers.

Il apparaît qu'étant donné que seules les petites vitesses de vent latéral affectent peu le développement du feu au sein du local, le choix d'une faible vitesse de vent constitue a priori une hypothèse sécuritaire. Dans ce cas, la modification de la forme des flammes extérieures reste modérée. Il semble donc que l'approximation d'une déviation à 45° faite dans la méthode de Law soit suffisamment sécuritaire pour estimer les conditions d'échauffement des éléments de structure en première approche.

La simulation numérique avec FDS est parvenue à reproduire certaines observations expérimentales comme la forme des flammes, en particulier au niveau de l'ouverture du local.

IV.8 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a été l'occasion d'étudier les principaux paramètres exerçant une influence significative sur les caractéristiques des flammes extérieures. L'outil numérique a pu être exploité dans diverses configurations afin de mettre en évidence les points importants à prendre en considération dans le cadre de la mise en œuvre d'un modèle simplifié. Les corrélations et hypothèses de la méthode de Law et O'Brien ont été dans la mesure du possible confrontées aux résultats de simulations numériques et à des résultats expérimentaux, afin de s'assurer de leur pertinence en vue de les introduire, éventuellement en les adaptant, dans le modèle décrit au chapitre suivant.

La caractérisation des flammes extérieures proposée ici reprend les concepts établis dans la méthode de Law et O'Brien. Partant de cette approche, il ressort de la présente étude qu'il est possible d'utiliser un nombre réduit de paramètres pour décrire la géométrie des flammes extérieures. En particulier, il est apparu que la richesse globale est une grandeur essentielle pour décrire le feu de compartiment. Elle est particulièrement commode pour estimer la longueur des flammes pendant toute la durée du feu. L'étude de l'effet de la géométrie de l'ouverture sur la forme des flammes a relativement bien confirmé les corrélations de la méthode de Law et O'Brien. Une série de simulations employant des compartiments de grandes dimensions a permis de montrer qu'il est généralement possible de se restreindre au cas d'un local de dimensions réduites et muni de la même ouverture pour déterminer les caractéristiques des flammes extérieures. Cette conclusion montre que l'on peut étendre simplement le domaine d'application de la méthode à des locaux de grandes tailles, du fait que ce sont essentiellement les caractéristiques de l'ouverture qui régissent les flammes extérieures émanant de celle-ci. La distribution de la charge d'incendie près de l'ouverture constitue d'ailleurs une hypothèse sécuritaire compatible avec la notion de compartiment réduit équivalent. Il a aussi été vu que l'influence des pertes thermiques à travers les parois sur les dimensions des flammes extérieures peut être significative. Il a été montré qu'il est possible en première approximation de tenir compte de la nature du fuel employé grâce à l'utilisation de la richesse globale. L'effet du prolongement de la façade au dessus de l'ouverture a clairement été mis en évidence et les observations sont cohérentes avec les hypothèses de la méthode de Law et O'Brien. La répercussion sur les flammes extérieures de la présence d'un balcon au dessus de l'ouverture a également été examinée.

Finally, the problem of the influence of ventilation conditions has been raised and the effect of a lateral wind has been analyzed both numerically and experimentally.

Élaboration d'un modèle simplifié

A PRÈS avoir étudié les paramètres principaux affectant les caractéristiques des flammes extérieures, il est possible d'intégrer les diverses tendances observées au sein d'un modèle global simple. Celui-ci doit permettre d'estimer rapidement les sollicitations thermiques auxquelles sont soumis les éléments de structure extérieurs à un local en feu, sans nécessiter une puissance informatique importante. Actuellement, le modèle de référence en la matière est celui de Law et O'Brien [63, 64] présenté en annexe C de ce document. Le but de cette partie est de proposer des améliorations à ce modèle en s'appuyant sur les résultats du précédent chapitre. L'avancée principale du nouveau modèle simplifié est de pouvoir traiter le problème aussi bien dans sa phase transitoire que dans sa phase stationnaire. Il s'agit ainsi principalement d'estimer des sollicitations thermiques dépendant du temps.

Cette démarche s'inscrit dans le cadre d'un projet européen destiné à développer des méthodes de calcul simplifiées pour estimer l'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des locaux en feu [27]. Plusieurs méthodes pour évaluer la montée en température de certains types d'éléments de structure ont été développées durant ce projet de recherche. Elles utilisent en tant que grandeur d'entrée les flux thermiques incidents sur les éléments étudiés. Le modèle simplifié décrit dans cette partie a pour but de fournir ces informations. La mise en cascade de ce genre d'outils permet de calculer rapidement l'échauffement des éléments extérieurs. Ce chapitre constitue donc une application pratique des travaux menés durant cette thèse, qui a vocation à être employée par les concepteurs de bâtiments dans la phase de prédimensionnement.

V.1 Caractéristiques du modèle

V.1.1 Contexte

Il existe plusieurs approches pour appréhender le problème de la prédiction des sollicitations thermiques auxquelles sont soumis les éléments de structure extérieurs à un compartiment en feu. La mise en œuvre d'un essai expérimental dans une configuration proche de celle du bâtiment étudié constitue la solution a priori la plus réaliste mais elle présente les principaux inconvénients d'être très coûteuse et propre à chaque configuration. Il est par conséquent légitime de chercher à répondre à la problématique par le calcul. Plusieurs niveaux de modélisation peuvent alors être invoqués. Le recours aux modèles CFD constitue l'approche par simulation numérique actuellement la plus avancée. En contre partie, elle implique un coût de calcul important et la nécessité d'être employée par un utilisateur averti. De plus, la puissance informatique requise fait qu'il est difficile d'étudier de nombreuses configurations sans aboutir à des temps de calcul prohibitifs.

Il peut alors être utile de faire appel à des modèles robustes moins détaillés permettant d'obtenir des résultats en un temps nettement réduit. Le modèle simplifié développé ici s'inscrit dans cette perspective. Il doit constituer un outil numérique facilement exploitable pour répondre à des problèmes de dimensionnement rapide, ou pour rechercher des configurations types qui pourront ensuite être analysées plus finement à l'aide d'autres approches.

Il convient ici de souligner la distinction entre une méthode uniquement basée sur des corrélations simples, et qui peut donc être appliquée de manière non itérative avec un minimum de calculs, et une méthode itérative nécessitant tout de même d'être transcrite sous forme de code de calcul traité par un ordinateur. La méthode de Law et O'Brien se classe plutôt dans la première catégorie. Avec la puissance informatique actuellement disponible, il est désormais plus intéressant de se tourner vers des méthodes de la seconde catégorie qui sont plus sophistiquées, à l'instar des modèles à zones. En effet, la différence entre les temps de calcul des deux catégories de méthode qui viennent d'être évoquées est désormais insignifiante.

V.1.2 Objectifs

Les objectifs généraux retenus pour l'élaboration du modèle simplifié développé dans cette partie sont les suivants :

- le modèle doit fournir en un temps de calcul réduit une estimation de l'évolution temporelle des sollicitations thermiques vers les éléments de structure extérieurs ;
- cette estimation doit être suffisamment majorante pour conduire l'utilisateur à aboutir à des choix de construction sécuritaires ;
- les modèles utilisés doivent être assez robustes pour produire des résultats suffisamment réalistes en toute circonstance ;
- l'utilisation du modèle doit se faire sans ambiguïté sur les informations fournies par l'utilisateur.

V.2 Hypothèses simplificatrices

V.2.1 Hypothèse de quasi-stationnarité

Les conclusions du chapitre précédent sont généralement basées sur des simulations d'états stationnaires. Les cinétiques de montée en puissance du feu et d'échauffement des gaz contenus dans le compartiment sont généralement beaucoup plus lentes que celles des autres phénomènes physiques mis en jeu. Il est donc supposé dans le modèle proposé ici que l'on puisse approcher l'évolution temporelle des grandeurs caractéristiques des flammes extérieures par une succession d'état stationnaires. Cette hypothèse présente l'intérêt de pouvoir, le cas échéant, employer directement les corrélations de la méthode de Law et O'Brien.

V.2.2 Hypothèses communes avec la méthode de Law et O'Brien

Sauf mention contraire, les hypothèses du modèle développé ici sont similaires à celles de la méthode de Law et O'Brien. Ainsi, un certain nombre de concepts de cette méthode sont directement transposés. Il est supposé en particulier que la température est uniforme au sein du compartiment. La modélisation des flammes extérieures sous la forme d'un solide rayonnant est conservée et les flux thermiques issus des flammes sont estimés de manière analogue, via le calcul d'un facteur de vue entre le solide et la cible considérée.

V.2.3 Recherche d'un débit de fuel « critique » pour les éléments extérieurs

V.2.3.1 Introduction

La puissance calorifique libérée par les phénomènes de combustion est une grandeur incontournable pour caractériser un feu. Or, comme cela a été évoquée au premier chapitre de ce manuscrit, quelle que soit la connaissance des caractéristiques du combustible, il est très difficile de prévoir avec précision le débit de fuel pendant un incendie réel. Généralement, les méthodes de calcul simplifiées n'utilisent qu'une description très sommaire de la charge d'incendie, se réduisant la plupart du temps au potentiel calorifique entreposé dans le local. Dans ces conditions, il est impossible de calculer le débit de fuel avec précision. Cette grandeur nécessite pourtant une attention particulière car il a été vu au chapitre précédent qu'elle joue un rôle déterminant sur les caractéristiques des flammes extérieures.

Pour estimer le débit de fuel, la méthode de Law et O'Brien utilise une corrélation empirique qui peut être vue comme un raffinement de la formule de Kawagoe [55]. Cette corrélation exprime le débit de fuel maximal durant un feu de bûcher de bois, en fonction des caractéristiques géométriques du compartiment et de son ouverture. Cette formulation est aisée à mettre en œuvre mais elle présente l'inconvénient de posséder un domaine de validité restreint et difficile à étendre. On peut également noter qu'il existe une dispersion non négligeable entre la corrélation et les valeurs expérimentales sur lesquelles elle est basée [63]. La corrélation de Law et O'Brien peut ainsi parfois sous-estimer la puissance du feu. Il faut alors que les autres corrélations utilisant cette grandeur soient conçues pour rester du côté de la sécurité, c'est-à-dire majorer la température atteinte par les éléments

de structure. L'hypothèse de stationnarité employée pour calculer leur échauffement joue évidemment un rôle important pour atteindre cet objectif.

V.2.3.2 Notion de couple sollicitation-durée d'exposition

Le modèle développé ici se situe dans un contexte différent puisqu'il se propose de calculer les flux thermiques instationnaires reçus par les éléments extérieurs, en tenant compte de l'évolution du feu, et notamment de sa durée. Au chapitre précédent, il est apparu que les plus forts débits de fuel induisent les flammes extérieures les plus étendues et par conséquent les sollicitations thermiques les plus intenses vers les éléments de structure extérieurs. Les conditions les plus défavorables pour ces éléments correspondent donc a priori aux feux les plus puissants. Mais la durée du feu dépend principalement de la charge d'incendie et de la puissance calorifique libérée. En première approximation, pour une charge d'incendie donnée, la puissance et la durée du feu sont des grandeurs inversement proportionnelles. À un feu puissant correspondra donc une faible durée de sollicitation. Or, il est généralement admis que la sévérité du feu est globalement proportionnelle au produit du flux thermique reçu par l'élément et de la durée d'application de celui-ci [36]. Pour aboutir à des prédictions sécuritaires, il paraît donc nécessaire de choisir le débit de fuel de façon à majorer ce produit. Le problème théorique de la recherche de conditions les plus sévères en régime instationnaire revient donc à trouver un compromis entre puissance et durée du feu. En pratique, la configuration la plus défavorable dépend de l'élément de structure considéré, en particulier de ses propriétés thermiques mais aussi de sa position par rapport aux flammes.

V.2.3.3 Comparaison entre les éléments internes et les éléments externes

Le débit de fuel le plus défavorable n'est pas le même selon que l'on considère un élément *interne* ou un élément *externe* à l'édifice. Ceci vient du fait que les flux thermiques reçus par les éléments, exprimés en fonction du débit de fuel, ne varient pas de la même façon dans les deux cas. Pour un élément interne, les flux thermiques reçus sont maximaux lorsque la combustion au sein du compartiment se déroule dans des conditions proches de la stœchiométrie, produisant ainsi le maximum de chaleur dans le compartiment. Pour un élément externe, il faut que le débit de fuel soit assez important pour qu'une grande quantité de gaz combustibles imbrûlés vienne alimenter les flammes situées à l'extérieur du compartiment.

En première approche, la sévérité des conditions d'échauffement d'un élément interne est majorée si l'on considère que la totalité de l'énergie provenant de la charge d'incendie est libérée dans le compartiment. Ceci revient à supposer que le feu se déroule dans des conditions stœchiométriques, quitte à augmenter artificiellement la durée du feu pour consommer la totalité de la charge d'incendie. Cette approche est sécuritaire pour un élément interne mais elle ne conduit pas nécessairement aux conditions les plus défavorables pour un élément externe. Ceci est schématisé sur la figure V.1 où sont représentées les allures typiques des flux incidents en régime stationnaire en fonction de la richesse globale. La courbe représentant les sollicitations thermiques pour les éléments internes prend une allure comparable à celle de la température moyenne des gaz contenus dans le local (figure I.15), élevée à la puissance 4. Pour les éléments externes, la courbe représentative est ici supposée comparable à celle du dégagement de chaleur à l'extérieur du compartiment.

La courbe de sollicitations thermiques pour un élément interne passe par un maximum pour une richesse globale unitaire. Pour un élément externe, la croissance de la sévérité des sollicitations est significative pour une richesse supérieure à l'unité.

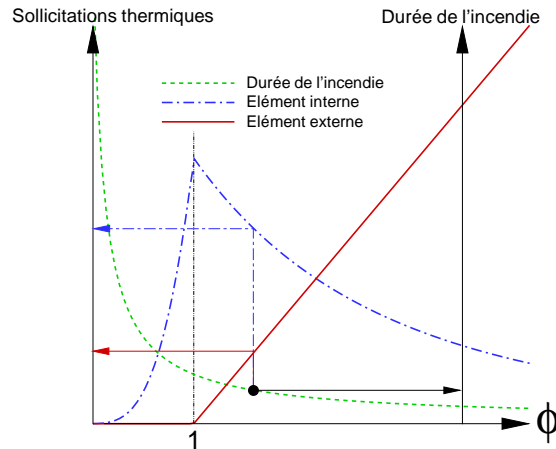


FIG. V.1 — Recherche d'un débit de fuel critique pour les éléments extérieurs. Les courbes schématisent les allures des flux incidents théoriques vers les éléments de structure. Pour une valeur donnée de la charge d'incendie, la durée du feu est inversement proportionnelle à la richesse globale. Le point situe un cas réel le long de l'hyperbole en pointillés représentant la durée du feu.

Sur la figure V.1 est superposée la courbe donnant la durée du feu en fonction de la richesse globale, ce qui permet de retrouver graphiquement le couple [durée d'application, flux incident]. On voit bien que la sévérité maximale du feu pour un élément interne correspond à une richesse globale voisine de l'unité. Pour un élément externe, cette sévérité est plus délicate à déterminer. En effet, lorsque la richesse globale augmente, d'une part la durée d'application diminue mais d'autre part le flux incident augmente. En reprenant l'analyse théorique du premier chapitre, on peut montrer que les sollicitations thermiques auxquelles est soumis un élément externe sont toujours croissantes en fonction de la richesse globale. Il s'agit donc de trouver un compromis entre intensité des sollicitations et durée d'application qui soit le plus défavorable.

V.3 Stratégie de résolution du problème

En partant des hypothèses la méthode de Law et O'Brien, il existe de nombreuses manières de concevoir une méthode tenant compte de la notion de durée de l'incendie.

V.3.1 Généralités

L'approche la plus simple consiste à utiliser la méthode de Law et O'Brien en considérant que les flux thermiques ainsi calculés s'appliquent pendant toute la durée de l'incendie. L'inconvénient de cette démarche est qu'elle repose sur une estimation de la puissance

du feu qui ne conduit pas nécessairement aux conditions les plus sévères pour les éléments extérieurs, comme cela a été évoqué plus haut. Une évolution peut alors être de reprendre la même démarche mais en calculant cette fois la puissance maximale du feu en se basant sur une valeur arbitraire de la richesse globale¹. Cette stratégie présente le défaut de mal prendre en compte l'effet des conditions de ventilation ou des propriétés thermiques des parois sur la température des gaz contenus dans le compartiment. Or, il a été vu plus haut que les dimensions des flammes extérieures dépendent assez significativement de cette grandeur. Pour plus de réalisme, on peut alors supposer que la température des gaz contenus dans le compartiment suit une corrélation empirique telle que celle de l'Eurocode 1 (relation (I.17)) par exemple. La stratégie proposée ici va plus loin en utilisant un modèle à zone pour calculer l'évolution de la température des gaz dans le local.

La façon de résoudre le problème dépend des données d'entrée et du choix des grandeurs intermédiaires retenues pour caractériser le système à modéliser. Les données d'entrée choisies ici sont :

- la quantité de charge d'incendie ;
- les dimensions du local ;
- les propriétés thermiques des parois ;
- les dimensions et la localisation des ouvertures.

À partir de ces données, le modèle doit fournir le flux thermique reçu par une cible située à l'extérieur du compartiment.

Les grandeurs intermédiaires peuvent être calculées de plusieurs manières. Le tableau V.1 récense les principales grandeurs utilisées et résume différentes façons de les estimer. Les choix faits pour le modèle présenté dans ce chapitre correspondent à la dernière ligne de chaque colonne du tableau V.1, comme cela est expliqué à la section suivante.

Débit de fuel	Débit d'air entrant	Richesse globale	Température dans le compartiment	Dimensions des flammes	Température des flammes
Constant (Law)	Non utilisé	Non utilisée	Constante (Law)	Constantes (Law)	Constante (Law)
$\dot{m}_{\text{fuel}}(t)$ imposé avec valeur maxi : - selon Law - telle que $\phi = 1.5$	$\dot{m}_{\text{entrant}} = 0.5A_w\sqrt{h}$ $\dot{m}_{\text{entrant}} = \frac{A_w\sqrt{h}}{2+\phi/r_{\text{fuel-air}}}$ Modèle à zone (relation (B.21))	$\phi = 1.5$ $\phi(t)$ imposée ϕ calculée	Maximale (EC1) $T(t)$ (EC1) Modèle à zone	Constantes (ϕ_{max}) Variables (Law) Variables (ϕ, T)	Variable (Law) Variable (ϕ, T)

TAB. V.1 — Exemple d'approches possibles pour estimer les grandeurs intermédiaires utilisées dans un modèle simplifié. Le terme (EC1) signifie « selon l'Eurocode 1 » et ϕ représente la richesse globale.

V.3.2 Stratégie retenue

La démarche présentée ici pour l'élaboration d'un modèle global s'appuie sur l'utilisation d'un modèle de feu de compartiment à une zone permettant d'estimer la température

1. La valeur 1.5 par exemple, comme cela a été suggéré au premier chapitre de ce manuscrit.

moyenne des gaz contenus dans le local, ainsi que la valeur prise par la richesse globale au cours du temps. Les propriétés des flammes extérieures sont ensuite calculées à partir des résultats du modèle à zone. Cette approche nécessite la détermination de l'évolution du débit de fuel au cours du temps. Si l'on ne connaît pas l'évolution de la puissance du feu a priori, il faut employer une courbe de dimensionnement. Dans ce cas, lorsque la quantité de combustible le permet, il est supposé que la montée en puissance du feu suit une loi arbitraire² jusqu'à ce que la richesse globale atteigne une valeur arbitraire fixée³. À partir de cet instant, le débit de fuel est ajusté de sorte que la richesse globale se maintienne à cette valeur. Cette situation perdure jusqu'à ce que le combustible soit épuisé.

La figure V.2 résume la stratégie retenue. Ce schéma détaille les principales grandeurs exploitées dans le modèle simplifié.

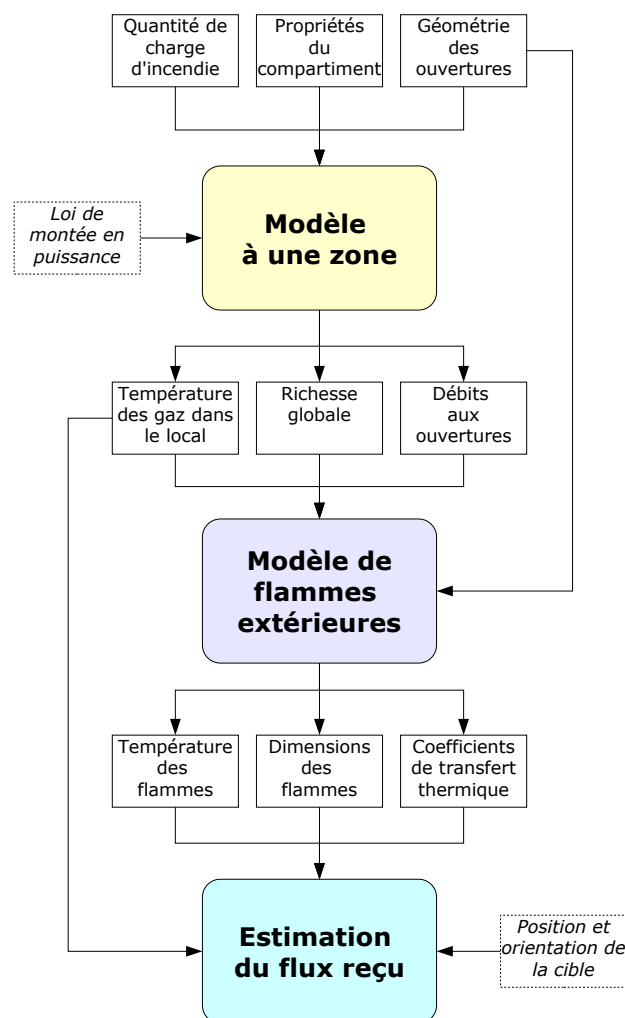


FIG. V.2 — Stratégie du modèle simplifié. On distingue trois niveaux de modélisation qui correspondent au feu de compartiment, aux flammes extérieures et aux flux thermiques provenant de celles-ci.

2. Montée classique en t^2 par exemple.

3. Une valeur de 1.5 par exemple.

V.4 Description du modèle simplifié

V.4.1 Modèle à une zone pour le feu de compartiment

Il existe de nombreux modèles à zone permettant de simuler les effets d'un feu de compartiment, notamment l'évolution de la température moyenne des gaz contenus dans le local [47, 86]. La stratégie retenue pour ce travail consiste à ajuster le débit de fuel de sorte que la richesse globale se maintienne à une certaine valeur. Cette opération n'est pas facilement réalisable avec un modèle à zone dont les sources ne sont pas disponibles. Afin de palier à cette difficulté et pour des raisons de faisabilité de la méthode, un modèle à une zone simple a été développé pour disposer d'un outil de calcul permettant d'accéder facilement à toutes les grandeurs souhaitées. Cette section présente brièvement l'approche utilisée pour établir ce modèle.

V.4.1.1 Hypothèses simplificatrices

Le modèle à une zone utilisé ici reprend la formulation donnée à l'annexe B de ce manuscrit. Le système d'équations régissant le problème est constitué par les équations (B.17) et (B.18). Ce système est raide car le temps caractéristique de variation de la pression est très inférieur au temps caractéristique de variation de la température. Pour cette raison, la résolution de ce système nécessite soit l'emploi de techniques numériques particulières, soit des approximations supplémentaires, comme cela est décrit maintenant.

Il est possible de contourner le problème de raideur du système d'équations en supposant que la pression est constante pendant la durée caractéristique de variation de la température. Ceci revient implicitement à supposer que le terme dp/dt de la relation (B.17) est nul. Cette approche est utilisée notamment par Tanaka *et al.* dans le modèle à zones BRI [85, 114]. La valeur de la pression est déterminée en recherchant la racine de l'équation constituée par le second membre de la relation (B.17). En d'autres termes, la pression est supposée s'adapter « instantanément » de manière à ce que la puissance convectée $\dot{Q}_{\text{convectée}}$ compense la puissance nette apportée aux gaz, soit $\dot{Q}_{\text{combustion}} - \dot{Q}_{\text{pertes}}$.

V.4.1.2 Algorithme de résolution des équations

L'algorithme de résolution du modèle à une zone est présenté sur la figure V.3. Le transfert thermique à travers les parois est calculé en résolvant une équation de la chaleur à une dimension⁴.

Concernant le débit de fuel issu de la charge d'incendie, deux approches sont possibles. L'évolution temporelle du débit de fuel peut être imposée par l'utilisateur ou elle peut être simplement estimée par le modèle. Dans ce cas, la phase de croissance du feu est modélisée par une montée en puissance arbitraire selon une loi en t^2 , puis la détermination du débit de fuel est réalisée en fonction de la masse de combustible disponible et des débits aux ouvertures. Ceci est fait de sorte que la richesse globale soit maintenue constante. La relation

4. La résolution numérique utilise le solveur de l'équation de la chaleur 1D du code FDS, qui a été extrait des sources pour être implémenté dans ce modèle à zone. Ce solveur utilise un schéma numérique classique de Crank-Nicholson [73].

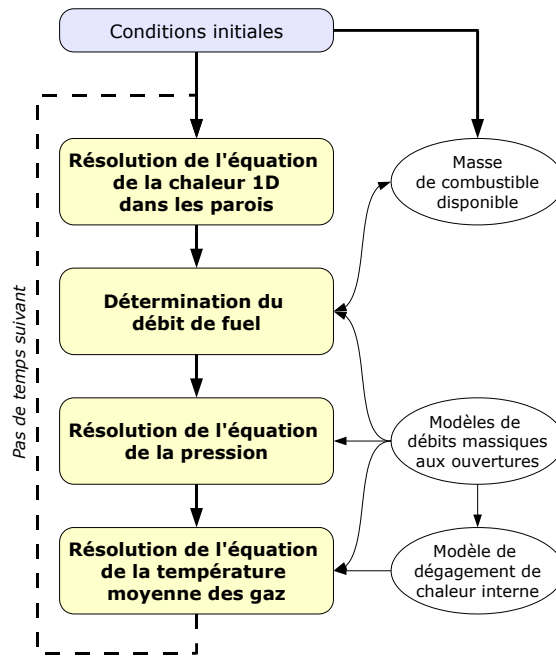


FIG. V.3 — Algorithme du modèle à une zone

suivante permet de réaliser cette opération :

$$\dot{m}_{\text{fuel}} = \phi_{\text{max}} \min \left[\left(\frac{t}{t_0} \right)^2 ; \frac{\dot{m}_{\text{entrant}}}{r_{\text{fuel-air}}} \right], \quad (\text{V.1})$$

où \dot{m}_{entrant} désigne le débit d'air entrant dans le local. La masse de combustible disponible est mise à jour à chaque pas de temps. Le débit de fuel devient nul lorsque la masse de combustible initialement présente est épuisée.

La résolution de l'équation régissant la pression est réalisée simplement en utilisant une méthode de type « regula falsi » [94]. L'estimation des débits massiques à travers les ouvertures est faite en utilisant les relations présentées à l'annexe B. La seule équation différentielle explicitement résolue est l'équation du premier ordre régissant la température moyenne des gaz contenus dans le local (équation (B.18)). La résolution numérique de cette équation s'appuie sur une méthode de Runge Kutta d'ordre 4 [94].

Ce modèle à une zone offre l'avantage de pouvoir traiter avec plus de réalisme qu'une courbe paramétrique le cas d'un compartiment muni plusieurs ouvertures disparates par exemple. Il permet aussi d'imposer la puissance du feu, ce qui peut s'avérer utile pour comparer les résultats à des mesures expérimentales. La grande simplicité du modèle fait que la quantité de calcul requise est très réduite. En première approximation, cette approche est jugée suffisamment précise.

V.4.2 Modélisation des flammes extérieures

La modélisation des flammes extérieures peut être considérée comme étant une extension de la modélisation de la méthode de Law et O'Brien.

V.4.2.1 Dimensions des flammes

Il a été montré au chapitre précédent qu'il existe une corrélation assez forte entre la longueur des flammes et la richesse globale. Suite à l'analyse des résultats des simulations numériques, il a été choisi d'utiliser la relation suivante dans le modèle simplifiée pour exprimer la longueur totale des flammes extérieures X :

$$\frac{X}{h} = \max \left[0.5; 1.65\phi + \frac{\sqrt{\max(0; T - 800)}}{40} \right], \quad (\text{V.2})$$

avec T la température moyenne des gaz contenus dans le local, exprimée en °C. Cette relation reprend l'hypothèse de la méthode de Law et O'Brien qui consiste à supposer que la longueur des flammes est toujours suffisamment importante pour que le sommet de celles-ci se situe au-dessus du niveau du bord supérieur de l'ouverture. La hauteur des flammes est déduite de leur longueur en soustrayant la longueur de la partie oblique de celles-ci. Cette longueur correspond approximativement à la moitié de la hauteur de l'ouverture. Ainsi, la relation (V.2) est telle que la hauteur des flammes au dessus du bord supérieur de l'ouverture est proportionnelle à la richesse globale. La profondeur des flammes est supposée quant à elle suivre la corrélation de la méthode de Law et O'Brien dans les conditions de ventilation non forcée lorsque le plan neutre passe par l'ouverture. Lorsque le plan neutre est situé en deçà du bord inférieur de l'ouverture, il semble a priori sécuritaire d'utiliser la corrélation de Law pour les flammes extérieures correspondent à une situation de ventilation forcée. Dans ce cas, les flammes sont plus éloignées de la façade.

V.4.2.2 Température des flammes

Le chapitre précédent a montré que la température le long de l'axe des flammes est surestimée aux faibles débits de fuel par la méthode de Law et O'Brien. Il paraît donc sécuritaire de reprendre la corrélation correspondante, en y supposant simplement que le débit de fuel est variable, ce qui s'écrit

$$T_z(l) = T_a + (T_{f,0} - T_a) \left(1 - 0.027 \frac{lw}{\dot{m}_{\text{fuel}}} \right). \quad (\text{V.3})$$

Dans cette expression, l est la distance le long de l'axe et w est la largeur de l'ouverture. Le terme $T_{f,0}$ correspond à la valeur de la température au niveau de l'ouverture du local considéré.

La relation (V.3) doit tout de même être adaptée de sorte que le dénominateur de la fraction reste suffisamment grand lorsque le débit de fuel prend des faibles valeurs. La solution proposée ici est de ne tenir compte de l'effet du débit de fuel que lorsque celui-ci est supérieur à sa valeur théorique correspondant à la stœchiométrie. La relation précédente devient alors

$$T_z(l) = T_a + (T_{f,0} - T_a) \left(1 - 0.027 \frac{lw}{\max(\dot{m}_{\text{fuel}}, \dot{m}_{\text{fuel, stœchio}})} \right). \quad (\text{V.4})$$

La valeur de la température des flammes au niveau de l'ouverture du local est ajustée à partir de la relation précédente de sorte que le sommet de la flamme corresponde à une température de 500 °C, comme cela est fait dans la méthode de Law et O'Brien. Il est cependant proposé ici de choisir le maximum entre la valeur ainsi calculée et la température moyenne des gaz contenus dans le local. Ceci permet de prendre en compte le flux de gaz chauds émanant de l'ouverture du compartiment, indépendamment de la valeur du débit de fuel. La température des flammes à l'ouverture s'écrit donc avec ces hypothèses

$$T_{f,0} = \max \left[T, T_a + \frac{520}{1 - 0.027 \frac{Xw}{\max(\dot{m}_{\text{fuel}}, \dot{m}_{\text{fuel, stochio}})}} \right] \quad (\text{V.5})$$

Le profil de température le long de l'axe des flammes retenu pour le présent modèle simplifié est représenté schématiquement sur la figure V.4, dans le cas d'une flamme rapprochée de la façade. Sous le plan neutre, la température est égale à la température ambiante. La zone de flamme se décompose en deux parties. Entre le plan neutre et le linteau, la température est supposée constante. Dans la partie supérieure, elle décroît linéairement selon la relation (V.3). Dans le panache thermique au-dessus de la flamme, on suppose que la décroissance de la température suit une loi en puissance $-5/3$, calée de manière à ce que la température soit continue à la traversée du sommet de la flamme. Cette hypothèse permet de prendre en compte le flux convectif issu des gaz chauds s'élevant devant le compartiment en feu, même si leur température est inférieure à 500 °C.

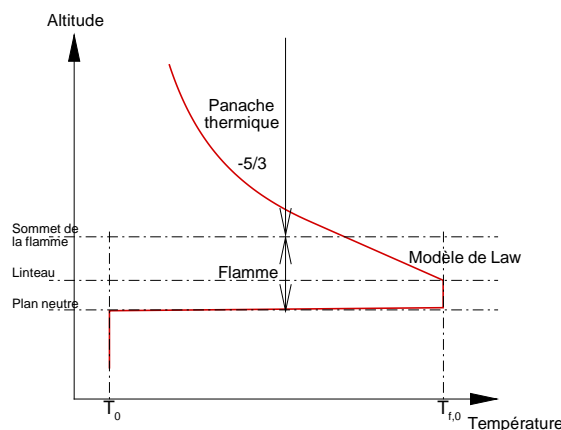


FIG. V.4 — Évolution de la température sur l'axe des flammes en fonction de l'altitude

V.4.3 Estimation du flux thermique reçu

Le coefficient de transfert thermique convectif utilisé ici est le même que celui de la méthode de Law et O'Brien. De même, l'expression de l'émissivité des flammes est réutilisée telle quelle. Le flux radiatif reçu par un élément situé dans les flammes extérieures

est calculé en tenant compte de l'épaisseur de flamme vue par cet élément dans une direction perpendiculaire à l'élément. Pour un élément situé hors des flammes, il convient de calculer le facteur de vue entre l'élément et le solide modélisant les flammes extérieures. Ce solide est supposé émettre un flux radiatif correspondant à la température sur l'axe des flammes extérieures. La méthode de Law et O'Brien utilise la température à mi-hauteur des flammes pour estimer le flux radiatif. Dans le modèle proposé ici, il est possible de discrétiser la flamme selon sa hauteur pour améliorer l'évaluation du flux radiatif, en tenant compte de l'évolution de la température le long de l'axe.

Dans la méthode de Law et O'Brien, la flamme est modélisée par un parallélépipède. Cette approche est très simple mais elle aboutit à un champ de flux radiatif anormalement sous-estimé lorsque l'on se situe sur les diagonales du rectangle modélisant la section de la flamme. Pour élaborer le présent modèle simplifié, il a été choisi d'utiliser une section en demi ellipse pour représenter la zone de flammes extérieures. Cette demi-ellipse est supposée inscrite dans le rectangle de la méthode de Law et O'Brien. Les facteurs de vue sont estimés en discrétisant la section elliptique sous la forme d'un polygone. Cette approche permet de calculer des facteurs de vue comparables à ceux du parallélépipède lorsque l'on se situe en face des flammes, ainsi que sur les côtés de celles-ci. L'estimation paraît cependant plus réaliste lorsque l'on se situe sur la diagonale du rectangle représentant la section des flammes, comme cela est présenté sur la figure V.5.

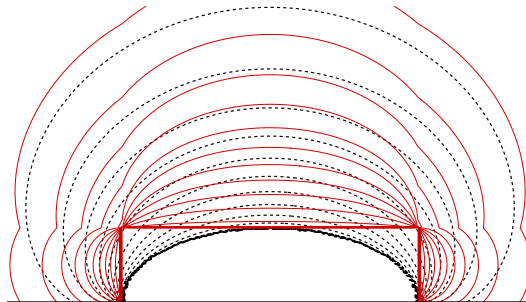


FIG. V.5 — Contours de facteur de vue pour un demi-rectangle et une demi-ellipse. Les pointillés correspondent au cas de l'ellipse.

La modélisation du champ de température à l'extérieur du compartiment s'appuie également sur la forme de flamme elliptique. La distribution radiale de la température est représentée par une formule simple s'écrivant sous la forme

$$T(r) = T_{\text{axe}} \frac{1 - \tanh[\alpha(r - r_0)]}{2}, \quad (\text{V.6})$$

où T_{axe} désigne la température sur l'axe, r est la distance radiale et r_0 correspond à la position de la flamme. Le coefficient α traduit la « raideur » de la frontière de la flamme. Cette approche présente l'avantage d'utiliser un champ de température extérieur infiniment dérivable, alors que la méthode de Law et O'Brien considère que la température varie de manière discontinue à la traversée de la frontière de la flamme, ce qui peut conduire à des variations importantes des résultats par rapport à la position de l'élément de structure.

Avec la présente approche, les variations en fonction de la localisation sont moins brutales.

Pour une cible située hors des flammes, le flux radiatif est donc calculé à partir du facteur de vue entre la cible et les flammes extérieures, en supposant que celles-ci émettent un rayonnement correspondant à la température sur leur axe. Lorsque la cible est située dans les flammes, le calcul tient compte de l'épaisseur des flammes vue par la cible pour chaque direction considérée.

Le flux convectif est quant à lui calculé à partir du champ de température extérieur précédemment décrit. Ce champ est caractérisé notamment par une zone de transition entre la température ambiante et la température sur l'axe de la flamme, à la traversée de la frontière de celle-ci.

V.4.4 Modèles de récepteur

Le modèle présenté ici utilise le facteur de vue entre une sphère et la zone de flammes extérieures pour estimer le flux radiatif reçu en dehors des flammes. Cette approche présente l'avantage de calculer le flux radiatif total provenant de toutes les directions et reçu en un point donné. Le facteur de vue entre une sphère et un plan s'écrit selon la référence [123] et avec les notations de la figure V.6

$$F_{1-2} = \frac{1}{4\pi} \operatorname{atan} \sqrt{\frac{1}{D_1^2 + D_2^2 + D_1^2 \cdot D_2^2}} \quad \text{avec} \quad D_1 = \frac{d}{l_1} \quad \text{et} \quad D_2 = \frac{d}{l_2}. \quad (\text{V.7})$$

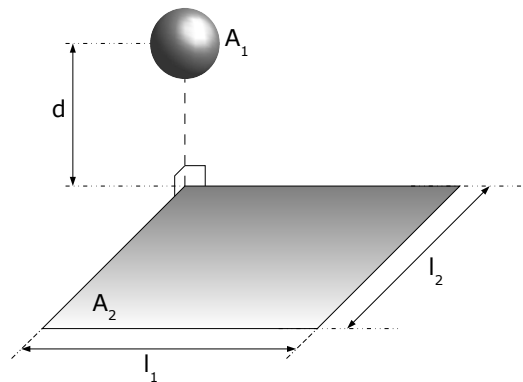


FIG. V.6 — Notations utilisées pour le calcul du facteur de vue entre une sphère et un rectangle

Il est également possible de calculer le facteur de vue entre un élément plan et la flamme, comme cela est fait dans la méthode de Law et O'Brien, ce qui permet d'estimer le flux reçu séparément sur chacune des faces des éléments. Le choix du type de cible se fait en fonction de la géométrie du récepteur considéré.

Un modèle de thermocouple permet d'obtenir des résultats comparables entre le modèle simplifié et des mesures expérimentales de température. Le modèle de thermocouple

mis en œuvre ici est tiré du code FDS [73]. À tout instant, il est supposé que la température du thermocouple T s'ajuste de sorte que le bilan d'énergie suivant soit vérifié

$$\varepsilon\sigma T^4 + h_{\text{conv}}T = \varepsilon(\phi_{\text{rad}} + \sigma T_0^4) + h_{\text{conv}}T_g . \quad (\text{V.8})$$

Dans cette expression, ε est l'émissivité du thermocouple, h_{conv} est le coefficient de transfert convectif, T_0 est la température ambiante et T_g est la température des gaz environnants. Le terme ϕ_{rad} correspond au flux radiatif incident et est calculé à l'aide des facteurs de vue lorsque le thermocouple est situé hors du feu.

V.5 Validation du modèle

Le modèle simplifié a été codé avec la possibilité d'utiliser un débit de fuel spécifié par l'utilisateur. Ceci permet de confronter facilement ses prédictions avec des mesures expérimentales. On reprend ici le cas de feu généralisé avec sortie de flammes ayant servi de référence pour la validation du code FDS (section III.4).

Les résultats sont présentés sur les figures V.7 et V.8 avec les mesures expérimentales correspondantes. Les résultats obtenus avec FDS au chapitre III sont également reportés. Les comparaisons sont réalisées avec les mêmes hypothèses que celles décrites à la section III.4.2.2 en ce qui concerne les positions des thermocouples et la façon de présenter les résultats.

Les prédictions sont en bon accord avec les mesures au niveau des positions P, à l'exception de P1 (figure V.7(a)). Cette position est située au niveau de la partie supérieure de l'ouverture (figure III.31). Pour le modèle simplifié, le point P1 étant très proche du rectangle rayonnant modélisant l'ouverture, le facteur de vue entre le thermocouple et ce rectangle est pratiquement égal à l'unité. Sa température est donc très proche de celle des gaz contenus dans le local, avec un maximum de l'ordre de 1100 °C.

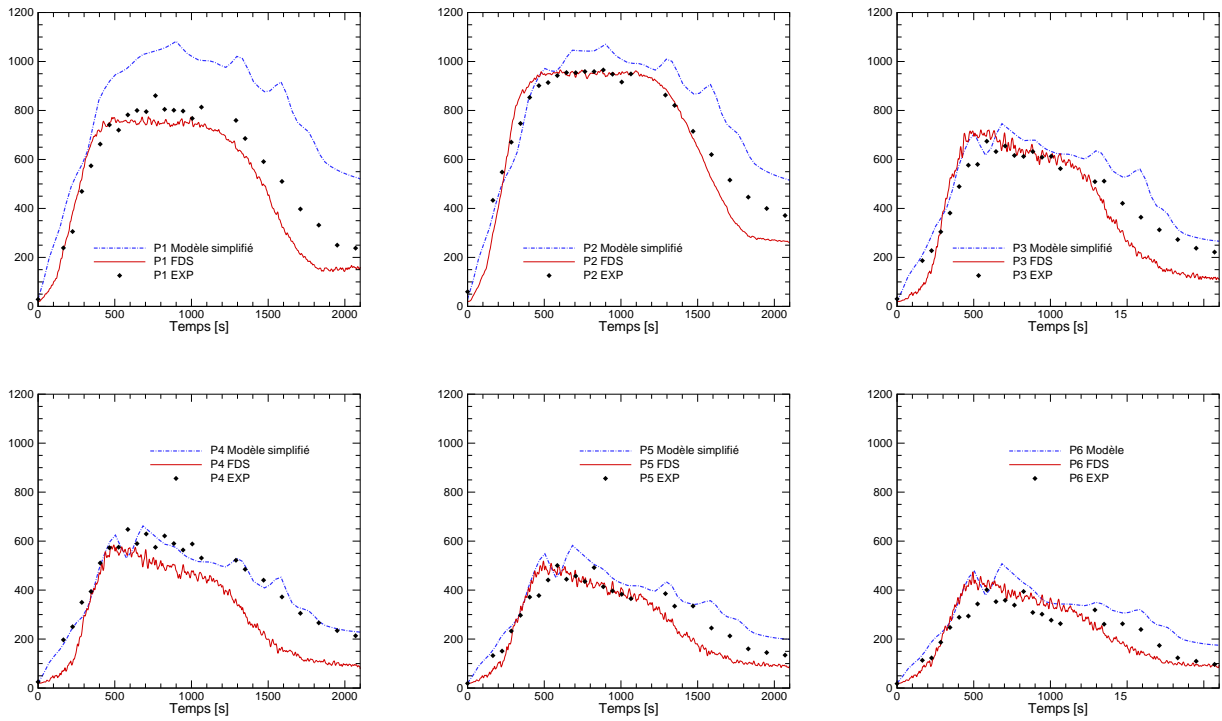
Les évolutions temporelles sont bien reproduites avec le modèle simplifié. On peut noter que l'on retrouve facilement les mêmes « pics » de température, quelque soit la position considérée. Ceci provient du fait que, dans le modèle simplifié, les caractéristiques des flammes sont directement liées à la puissance du feu. Le profil vertical de température, c'est à dire l'évolution de la température en fonction de la hauteur à un instant donné (de P1 à P6), est bien reproduit par le modèle simplifié. Ceci signifie que l'évolution de la température le long de l'axe des flammes extérieures est correctement estimée.

Concernant la position Q (figure V.7(b)), on note une surestimation de la température à toutes les hauteurs, comme c'était déjà le cas avec FDS. Il semble que la raison soit la même : les simulations prédisent une présence des flammes en ces endroits alors que durant l'essai, les températures sont trop faibles pour que l'on puisse considérer que l'on se situe véritablement dans les flammes persistentes.

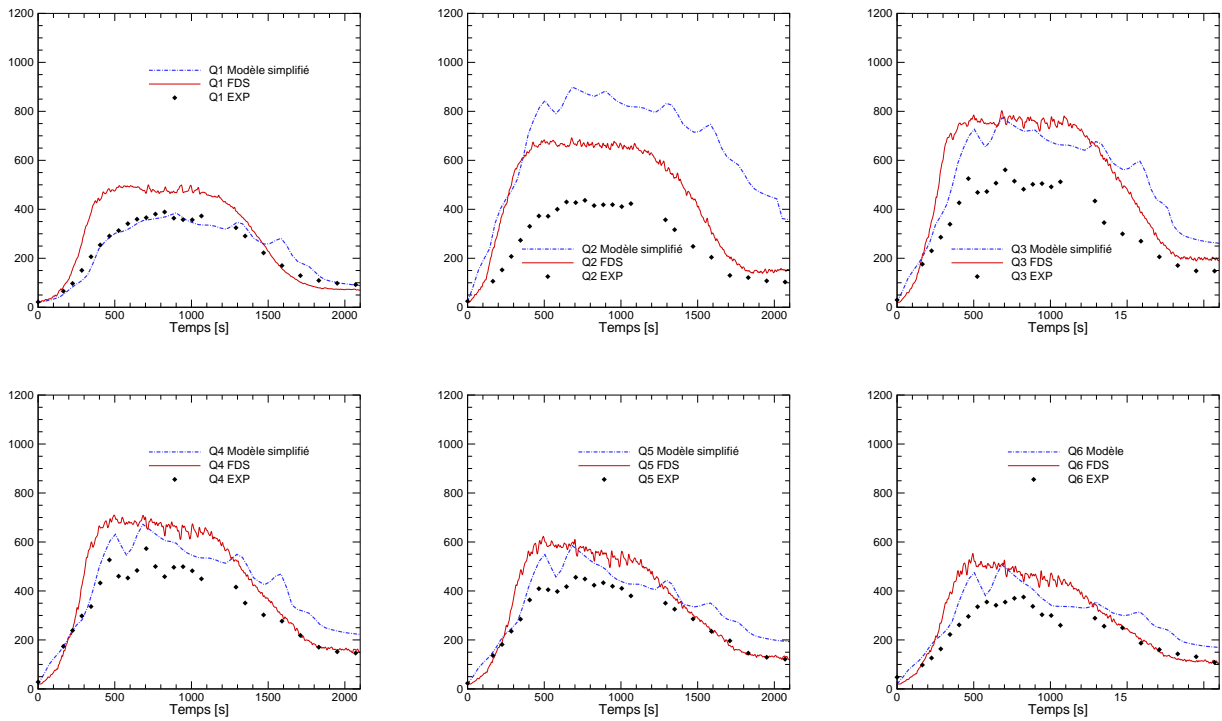
La température prédite par le modèle simplifié est légèrement supérieure aux mesures pour les positions R et S (figure V.8) mais les ordres de grandeur demeurent acceptables. Ceci montre que la décroissance de température avec l'éloignement de l'ouverture est relativement bien retrouvée par le modèle simplifié.

Le champ de température à l'extérieur du local est donc globalement bien retrouvé par le modèle simplifié, notamment lorsque l'on se situe assez loin de l'ouverture du local.

À l'exception de certains endroits particuliers, l'accord entre prédictions et mesures est aussi bon avec le modèle simplifié qu'avec FDS. L'intérêt majeur réside dans le fait que les résultats du modèle simplifié ont été obtenus en un temps nettement plus réduit que ceux donnés par FDS.

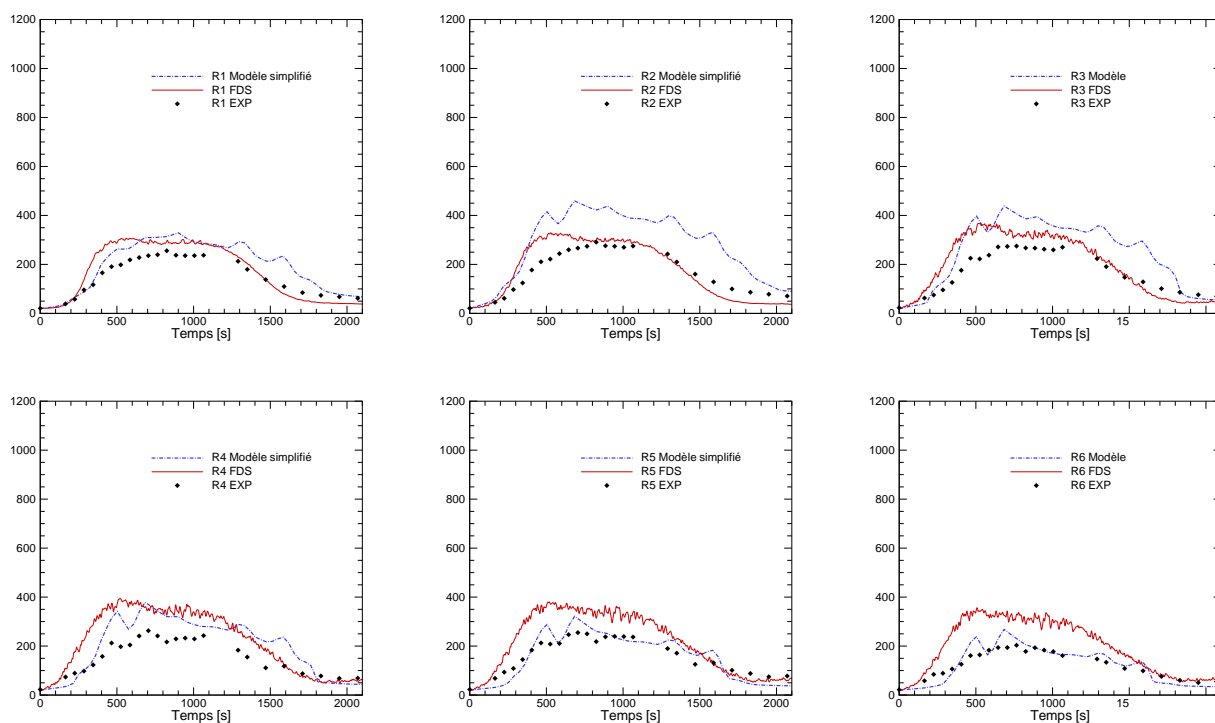


(a) Position P (contre la façade)

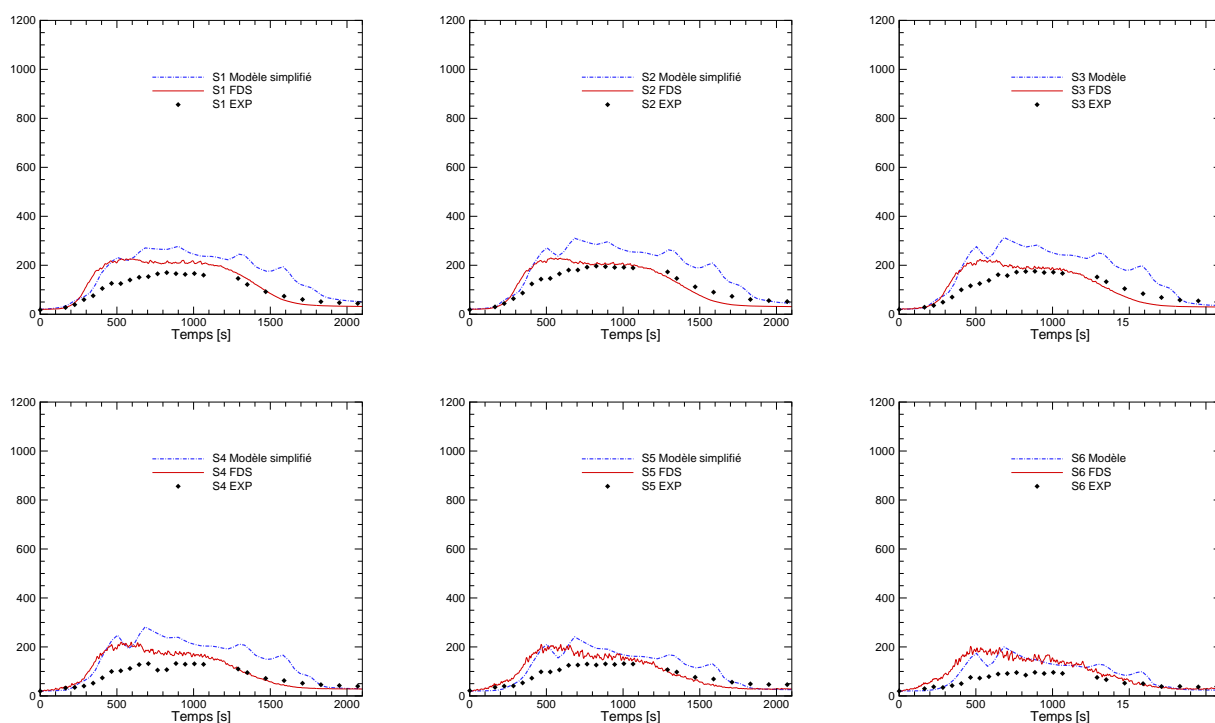


(b) Position Q (0.50 m de la façade)

FIG. V.7 — Évolution de la température à l'extérieur du local dans une zone proche de la façade



(a) Position R (1.00 m de la façade)



(b) Position S (1.50 m de la façade)

FIG. V.8 — Évolution de la température à l'extérieur du local dans une zone éloignée de la façade

V.6 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a fourni les éléments essentiels du modèle simplifié permettant de rendre compte des diverses tendances observées lors de l'étude des paramètres principaux qui affectent les caractéristiques des flammes extérieures. Ce modèle permet d'estimer rapidement et avec une puissance informatique modeste les sollicitations thermiques auxquelles sont soumis les éléments de structure extérieurs à un local en feu. Le modèle de Law et O'Brien a été repris et étendu au cas de sortie de flammes dépendant du temps.

Un modèle à une zone du feu pleinement développé au sein du compartiment est mis en œuvre, afin de déterminer la valeur prise par la richesse globale. Grâce à l'utilisation du modèle de zone, cette détermination tient notamment compte des positions relatives des ouvertures, ainsi que des propriétés thermiques de parois du local, ce que ne permet pas la méthode de Law et O'Brien. De plus, la montée en température des gaz contenus dans le local est reproduite par le modèle, contrairement à l'approche de Law et O'Brien qui se contente d'une température constante étant donné que l'approche se fait en régime stationnaire.

Une évolution temporelle du dégagement de chaleur peut être choisie arbitrairement de sorte que la richesse globale ne dépasse pas une valeur critique donnée. L'évolution temporelle de la richesse globale est utilisée pour calculer les dimensions des flammes extérieures au cours du temps. Des surfaces rayonnantes sont employées pour estimer les flux radiatifs reçus par une cible située hors des flammes.

Une première simulation a été réalisée pour valider le modèle simplifié par rapport à un essai expérimental, en confrontant en même temps ses prédictions à celles du code FDS pour la même configuration. Les résultats sont globalement satisfaisants. Le champ de température à l'extérieur du local est reproduit de façon correcte : l'évolution temporelle des températures en différents endroits est proche des mesures, et la répartition spatiale de la température est réaliste. Il semble donc que le modèle global se comporte de façon satisfaisante pour ce cas de figure.

Conclusion générale et perspectives

C E travail de thèse a été consacré à l'étude des conditions d'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des bâtiments en feu. Une étude bibliographique générale a été menée sur les feux de compartiment, et plus particulièrement sur la problématique de la sortie de flammes par les ouvertures des locaux en feu. Il a été décidé de mettre à profit les capacités prédictives d'un outil numérique avancé de simulation des incendies pour étudier les conditions de sortie de flammes d'un local en feu et les paramètres affectant ces dernières. Afin de s'assurer de la fiabilité des résultats obtenus avec le code de calcul employé, un travail d'exploration et de prise en main de celui-ci a été nécessaire. Les capacités de l'outil numérique ont ensuite pu être évaluées par une démarche de validation progressive qui a consisté à simuler des cas expérimentaux de complexité croissante. Ce travail a permis de mieux cerner les aptitudes de l'outil numérique à reproduire les phénomènes physiques intervenant dans le contexte de la sortie de flammes. Une fois cette étape de validation satisfaite, le code a été exploité pour étudier les principaux paramètres affectant les flammes sortant par les ouvertures des locaux en feu. Cette étude a conduit à la vérification et à l'extension d'une méthode de calcul simplifiée destinée à prédire les conditions d'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des bâtiments. Un nouveau modèle global a ainsi pu être développé en extrapolant les corrélations de la précédente méthode, et en s'appuyant sur les résultats des simulations numériques du modèle avancé, ainsi que sur des résultats provenant de l'expérimentation et de la littérature.

Les conclusions du volet numérique de cette thèse concernent au sens large la problématique générale de la simulation numérique des incendies utilisant les modèles avancés tels que les modèles CFD. Il est apparu que ce type de modélisation constitue une voie incontournable et prometteuse pour l'étude des incendies. Elle offre en effet un accès aisé à de nombreuses grandeurs et possède un domaine d'application très étendu. Cependant, elle se heurte aujourd'hui encore à de nombreuses difficultés concernant la prise en compte de phénomènes physiques complexes exerçant une influence significative sur l'ensemble du problème. Par exemple, la modélisation du cycle de vie des suies reste pour le moment sommaire et demande à être améliorée, car les suies influencent l'ensemble du champ radiatif résultant du feu. La chimie de la combustion est également un point délicat pour obtenir des simulations plus réalistes. Dans le code FDS plus particulièrement, on peut remarquer que les caractéristiques des écoulements sont généralement en bon accord avec

les mesures expérimentales, malgré la grande simplicité du modèle de combustion. Mais des cinétiques à plusieurs étapes seront nécessaires à l'avenir pour simuler les phénomènes d'extinction et de prémélange, et mieux reproduire la production d'espèces intermédiaires. Les échanges pariétaux demeurent également un sujet qui demande des améliorations dans FDS, notamment en ce qui concerne les transferts convectifs.

Ce travail de thèse a également souligné que la détermination de la puissance calorifique du feu reste une question de tout premier ordre dans le cadre de la simulation numérique du feu. En effet, la puissance du feu est un paramètre incontournable pour caractériser les effets du feu sur son environnement. Les différentes simulations réalisées au cours de ce travail ont montré que les grandurs calculées, notamment le champ de température, sont étroitement liées à la puissance du feu. Malheureusement, même lorsque la quantité de combustible est connue avec précision, la détermination de l'évolution de la puissance en fonction du temps demeure très difficile, pour ne pas dire impossible lorsque le combustible est constitué de divers matériaux différents les uns des autres. Principalement à cause des forts couplages existant entre l'énergie libérée par la combustion et la production d'éléments volatiles combustibles, ou par la méconnaissance des propriétés précises des matériaux combustibles, il existe de nombreuses possibilités de dérive dans l'estimation de la puissance du feu. Pour le moment, la simulation numérique parvient seulement à retrouver des ordres de grandeurs à l'échelle du laboratoire [66, 42]. Le passage à l'échelle réelle constitue un problème encore loin d'être résolu. C'est la principale raison pour laquelle la puissance du feu a toujours été imposée dans les simulations réalisées dans le cadre de ce travail.

L'étude de paramètres affectant les flammes extérieures a mis en évidence le fait que le feu à l'intérieur du compartiment exerce évidemment une influence significative sur les flammes extérieures. La description du feu de compartiment en termes de richesse globale s'est avérée pertinente pour caractériser notamment la longueur des flammes extérieures. Ceci suggère que ce sont surtout les dimensions des ouvertures du local qui déterminent les caractéristiques des flammes extérieures. À l'état stationnaire et pour une puissance de feu donnée, la taille du local influence peu les flammes extérieures, parce qu'elle agit uniquement sur la température moyenne des gaz situés à l'intérieur, en augmentant la surface d'échange avec les parois. Ceci signifie que les caractéristiques des flammes extérieures sont assez peu sensibles à l'étendue des locaux. De plus, il a été montré que pour une ouverture donnée, la sévérité des flammes extérieures est plus importante avec des locaux cubiques de dimensions réduites. Cette constatation permet d'étendre à des locaux relativement vastes les résultats bien connus qui ont été obtenus depuis plusieurs décennies avec des locaux cubiques de petites dimensions.

Les résultats des simulations numériques concernant les caractéristiques des flammes extérieures sont dans l'ensemble cohérents avec les prédictions de la méthode de Law et O'Brien. Il a donc été possible de réutiliser en grande partie cette méthode pour proposer une approche simplifiée destinée à prédire les caractéristiques des flammes extérieures au cours du temps. Pour atteindre cet objectif, il a été fait appel à une description du feu de compartiment utilisant un modèle à une zone, ce qui a permis d'évaluer la valeur prise par la richesse globale de manière assez réaliste. Ce modèle simplifié a ensuite été validé par comparaison avec des résultats expérimentaux concernant des mesures de température à l'extérieur d'un local en feu. Il a été vu que ce modèle se comporte de façon satisfaisante par

comparaison à un cas expérimental. Il reste à étudier sa sensibilité aux grandeurs d'entrée, ainsi que l'influence de certaines hypothèses et corrélations sur les grandeurs de sortie. Ceci doit permettre de déterminer quels sont les points importants du modèle qui méritent une attention particulière.

À l'issue de la présente étude, plusieurs perspectives relatives aux flammes extérieures peuvent être envisagées :

- la caractérisation du rayonnement émis par les flammes extérieures reste pour le moment assez sommaire. Il semble que l'émissivité des flammes soit principalement liée à la nature du combustible mis en jeu, ainsi qu'aux conditions de ventilation au sein du compartiment. Des essais expérimentaux pourraient aider à caractériser l'effet de la nature du combustible sur les flux thermiques à l'extérieur du local.
- le modèle de la flamme solide constitue une approximation acceptable pour estimer les flux radiatifs reçus par un élément situé assez loin des flammes. De même, le flux thermique reçu par un élément totalement noyé dans les flammes est relativement aisé à estimer. Par contre, la région de transition entre la zone de flammes à la zone « hors flammes » reste délicate à traiter.
- les simulations numériques montrent que la description en termes de richesse globale semble correctement intégrer l'effet du combustible, via l'utilisation du coefficient stœchiométrique $r_{\text{fuel-air}}$. Ce point demande à être confirmé expérimentalement. De plus, la combustion simultanée de plusieurs types de combustible reste encore difficile à traiter.
- l'effet du vent sur l'étirement voire l'extinction locale des flammes extérieures est une question délicate, étant donné que les modèles actuellement utilisés par les outils numériques ne permettent pas d'étudier précisément ces phénomènes. Dans le même ordre d'idée, l'effet des conditions extérieures sur la ventilation se mettant en place au sein des locaux en situation d'incendie est un sujet complexe qui demande à être étudié.

Le modèle simplifié développé au cours de cette thèse permet de prédire les flux thermiques reçus par les éléments de structure extérieurs en cas d'incendie. Il peut donc être aisément couplé avec des modèles simplifiés d'échauffement de ces éléments⁵. La mise en cascade de tels modèles constitue alors un outil de dimensionnement rapide permettant au concepteur du bâtiment de positionner les éléments de structure, ainsi que de choisir et de dimensionner la protection contre le feu éventuellement nécessaire. Un prolongement de cette recherche peut consister à établir, à partir de ces modèles simplifiés, des règles de calcul qui seront ensuite introduites au niveau normatif. Ceci devrait permettre à des bureaux d'étude non spécialisés dans l'utilisation d'outils de calcul avancés de réaliser des évaluations simplifiées des conditions d'échauffement des éléments de structure extérieurs.

5. De tels modèles ont été développés dans le cadre du projet européen dans lequel s'inscrit cette thèse [27].

Bibliographie

- [1] *Eurocode 1 - Actions sur les structures*. EC1/EN1991.
- [2] *CRAYFISHPAK User's Guide, Cray Version 1.1*. Green Mountain Software, Boulder, Colorado, 1990.
- [3] *Guide for the Verification and Validation of CFD simulations*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1998.
- [4] Verification and validation of selected fire models for nuclear power plant applications. Technical report, NUREG, 2006. NUREG 1824.
- [5] R. L. ALPERT. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Ceiling Jet Flows, pages 2–18, 2–31. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [6] L. AUDOUIN. *Étude de la structure d'une flamme simulant un incendie de produits industriels. Caractérisation et modélisation de cas réels de feux*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1995.
- [7] V. BABRAUSKAS. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Heat Release Rates, pages 3–1, 3–37. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [8] V. BABRAUSKAS & S. GRAYSON. *Heat Release in Fires*. Elsevier Applied Science, 1992.
- [9] C. BAILLY & G. COMTE-BELLOT. *Turbulence*. Librairie Eyrolles, 2003.
- [10] R. BECHTOLD. Zur thermischen beanspruchung von aussenstützen im brandfall. Technical report, Technischen Universität Braunschweig, 1977. HEFT 37.
- [11] D. BLAY, S. MERGUI, & C. NICULAE. Confined turbulent mixed convection in the presence of a horizontal buoyant wall jet. *Transaction of the ASME*, 213, 1992.
- [12] H. BOCKHORN. *Soot formation in combustion*. Springer, 1994.
- [13] F. N. P. BONG. Fire spread on exterior walls. Technical report, University of Canterbury, 2000. ISSN 1173-5996.
- [14] R. BORGHI & M. DESTRIAU. *La combustion et les flammes*. Technip, 1995.
- [15] M. L. BULLEN & P. H. THOMAS. Compartments fires with non-cellulosic fuels. *Proceedings of the 17th Symposium (Int.) on Combustion - The Combustion Institute*, pages 1139–1148, 1978.

- [16] S. CANDEL. *Mécanique des fluides*. Dunod, 1995.
- [17] J. CARLSSON & B. CARLSSON. Numerical simulations of fire exposed facades. Technical report, Lund, 2001.
- [18] S. CARNOT. Réflexions sur la puissance du feu et sur les machines propres à développer cette puissance, 1824.
- [19] P. CHASSAING. *Mécanique des fluides, éléments d'un premier parcours*. Cépaduès-Éditions, 2000.
- [20] J. CLEMENT. *Experimental verification of the Fire Dynamics Simulator (FDS) Hydrodynamic Model*. PhD thesis, University of Canterbury, New Zealand, 2000.
- [21] X. CORÉ. *Méthode adaptative de raffinement local multi-niveaux pour le calcul d'écoulements réactifs à faible nombre de Mach*. PhD thesis, Université de Provence, 2002.
- [22] G. COX & S. KUMAR. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Modeling Enclosure Fires Using CFD, pages 3–194, 3–218. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [23] A. E. CÔTÉ & J. L. LINVILLE. Fire Protection Handbook - Systems concepts for building fire safety. *NFPA, Quincy*, 16 : 7–10, 7–19, 1986.
- [24] M. CURTAT. *Physique du feu pour l'Ingénieur*. Traité de physique du bâtiment. CSTB, 2001.
- [25] M. DELICHATSIOS, G. SILCOCK, X. LIU, M. DELICHATSIOS, & Y. LEE. Mass pyrolysis rates and excess pyrolysis in fully developed enclosure fires. *Fire Safety Journal*, 39 : 1–21, 2004.
- [26] M. A. DELICHATSIOS & G. W. H. SILCOCK. Fully involved enclosure fires : Effects of fuel, type, fuel area and geometry. *IAFSS - Proceedings of the 7th International Symposium*, pages 59–74, 2002.
- [27] S. DESANGHERE & D. JOYEUX. *Development of design rules for the fire behavior of external steel structures, final report*. European Coal and Steel Community, 2005.
- [28] D. DRYSDALE. Aspects of smouldering combustion. *Fire Prevention Science and Technology*, 23 : 18–28, 1980. Fire Protection Association, London.
- [29] D. DRYSDALE. *An introduction to Fire Dynamics*. Wiley, 1985.
- [30] F. DUCROS. *Simulations numériques directes et des grandes échelles de couches limites compressibles*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1995.
- [31] A. FAVRE. Équations des gaz turbulents compressibles. *Journal de Mécanique*, 4, 1965.
- [32] J. H. FERZIGER & M. PERIC. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Verlag, 1999.
- [33] O. GAUDARD, Y. L. BOTLAN, J. V. G. MARLAIR, & A. CASTIEL. Combattre le feu. *Revue de l'Association Française pour l'Avancement des Sciences*, (1) : 31–44, 2004.
- [34] M. GERMANO, U. PIOMELLI, P. MOIN, & W. H. CABOT. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids*, 7 : 1760–1765, 1991.
- [35] W. GROSSHANDLER. RadCal : A narrow band model for radiation calculations in a combustion environment. Technical report, NIST, 1993.

- [36] T. Z. HARMATHY. The possibility of characterizing the severity of fires by a single parameter. *Fire and Materials*, 4(2) : 71–76, 1980.
- [37] T. Z. HARMATHY. Postflashover fires - an overview of the research at the National Research Council of Canada (NRCC), 1970-1985. *Fire Technology*, 22(3) : 210, 1986.
- [38] Y. HASEMI & T. TOKUNAGA. Flame geometry effects on the buoyant plumes from turbulent diffusion flames. *Fire Science and Technology*, 4(1) : 15–26, 1984.
- [39] Y. HAYASHI, Y. OHMIYA, T. IWAMI, & T. SAGA. Experimental study on fire and plume properties using BRI's fire wind tunnel facility. *Fire Safety Journal*, 22 : 17–35, 2003.
- [40] G. HESKESTAD. Dynamics of the fire plume. *Philosophical Transactions : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 356 : 2815 – 2833, 1998.
- [41] G. HESKESTAD. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Fire Plumes, Flame Height, and Air Entrainment, pages 2–1, 2–17. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [42] J. HIETANIEMI, S. HOSTIKKA, & J. VAARI. FDS simulation of fire spread - comparison of model results with experimental data. *VTT working paper 4*, Espoo 2004.
- [43] K. HIMOTO & T. TANAKA. A burning model for charring materials and its application to the compartment fire development. *Fire Science and Technology*, 23(3) : 170–190, 2004.
- [44] J. P. HOLMAN. *Heat transfer*. McGraw-Hill, 1989.
- [45] Z. HU, G. PANAFIEU, J. STAUDER, & A. TROUVÉ. A presumed PDF approach to model turbulent non-premixed combustion in FDS. *Intl. Tech. Congress on Computational Simulation Models in Fire Engr. and Res., Univ. Cantabria, Santander, Spain*, pages 281–295, 2004.
- [46] C. HUGGETT. Estimation of the rate of heat release by means of oxygen consumption measurements. *Fire and Materials*, 12, 1980.
- [47] M. L. JANSSENS. Room fire models. *Heat Release in Fires, Babrauskas, Grayson (eds). Elsevier Applied Science*, pages 113–157, 1992.
- [48] M. L. JANSSENS. Modeling of the thermal degradation of structural wood members exposed to fire. *Fire and Materials*, 28 : 199–207, 2004.
- [49] M. L. JANSSENS & W. PARKER. Oxygen consumption calorimetry. *Heat Release in Fires, Babrauskas, Grayson (eds). Elsevier Applied Science*, pages 31–59, 1992.
- [50] J.H. LIENHARD IV & J.H. LIENHARD V. *A heat transfer textbook*. Phlogiston Press Cambridge, 2005.
- [51] P. JOULAIN. Fire research in France : an overview. *IAFSS - Proceedings of the 6th International Symposium*, pages 41–58, 1999.
- [52] D. JOYEUX. *Études expérimentales et numériques de la production des suies dans des flammes de diffusion turbulentes*. PhD thesis, Faculté des Sciences et Techniques de l'Université de Rouen, 1993.
- [53] D. JOYEUX. Étude de faisabilité d'application de l'ingénierie au feu à un hôtel. Technical Report INC 96/355, Centre Technique Industriel de la Construction Métallique, 1996.

- [54] D. JOYEUX. Étude expérimentale caractérisant un incendie dans un hôtel. Technical Report INC 98/24, Centre Technique Industriel de la Construction Métallique, 1998.
- [55] K. KAWAGOE. Fire behavior in rooms. Technical report, Building Research Institute, Tokyo Japan, 1958.
- [56] I. M. KENNEDY. Models of soot formation and oxidation. *Progress in Energy and Combustion Science*, 23 : 95–132, 1997.
- [57] B. KIRBY, D. WAINMAN, L. TOMLINSON, T. KAY, & B. PEACOCK. Natural fires in large scale compartments. Technical report, British Steel, Fire Research Station, 1994.
- [58] J. KRUPPA. Comportement au feu des poteaux extérieurs en acier. Technical Report 1.012-4, Centre Technique Industriel de la Construction Métallique, 1979.
- [59] U. O. KÖYLÜ & G. M. FAETH. Carbon monoxide and soot emissions from liquid fuel buoyant turbulent diffusion flames. *Combustion and Flames*, 87 : 61–76, 1991.
- [60] A. LAVOISIER. Réflexions sur le phlogistique, 1785.
- [61] M. LAW. Heat radiation from fires and building separation. *Joint Fire Research Organisation, HMSO, UK*, 1963.
- [62] M. LAW. Radiation from fires in a compartment. *Joint Fire Research Organisation, HMSO, UK*, 1968.
- [63] M. LAW. Fire safety of external building elements - the design approach. *American Institute of Steel Construction*, 1978.
- [64] M. LAW & T. O'BRIEN. Fire safety of bare external structural steel. Technical report, Constrado, 1981.
- [65] M. LAW, P. H. THOMAS, & A. J. M. HESELDEN. Fully-developed fires - two kinds of behaviour. *Joint Fire Research Organisation, HMSO, UK*, 1967.
- [66] G. LINTERIS, L. GEWUERZ, K. MCGRATTAN, & G. FORNEY. Modeling solid sample burning. *IAFSS - 8th International Symposium*, 2005.
- [67] T. G. MA & J. G. QUINTIERE. Numerical simulation of axi-symmetric fire plumes : accuracy and limitations. *Fire Safety Journal*, 38 : 467–492, 2003.
- [68] A. MAJDA & J. SETHIAN. The derivation and numerical solution of the equations for zero mach number combustion. *Combustion Science and Technology*, 42 : 185–205, 1985.
- [69] J. H. MAMMOSER & F. BATTAGLIA. A computational study on the use of balconies to reduce flame spread in high-rise apartment fires. *Fire Safety Journal*, 39 : 277–296, 2004.
- [70] H. DE LUMLEY. *L'Homme premier. Préhistoire, évolution, culture*. Odile Jacob, 2000.
- [71] B. J. MCCAFFREY. Purely buoyant diffusion flames : Some experimental results. Technical report, NBS, 1979. NBSIR 79 1910.
- [72] B. J. MCCAFFREY & G. HESKESTAD. A robust bidirectional low velocity probe for flame and fire application. *Combustion and Flame*, 26(1) : 125–127, 1976.
- [73] K. MCGRATTAN. *Fire Dynamics Simulator (Version 4) Technical Reference Guide*, 2004.
- [74] K. MCGRATTAN. Fire modeling - where are we now and where are we going. *IAFSS - 8th International Symposium*, 2005.

- [75] H. E. MITLER. On the heights of wall-fire flames. *International Conference on Fire Research and Engineering (ICFRE)*, pages 166–171, 1995.
- [76] B. MÜLLER. Low mach number asymptotics of the Navier Stokes equations and numerical implications. In *von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 1999-03*, 1999.
- [77] O. MÉTAIS & M. LESIEUR. Spectral large eddy simulation of isotropic and stable stratified turbulence. *J. Fluid Mech.*, 239 : 157–194, 1992.
- [78] G. W. MULHOLLAND. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Smoke Production and Properties, pages 2–258, 2–268. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [79] A. MUSSER, K. MCGRATTAN, & J. PALMER. Evaluation of a fast, simplified CFD model for solving room airflow problems. Technical report, NIST, 2001. NISTIR 6760.
- [80] I. NAKAYA, M. YOSHIDA, & K. STECKLER. Doorway flow induced by a propane fire. *Fire Safety Journal*, 10 : 185–195, 1986.
- [81] T. NARUSE & Y. HASEMI. Wind effect on fire behavior in compartment. In *Fire Research and Safety, 15th meeting*, volume 2, pages 399–405, 2000.
- [82] V. NOVOZHILOV. Computational fluid dynamics modeling of compartment fires. *Progress in Energy and Combustion Science*, 27 : 611–666, 2001.
- [83] T. J. OHLEMILLER. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Smoldering Combustion, pages 2–200, 2–210. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [84] Y. OHMIYA, Y. HORI, K. SAGIMORI, & T. WAKAMATSU. Predictive method for properties of flame ejected from an opening incorporating excess fuel. In *Fourth Asia-Oceania Symposium on Fire Science and Technology*, 2000.
- [85] Y. OHMIYA, T. TANAKA, & T. WAKAMATSU. A room fire model for predicting fire spread by external flames. *Fire Science and Technology*, 18 : 12–21, 1998.
- [86] S. OLENICK & D. J. CARPENTER. An updated international survey of computer models for fire and smoke. *Journal of Fire Protection Engineering*, 13 : 87–110, 2003.
- [87] D. OLSON, L. GLICKSMAN, & H. FERM. Steady state natural convection in empty and partitioned enclosures at high Rayleigh numbers. *Transaction of the ASME*, 112, 1990.
- [88] W. J. PARKER. Wood materials. Part A. Prediction of the heat release rate from basic measurements. *Heat Release in Fires, Babrauskas, Grayson (eds). Elsevier Applied Science*, pages 333–356, 1992.
- [89] N. PETERS. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000.
- [90] N. PETTERSON. Assessing the feasibility of reducing the grid resolution in FDS field modelling. Technical report, University of Canterbury, New Zeland, 2002.
- [91] R. PEYRET & T. D. TAYLOR. *Computational methods for fluid flow*. Springer-Verlag, 1982.
- [92] W. M. PITTS. The global equivalence ratio concept and the formation mechanisms of carbon monoxide in enclosure fires. *Progress in Energy and Combustion Science*, 21 : 197–237, 1995.

BIBLIOGRAPHIE

- [93] T. POINSOT & D. VEYNANTE. *Theoretical and Numerical Combustion*. Edwards, 2001.
- [94] W. H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY, & W. T. VETTERLING. *Numerical Recipes in Fortran : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992.
- [95] J. G. QUINTIERE & B. J. MCCAFFREY. The burning of wood and plastic cribs in an enclosure. Technical Report NBSIR 80-2054, National Bureau of Standards, 1980.
- [96] G. D. RAITHBY & E. H. CHUI. A finite volume method for predicting radiant heat transfer in enclosure with participating media. *Journal of Heat Transfer*, 1990.
- [97] R. G. REHM & H. R. BAUM. The equations of motion for thermally driven, buoyant flows. *Journal of Research, NBS*, 1978.
- [98] S. J. RITCHIE, K. D. STECKLER, A. HAMINS, T. G. CLEARY, J. C. YANG, & T. KASHIWAGI. The effect of sample size on the heat release rate of charring materials. *IAFSS - Proceedings of the 5th International Symposium*, pages 177–188, 1997.
- [99] J. A. ROCKETT. Fire induced gas flow in an enclosure. *Combustion Science and Technology*, (12) : 165–175, 1976.
- [100] J. RÉVEILLON. *Simulation dynamique des grandes structures appliquée aux flammes turbulentes non-prémélangées*. PhD thesis, Faculté des Sciences de l'Université de Rouen, 1996.
- [101] P. SAGAUT. *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Springer, 1998.
- [102] R. SCHIESTEL. *Modélisation et simulation des écoulements turbulents*. Hermes, 1991.
- [103] J. B. SCHLEICH. Competitive steel buildings through natural fire safety concept. Technical Report 7210-SA/522, ECSC Research, 1994-1998.
- [104] C. T. SHAW. *Using Computational Fluids Dynamics*. Prentice Hall, 1992. <http://www.eng.warwick.ac.uk/staff/cts/cfdbook/>.
- [105] L. G. SIEGEL. The projection of flames from burning buildings. *Fire Technology*, 1969.
- [106] R. SIEGEL & J. R. HOWELL. *Thermal radiation heat transfer*. Hemisphere Publishing Corporation, 1972.
- [107] E. SJOSTROM. *Wood chemistry : Fundamentals and Applications*. Academic press, Inc., 1981.
- [108] J. SMAGORINSKY. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 1963.
- [109] K. D. STECKLER, J. G. QUITIERE, & W. J. RINKINEN. Flow induced by fire in a compartment. Technical report, NBS, 1982. NBSIR 82 2520.
- [110] O. SUGAWA, D. MOMITA, & W. TAKAHASHI. Flow behaviour of ejected fire flame/plume from an opening affected by external side wind. In *Fire safety science - Fifth International Symposium*, 1997.
- [111] O. SUGAWA & W. TAKAHASHI. Flow behavior of ejected fire plume from an opening with and without external wind. In *Asiaflam*, pages 409–420, 1995.
- [112] T. SUZUKI, A. SEKIZAWA, T. YAMADA, E. YANAI, H. SATOH, H. KURIOKA, & Y. KIMURA. An experimental study of ejected flames of a high-rise buildings - effects of depth of balcony on ejected flames. In *Fourth Asia-Oceania Symposium on Fire Science and Technology*, 2000.

- [113] J. TAINE & J. P. PETIT. *Transferts thermiques*. Dunod, 1995.
- [114] T. TANAKA & S. YAMADA. BRI2002 : Two layer zone smoke transport model. *Fire Science and Technology*, 23 : 1–131, 2004.
- [115] A. TEWARSON. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Generation of Heat and Chemical Compounds in Fires, pages 3–82, 3–161. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [116] I. R. THOMAS & I. D. BENETTS. Fire in enclosures with single ventilation openings - comparison of long and wide enclosures. *IAFSS - Proceedings of the 6th International Symposium*, pages 941–952, 1999.
- [117] I. R. THOMAS, I. D. BENETTS, & K. MOINUDDIN. Fire development in a deep enclosure. *IAFSS - Proceedings of the 8th International Symposium*, 2005.
- [118] L. THOMAS & G. ARCHAMBAULT. Sécurité incendie. Technical report, Arcelor, Collection Memento Acier, 2002.
- [119] P. H. THOMAS. Two-dimensional smoke flows from fires in compartments : Some engineering relationships. *Fire Safety Journal*, 18 : 125–137, 1992.
- [120] P. H. THOMAS & A. J. HESELDEN. Fully developed fires in single compartments. Technical Report CIB 20, 923, Conseil International du Bâtiment, 1972.
- [121] W. THORNTON. The relation of oxygen to the heat of combustion of organic compounds. *Philosophical Magazine and J. of Science*, 33(196), 1917.
- [122] C. L. TIEN, K. Y. LEE, & A. J. STRETTON. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition*, chapitre Radiation Heat Transfer, pages 1–73, 1–89. National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [123] W. TRIPP, C. HWANG, & R. E. CRANK. Radiation shape factors for plane surfaces and spheres, circles, or cylinders. *Kansas State Univ. Bull.*, 46, 1962.
- [124] F. E. WILLIAMS. *Combustion Theory*. Addison-Wesley, 1985.
- [125] Y. XIN, J. GORE, K. MCGRATTAN, R. REHM, & H. BAUM. Fire dynamics simulation of a turbulent buoyant flame using a mixture-fraction-based combustion model. *Combustion and Flame*, 141 : 329–335, 2005.
- [126] S. YAMADA & T. TANAKA. A model for predicting concentrations of carbon monoxide in building fires. In *IAFSS - Proceedings of the 4th International Symposium*, pages 539–550, 1994.
- [127] J. YAMAGUCHI & T. TANAKA. Temperature profiles of window jet plume. *Fire Science and Technology*, 24(1) : 17–38, 2005.
- [128] E. YII. *Modelling the Effects of Fuel Types and Ventilation Openings on Post-Flashover Compartment Fires*. PhD thesis, University of Canterbury, New Zealand, 2002.
- [129] E. H. YII, A. H. BUCHANAN, & C. FLEISCHMANN. Simulating the effects of fuel type and geometry on post-flashover fire temperatures. *Fire Safety Journal*, 41 : 62–75, 2006.
- [130] S. YOKOI. Study of the prevention of fire-spread caused by hot upward current. Technical report, Japanese Building Research Institute, 1960.

A

Équations régissant les milieux réactifs

LES équations rappelées ici sont les équations classiques de la mécanique des fluides généralement utilisées pour l'étude des écoulements réactifs [16, 19, 93, 124, 9]. Le mouvement d'un fluide monophasique peut être décrit par les grandeurs locales suivantes :

- la masse volumique ;
- les trois composantes du champ de vitesse ;
- l'énergie ;
- les fractions massiques des espèces composant le fluide.

Les lois fondamentales régissant l'écoulement d'un fluide sont des lois axiomatiques qui reposent sur les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le système d'équations obtenu est fermé en utilisant des lois de comportement qui relient les contraintes appliquées au fluide avec sa déformation, la diffusion des espèces avec leurs concentrations et le flux de chaleur avec le champ de température. Une équation d'état permet de lier entre elles les grandeurs thermodynamiques.

A.1 Conservation de la masse

La forme locale de la conservation de la masse s'écrit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \tag{A.1}$$

où ρ désigne la masse volumique et \mathbf{u} le vecteur vitesse de l'écoulement.

A.2 Conservation des espèces

La conservation de la masse de l'espèce k est régie par la relation

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_k \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_k + \dot{m}_k''' , \quad (\text{A.2})$$

où \mathbf{J}_k est le vecteur flux diffusif de l'espèce k et \dot{m}_k''' est un terme de production ou de consommation d'origine chimique.

Pour l'étude de la combustion turbulente, le transport moléculaire joue un rôle moins important que le transport turbulent. Il est donc possible de se contenter d'une modélisation relativement simple du flux diffusif. L'approximation la plus élémentaire classiquement employée est celle qui repose sur la loi de diffusion binaire de Fick¹. Cette loi s'écrit

$$\mathbf{J}_k = -\rho D_k \nabla Y_k , \quad (\text{A.3})$$

où D_k est le coefficient de diffusion binaire² de l'espèce k . Ce coefficient est généralement relié à la viscosité du fluide par l'intermédiaire du nombre de Schmidt

$$Sc_k = \frac{\mu}{\rho D_k} . \quad (\text{A.4})$$

A.3 Conservation de la quantité de mouvement

La forme locale de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] + \nabla p = \mathbf{G} , \quad (\text{A.5})$$

où p désigne la pression, \mathbf{g} l'accélération de la pesanteur et \mathbf{G} est la résultante des forces externes qui s'écrit, lorsque la pesanteur est l'unique force volumique prise en compte,

$$\mathbf{G} = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} . \quad (\text{A.6})$$

Dans cette expression, $\boldsymbol{\tau}$ représente le tenseur des contraintes visqueuses qui, dans l'hypothèse d'un fluide newtonien, est régi par la loi de comportement

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left[2\mathbf{S} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right] , \quad (\text{A.7})$$

μ désignant la viscosité dynamique du fluide. Le tenseur \mathbf{I} est ici le tenseur identité et le tenseur \mathbf{S} est le tenseur des taux des vitesses de déformation défini par

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^\top \right) \quad \text{soit} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) . \quad (\text{A.8})$$

1. Il est à noter que pour un mélange de plusieurs espèces, la masse totale n'est pas rigoureusement conservée avec cette approximation. En outre, l'effet Soret de diffusion d'espèce due aux gradients de température n'est pas pris en compte [93].

2. Par rapport au constituant N_2 majoritairement présent dans le mélange.

A.4 Conservation de l'énergie

L'enthalpie h du mélange est définie comme la moyenne pondérée par la masse des enthalpies spécifiques de chaque espèce :

$$h = \sum_{k=1}^N Y_k h_k \quad \text{où} \quad h_k = h_k^0 + \int_{T_0}^T c_{p,k}(T') dT'. \quad (\text{A.9})$$

Dans cette expression, le terme h_k^0 représente l'enthalpie de formation de l'espèce k et le terme $c_{p,k}$ est sa capacité calorifique à pression constante.

L'enthalpie totale H du mélange est obtenue en ajoutant l'énergie cinétique :

$$H = h + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2. \quad (\text{A.10})$$

L'énergie interne e du mélange s'écrit $e = h - p/\rho$, et son énergie totale E est exprimée par $E = e + \mathbf{u}^2/2$.

Le premier principe de la thermodynamique permet d'établir le bilan local

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho H \mathbf{u}) = Q. \quad (\text{A.11})$$

Le second membre de cette équation combine à la fois l'effet du rayonnement, la diffusion de la chaleur, le transport d'enthalpie par les flux diffusifs \mathbf{J}_k , ainsi que la puissance des forces de viscosité et de pesanteur.

La modélisation classique de la diffusion de la chaleur utilise la loi de Fourier³, ce qui conduit finalement à l'expression

$$Q = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot \sum_{k=1}^N h_k \mathbf{J}_k + \nabla \cdot (\tau \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}, \quad (\text{A.12})$$

où \mathbf{q}_r désigne le vecteur flux radiatif et λ la conductivité thermique.

A.5 Équation d'état

En considérant que le mélange se comporte comme un gaz parfait, les grandeurs thermodynamiques sont liées entre elles par l'équation d'état

$$p = \rho r T, \quad (\text{A.13})$$

où $r = C_p - C_v$ est la différence des capacités calorifiques à pression et à volume constant. Le rapport de ces capacités est noté $\gamma = C_p/C_v$ et vaut 1.4 pour l'air.

3. L'effet Dufour de diffusion d'enthalpie due aux gradients de concentration est ici négligé.

B

Modèle à une zone pour le feu de compartiment pleinement développé

LORSQUE le feu est de taille suffisamment importante par rapport aux dimensions du local dans lequel il se trouve, il est possible de supposer que les grandeurs sont homogènes au sein de celui-ci. Cette description n'utilise qu'une seule zone pour décrire le contenu du local et elle est employée notamment pour la modélisation de la phase de feu pleinement développé dans un compartiment. Ce type d'approche a été initialement proposé par Kawagoe [55].

B.1 Hypothèses

Le volume de contrôle utilisé est représenté sur la figure B.1 et la modélisation est basée sur les hypothèses suivantes :

- le local se comporte comme un réacteur parfaitement mélangé à tout instant ;
- tous les gaz suivent la loi des gaz parfaits ;
- les débits massiques à l'ouverture sont régis par les différences de pression entre le compartiment et l'extérieur¹ ;
- les champs de pression utilisés sont les champs de pression hydrostatiques.

En notant p l'écart de pression entre l'intérieur et l'extérieur du local au niveau du sol, les profils des champs de pression s'écrivent respectivement

$$p_{\text{ext}} = p_0 - \rho_0 g z \quad \text{pour l'extérieur du local, et} \quad (\text{B.1})$$

$$p_{\text{int}} = p_0 - p - \rho g z \quad \text{pour l'intérieur du local.} \quad (\text{B.2})$$

1. Par application du principe de Bernoulli, même si les écoulements à l'ouverture sont turbulents.

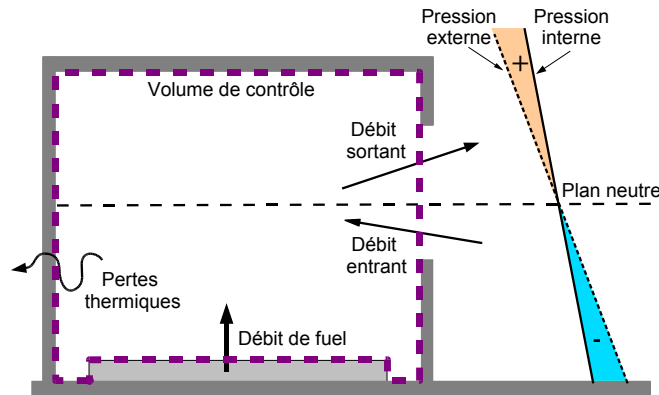


FIG. B.1 — Modèle à une zone pour le feu pleinement développé

Le terme p est positif et vaut de l'ordre de la dizaine de Pa alors que le terme de pression ambiante p_0 vaut 10^5 Pa. Dans les expressions précédentes, ρ désigne la masse volumique moyenne dans le local alors que le terme ρ_0 désigne la masse volumique ambiante à l'extérieur du local. La pression de référence est notée p_0 et g est l'accélération de la pesanteur.

Cette schématisation entraîne l'existence d'un plan neutre défini par l'égalité des pressions et dont l'altitude z_n est donnée par la relation

$$z_n = \frac{p}{g(\rho_0 - \rho)}. \quad (\text{B.3})$$

Au-dessus du plan neutre, la pression à l'intérieur est plus grande que la pression à l'extérieur et ceci entraîne un débit de gaz sortant du local, lorsqu'il existe une ouverture dans cette région. À l'inverse, en deçà du plan neutre, la pression à l'intérieur est plus petite que la pression à l'extérieur et cela entraîne un débit d'air entrant dans le local, lorsqu'il existe une ouverture dans cette région. Ceci est symbolisé sur la figure B.1, dans le cas où le plan neutre passe par l'ouverture du local.

La pression au sol, à l'intérieur comme à l'extérieur du local, est supposée suivre la loi des gaz parfaits, ce qui permet d'écrire

$$p_0 = \rho_0 r T_0 \quad \text{et} \quad p_0 - p = \rho r T, \quad (\text{B.4})$$

avec T la température moyenne des gaz dans le local et T_0 la température ambiante. Ceci permet de relier les produits densité-température entre eux :

$$\rho T = \rho_0 T_0 - \frac{p}{r} = \rho_0 T_0 \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) \simeq \rho_0 T_0 \quad \text{car} \quad \frac{p}{p_0} \ll 1. \quad (\text{B.5})$$

B.2 Bilans appliqués au volume de contrôle

B.2.1 Bilan de masse

La conservation de la masse s'écrit

$$\frac{d\rho V}{dt} = \dot{m}_{\text{entrant}} + \dot{m}_{\text{fuel}} - \dot{m}_{\text{sortant}}, \quad (\text{B.6})$$

où V désigne le volume du compartiment. Le terme \dot{m}_{fuel} correspond au débit de pyrolyse issu du combustible alors que les autres termes sont les débits massiques de gaz entrant et sortant du local.

Les débits massiques à travers l'ouverture sont supposés régis par la différence de pression hydrostatique existant entre l'intérieur et l'extérieur du compartiment. Par application du principe de Bernoulli, il est possible de traduire les différences de pression en termes de débits massiques.

On suppose que la température dans le local T est supérieure à la température extérieure T_0 . Le bord inférieur de l'ouverture est situé à l'altitude z_{inf} et le bord supérieur est situé à l'altitude z_{sup} . La largeur de l'ouverture est notée w et le coefficient de perte de charge à travers l'ouverture² est noté C_d . Le débit entrant \dot{m}_{entrant} et le débit sortant \dot{m}_{sortant} sont alors donnés par les relations [114] :

– Si $z_n \leq z_{\text{inf}}$

$$\dot{m}_{\text{entrant}} = 0 \quad (\text{B.7})$$

$$\dot{m}_{\text{sortant}} = \frac{2}{3} C_d w \sqrt{2g\rho_0} \frac{T_0}{T} \sqrt{\frac{T}{T_0} - 1} \left[(z_{\text{sup}} - z_n)^{3/2} - (z_{\text{inf}} - z_n)^{3/2} \right] \quad (\text{B.8})$$

– Si $z_{\text{inf}} < z_n < z_{\text{sup}}$

$$\dot{m}_{\text{entrant}} = \frac{2}{3} C_d w \sqrt{2g\rho_0} \sqrt{1 - \frac{T_0}{T}} (z_n - z_{\text{inf}})^{3/2} \quad (\text{B.9})$$

$$\dot{m}_{\text{sortant}} = \frac{2}{3} C_d w \sqrt{2g\rho_0} \frac{T_0}{T} \sqrt{\frac{T}{T_0} - 1} (z_{\text{sup}} - z_n)^{3/2} \quad (\text{B.10})$$

– Si $z_n \geq z_{\text{sup}}$

$$\dot{m}_{\text{entrant}} = \frac{2}{3} C_d w \sqrt{2g\rho_0} \sqrt{1 - \frac{T_0}{T}} \left[(z_n - z_{\text{inf}})^{3/2} - (z_n - z_{\text{sup}})^{3/2} \right] \quad (\text{B.11})$$

$$\dot{m}_{\text{sortant}} = 0 \quad (\text{B.12})$$

B.2.2 Bilan d'énergie

La conservation de l'énergie s'écrit

$$\frac{d\rho E}{dt} = \dot{Q}_{\text{combustion}} - \dot{Q}_{\text{pertes}} - \dot{Q}_{\text{convectée}}, \quad (\text{B.13})$$

2. La valeur de ce coefficient est de l'ordre de 0.7 pour les ouvertures courantes.

où $E = C_v TV$ est l'énergie interne du volume de contrôle, $\dot{Q}_{\text{combustion}}$ la quantité de chaleur libérée au cours du temps par la combustion dans le compartiment, et \dot{Q}_{pertes} la puissance thermique perdue. Le terme $\dot{Q}_{\text{convectée}}$ représente la puissance convectée par les débits de gaz à l'ouverture.

La richesse globale est définie par la relation :

$$\phi = r_{\text{fuel-air}} \frac{\dot{m}_{\text{fuel}}}{\dot{m}_{\text{entrant}}} . \quad (\text{B.14})$$

La quantité de chaleur libérée au sein du local est régie par le réactif en défaut pour la réaction globale de combustion. Lorsque la quantité d'air initialement présente dans le local est épuisée, la quantité de chaleur libérée par la combustion est liée à la richesse globale par la relation

$$\dot{Q}_{\text{combustion}} = \dot{m}_{\text{fuel}} \Delta H_{\text{fuel}} \min\left(1, \frac{1}{\phi}\right) = \dot{m}_{\text{fuel}} \Delta H_{\text{fuel}} \min\left(1, \frac{\dot{m}_{\text{entrant}}}{r_{\text{fuel-air}} \dot{m}_{\text{fuel}}}\right) \quad (\text{B.15})$$

Dans cette expression, le terme ΔH_{fuel} est la chaleur de combustion du fuel.

Le terme \dot{Q}_{pertes} englobe les pertes par convection et rayonnement vers les parois du local et par rayonnement à travers l'ouverture du local. L'estimation de cette grandeur nécessite de connaître la température des parois³.

La puissance convectée par les débits de gaz à l'ouverture s'écrit quant à elle

$$\dot{Q}_{\text{convectée}} = C_p (\dot{m}_{\text{sortant}} T - \dot{m}_{\text{entrant}} T_0) . \quad (\text{B.16})$$

B.3 Équations régissant le problème

En remarquant que $\rho E = \rho C_v TV = C_v V(p_0 - p)/r$, une équation différentielle régissant la pression p peut être facilement obtenue. Elle se présente sous la forme :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1 - \gamma}{V} [\dot{Q}_{\text{combustion}} - \dot{Q}_{\text{pertes}} - \dot{Q}_{\text{convectée}}] , \quad (\text{B.17})$$

avec $\gamma = C_p/C_v$.

En combinant l'équation de conservation de l'énergie avec l'équation de conservation de la masse, il est également possible d'écrire une équation régissant la température moyenne dans le local :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T}{\rho_0 T_0 C_v V} [(\dot{Q}_{\text{combustion}} - \dot{Q}_{\text{pertes}} - \dot{Q}_{\text{convectée}}) - C_v T (\dot{m}_{\text{entrant}} + \dot{m}_{\text{fuel}} - \dot{m}_{\text{sortant}})] .$$

3. Ce qui est généralement obtenu en résolvant une équation de la chaleur à une dimension dans les parois.

(B.18)

Le système d'équations ainsi obtenu est un système raide car le temps caractéristique de variation de la pression est très inférieur au temps caractéristique de variation de la température. Pour cette raison, la résolution de ce système nécessite soit l'emploi de techniques numériques particulières, soit des approximations supplémentaires.

B.4 État stationnaire

B.4.1 Position du plan neutre

À l'état stationnaire, la conservation de la masse s'écrit simplement

$$\dot{m}_{\text{entrant}} + \dot{m}_{\text{fuel}} = \dot{m}_{\text{sortant}} \quad \text{soit} \quad \dot{m}_{\text{sortant}} = \dot{m}_{\text{entrant}} \left(1 + \frac{\phi}{r_{\text{fuel-air}}} \right), \quad (\text{B.19})$$

avec ϕ la richesse globale définie précédemment. Cette égalité permet d'expliciter la position du plan neutre en écrivant

$$\frac{z_n - z_{\text{inf}}}{z_{\text{sup}} - z_{\text{inf}}} \left(1 + \left[\frac{\rho_0}{\rho} \left(1 + \frac{\phi}{r_{\text{fuel-air}}} \right)^2 \right]^{1/3} \right) = 1. \quad (\text{B.20})$$

La figure B.2 montre, dans le cas du bois, l'évolution de la position du plan neutre à l'état stationnaire en fonction de la température et de la richesse globale, selon la relation (B.20). On retrouve, pour des richesses globales supérieures à l'unité et des températures assez élevées, le fait que le plan neutre se situe environ au niveau du premier tiers de la hauteur de l'ouverture.

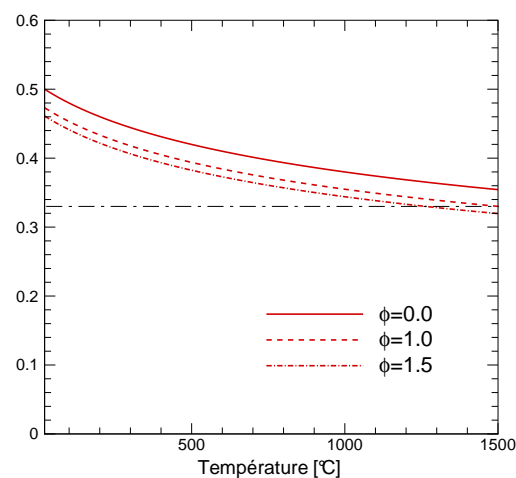


FIG. B.2 — Position du plan neutre durant la période de feu généralisé en fonction de la température et de la richesse globale. La valeur représentée correspond à la fraction $\frac{z_n - z_{\text{inf}}}{z_{\text{sup}} - z_{\text{inf}}}$.

B.4.2 Débit massique d'air entrant dans le compartiment

Le débit d'air entrant dans le compartiment s'écrit en fonction de la température

$$\dot{m}_{\text{entrant}} = \frac{2}{3} C_d A_w \sqrt{h} \sqrt{2g\rho_0} \sqrt{1 - \frac{T_0}{T}} \left(1 + \left[\frac{T}{T_0} \left(1 + \frac{\phi}{r_{\text{fuel-air}}} \right)^2 \right]^{1/3} \right)^{-3/2}. \quad (\text{B.21})$$

Cette dernière relation est représentée sur la figure B.4(a). Elle n'est en pratique valable que lorsque l'ouverture du compartiment n'est pas trop grande par rapport à la façade de celui-ci. Dans le cas où l'ouverture correspond à toute la façade du compartiment, le débit d'air entrant semble surestimé par la formule précédente [128].

On peut noter qu'avec ce modèle, le débit d'air entrant ne décroît que légèrement avec la température à partir d'environ 500 °C. Par ailleurs, il décroît aussi lorsque la richesse globale ϕ augmente. Schématiquement, cela signifie qu'une augmentation du débit de fuel entraîne une diminution de la quantité d'énergie libérée à l'intérieur du compartiment, puisque celle-ci est reliée à la quantité d'air entrant. Le taux de pyrolyse étant lié à la quantité d'énergie libérée à l'intérieur du compartiment, ce mécanisme suggère qu'il existe un équilibre qui stabilise la production d'éléments volatiles combustibles au sein du compartiment. La figure B.3 montre, dans le cas du bois, les évolutions des puissances libérées par la combustion à l'intérieur et à l'extérieur du compartiment, écrites sous forme adimensionnée en les divisant par la grandeur $A_w \sqrt{h} \Delta H_{\text{air}}$. Ces courbes sont obtenues en estimant le débit d'air entrant par la relation (B.21), dans laquelle il est fait l'approximation $2/3 C_d \sqrt{2g\rho_0} \simeq 2.45$.

En première approche, pour un feu de bois, le débit d'air entrant dans le compartiment à l'état stationnaire est classiquement estimé par la formule très simplifiée $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.5 A_w \sqrt{h}$. Delichatsios *et al.* [25] ont montré qu'en remplaçant le terme ϕ par sa définition, il apparaît une équation reliant le débit d'air entrant et le débit de fuel. Reprenant des valeurs caractéristiques des feux de compartiment, ces auteurs ont proposé la corrélation $\dot{m}_{\text{entrant}} \simeq 0.5 A_w \sqrt{h} - 0.5 \dot{m}_{\text{fuel}}$, ce qui permet de prendre en compte l'effet du débit de fuel sur la quantité d'air entrant. Cette relation permet de traduire simplement l'effet de la richesse globale en s'écrivant

$$\frac{\dot{m}_{\text{entrant}}}{A_w \sqrt{h}} = \frac{1}{2 + \frac{\phi}{r_{\text{fuel-air}}}}. \quad (\text{B.22})$$

La figure B.4(b) montre la cohérence de la précédente relation avec la formule (B.21).

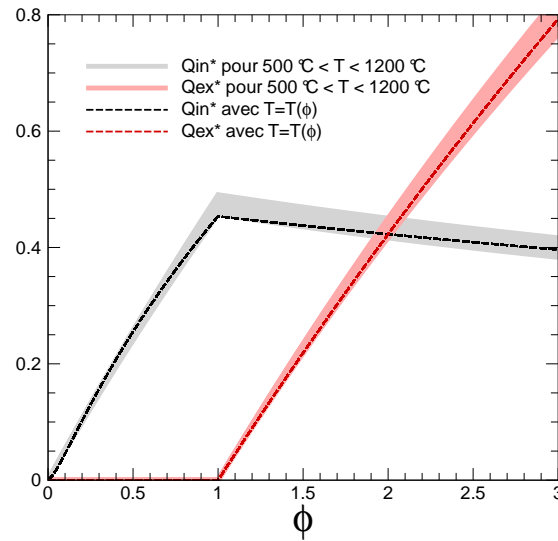
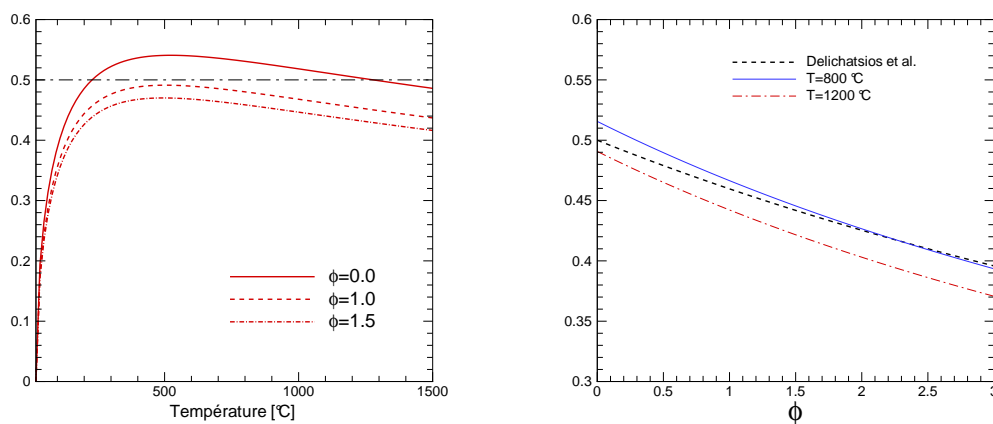


FIG. B.3 — Évolution, en fonction de la richesse globale et à l'état stationnaire, des puissances dégagées à l'intérieur et à l'extérieur du compartiment, divisées par $A_w \sqrt{h} \Delta H_{air}$. Pour chacune de ces deux puissances, les zones colorées représentent l'ensemble des courbes lorsque la température varie entre 500 °C et 1200 °C. Les courbes en pointillés correspondent au cas où la température est supposée varier selon la relation (I.25), avec une valeur maximale de 1200 °C.



(a) Effet de la température et de la richesse globale selon la relation (B.21) (b) Effet de la richesse globale selon la corrélation de Delichatsios *et al.* et selon la formule (B.21) pour deux valeurs de température

FIG. B.4 — Évolution du rapport $\dot{m}_{entrant} / A_w \sqrt{H}$

C

Description de la méthode de Law et O'Brien

LA méthode de calcul brièvement présentée ici est destinée à prévoir l'échauffement d'éléments de structure en acier situés à l'extérieur d'un bâtiment en feu. Elle est la synthèse de ce qui a été publiée par Law et O'Brien [63, 64] en ce qui concerne ce sujet. Cette procédure de calcul correspond, à quelques détails près, à ce qui est actuellement en vigueur dans l'Eurocode 3.

C.1 Hypothèse générales

C.1.1 Introduction

La résistance au feu des éléments de structure placés à l'extérieur d'un bâtiment dépend essentiellement de la manière dont ils sont échauffés, des températures qu'ils atteignent, ainsi que de leur nature et des sollicitations mécaniques auxquelles ils sont soumis. Les éléments situés à l'intérieur d'un bâtiment sont, dans le pire des cas, entièrement entourés de flammes et subissent alors des conditions d'échauffement comparables à celles correspondant à la courbe température temps conventionnelle.

Les éléments externes ne sont pas soumis aux mêmes conditions d'échauffement. Ils subissent le flux radiatif issu des ouvertures des locaux en feu, ainsi que les flux radiatifs et éventuellement convectifs issus des flammes sortant de ces locaux. Par ailleurs, ces éléments sont parfois libres de se refroidir, au moins en partie, dans l'air ambiant. Leur position par rapport aux ouvertures des locaux en feu exerce une grande influence sur les conditions d'échauffement auxquelles ils sont soumis. De cette constatation découle le fait qu'il est impossible d'utiliser une unique courbe température temps conventionnelle pour ce type d'élément.

C.1.2 Facteurs pris en compte par la méthode

C.1.2.1 Critère de ruine

Le critère de ruine utilisé ici est un critère portant uniquement sur la température de l'élément. Il est en effet couramment admis qu'une température de 550 °C constitue une valeur critique pour la résistance des éléments en acier situés à l'intérieur des locaux en feu. La même valeur est ici adoptée pour les éléments extérieurs. Si la méthode présentée ici conduit à estimer une valeur de la température de l'élément située en deçà de 550 °C, on peut alors considérer que l'élément sera stable au feu en cas d'incendie dans le local adjacent.

C.1.2.2 Transfert thermique vers l'acier

L'élément extérieur est soumis à des flux thermiques d'origine radiative et convective et il se refroidit en même temps par convection avec l'air ambiant et par rayonnement. Pour la majorité des bâtiments courants, la durée du feu sera supposée suffisamment importante pour que l'on puisse considérer que l'échauffement de l'élément atteint un état stationnaire. Ceci revient à supposer que la température de l'élément ne varie plus et que les flux thermiques incidents sont équilibrés par les pertes thermiques de l'élément vers son environnement. Lorsque l'élément étudié présente une forte massivité, cet état stationnaire risque cependant de ne pas être atteint. Néanmoins, l'hypothèse de stationnarité sera tout de même être employée dans ce cas. En effet, elle est sécuritaire puisqu'elle aboutit à une valeur majorante de la température.

Il a été observé expérimentalement que la température maximale le long de l'élément considéré est généralement atteinte en face du bord supérieur de l'ouverture. C'est à cet endroit qu'il est recommandé d'appliquer la méthode de calcul de l'échauffement.

C.1.2.3 Modélisation des flammes extérieures

Pour estimer la contribution des flammes extérieures à l'échauffement de l'élément de structure, il a été choisi d'utiliser une forme géométrique simple pour représenter ces flammes, ainsi qu'une distribution particulière de la température au sein de celles-ci. Une fois que les dimensions des flammes idéalisées ainsi que la répartition correspondante de température sont définies, il est possible de résoudre un bilan thermique simple pour l'élément de structure.

C.1.2.4 Modélisation du feu à l'intérieur du local

Le paramètre principal caractérisant le feu est la température moyenne des gaz contenus dans le local. On ne considère ici que la température maximale atteinte dans le local, car c'est à elle qu'est liée la température maximale atteinte par l'élément de structure. Il n'y a pas d'évolution temporelle de cette valeur.

C.1.3 Modèle de transfert thermique vers l'élément de structure

C.1.3.1 Élément situé dans les flammes extérieures

Soit une surface en acier soumise à un flux thermique résultant à la fois du rayonnement issu de l'ouverture d'un local en feu et du rayonnement et de la convection résultant des flammes extérieures. Le bilan thermique par unité de surface s'écrit¹

$$\begin{aligned} \frac{MC_p}{A_s} \frac{dT_s}{dt} &= \alpha_z(T_z - T_s) \\ &+ \varepsilon_z \varepsilon_s \sigma (T_z^4 - T_s^4) \\ &+ \varepsilon_f (1 - \varepsilon_z) \phi_f \varepsilon_s \sigma (T_f^4 - T_s^4) \\ &+ (1 - \varepsilon_z)(1 - \phi_f) \varepsilon_s \sigma (T_a^4 - T_s^4). \end{aligned} \quad (C.1)$$

Dans cette expression, l'indice z se réfère aux flammes extérieures, l'indice s se réfère à la surface en acier, l'indice f se réfère au feu à l'intérieur du local et l'indice a se réfère à l'air ambiant. La description des différents termes de la relation (C.1) est la suivante :

- $\frac{MC_p}{A_s} \frac{dT_s}{dt}$: gain de chaleur par unité de surface. La masse par unité de longueur est notée M et le périmètre est noté A_s . Le terme C_p est la capacité calorifique de l'acier.
- $\alpha_z(T_z - T_s)$: transfert de chaleur par convection dû aux flammes extérieures. Le terme α_z est le coefficient de convection qui dépend essentiellement de la température et de la nature de l'écoulement autour de l'élément.
- $\varepsilon_z \varepsilon_s \sigma (T_z^4 - T_s^4)$: transfert de chaleur par rayonnement provenant des flammes extérieures. L'émissivité de l'acier ε_s est prise égale à l'unité, ce qui constitue une hypothèse conservatrice. L'émissivité globale des flammes ε_z dépend de l'épaisseur de la flamme idéalisée.
- $\varepsilon_f (1 - \varepsilon_z) \phi_f \varepsilon_s \sigma (T_f^4 - T_s^4)$: transfert de chaleur par rayonnement provenant des ouvertures. Chaque ouverture de local en feu est modélisée par un plan rayonnant à la température moyenne des gaz contenus dans le local. L'émissivité correspondante est supposée voisine de l'unité. Le terme $(1 - \varepsilon_z)$ détermine la fraction du rayonnement du feu dans le local qui est transmise à travers les flammes extérieures. Le facteur de vue de l'ouverture pour l'élément est noté ϕ_f et dépend de la position de l'élément par rapport à l'ouverture.
- $(1 - \varepsilon_z)(1 - \phi_f) \varepsilon_s \sigma (T_a^4 - T_s^4)$: transfert de chaleur par rayonnement avec l'air ambiant, correspondant au refroidissement² de l'élément.

Compte tenu des hypothèses précédemment évoquées, le bilan (C.1) se réduit à

$$\frac{MC_p}{A_s} \frac{dT_s}{dt} = \alpha_z(T_z - T_s) + \underbrace{\varepsilon_z \sigma T_z^4}_{I_z} + \underbrace{(1 - \varepsilon_z) \phi_f \sigma T_f^4}_{I_f} - \sigma T_s^4. \quad (C.2)$$

1. Le transfert thermique interne le long de l'axe de l'élément est négligé et la température est supposée uniforme dans toute section de l'élément.

2. Le terme T_a^4 est négligeable devant le terme T_s^4 , ce qui fait que cette expression est négative.

C.1.3.2 Élément situé hors des flammes extérieures

Par un raisonnement analogue au cas précédent, lorsque l'élément est hors des flammes extérieures, le bilan thermique s'écrit

$$\frac{MC_p}{A_s} \frac{dT_s}{dt} = \alpha_s(T_a - T_s) + \underbrace{\varepsilon_z \phi_z \sigma T_z^4}_{I_z} + \underbrace{\phi_f \sigma T_f^4}_{I_f} - \sigma T_s^4, \quad (C.3)$$

où ϕ_z est le facteur de vue des flammes extérieures pour l'élément.

C.1.3.3 Calcul de la température de l'acier

On suppose dans la méthode de calcul que l'état stationnaire est atteint, ce qui constitue une hypothèse très conservatrice qui permet d'annuler les dérivées temporelles, c'est-à-dire les premiers membres des relations (C.1) et (C.3). La température de l'acier T_s se calcule alors facilement par itérations successives puisqu'elle est la racine du second membre.

C.1.4 Hypothèses sur le feu et les flammes extérieures

C.1.4.1 Distribution des températures dans le local

On suppose que le combustible brûle de manière uniforme dans le local, conduisant à une distribution uniforme de la température au sein de celui-ci. Les éléments de structure extérieurs au bâtiment ne « voient » que la partie des flammes intérieures au local située près de l'ouverture de celui-ci. La distribution de température étant quasiment uniforme au moins dans cette zone, l'hypothèse consistant à ne retenir qu'une seule valeur pour la température des gaz dans le local est supposée relativement bien vérifiée en pratique.

C.1.4.2 Distribution des températures dans les flammes extérieures

La distribution des températures au sein des flammes extérieures est supposée ne varier que le long de l'axe de celles-ci. La température est ainsi constante dans toute section de flamme et égale à sa valeur expérimentale maximale. Cette hypothèse très conservatrice est plus ou moins contre balancée par le fait que l'on utilise des flammes idéalisées ayant une frontière distincte au-delà de laquelle il n'y a plus aucun transfert convectif entre gaz chauds et acier.

C.1.4.3 Distribution des températures dans l'acier

La température de l'acier est supposée constante dans toute section de l'élément de structure. Tout gradient thermique transversal est négligé par cette méthode de calcul. On suppose également qu'il n'y a pas de conduction thermique longitudinale le long de l'élément de structure.

C.1.4.4 Ventilation

Le feu est influencé par les conditions de ventilation s'établissant dans le local. Dans la majorité des cas, l'air entre dans le local par le premier tiers en partie basse de l'ouverture d'où sortent les flammes. Ces dernières occupent quant à elles les deux tiers supérieurs. Lorsqu'il y a des ouvertures placées sur des murs se faisant face, un phénomène de ventilation forcée peut se produire à travers le local. Dans un tel cas, les flammes extérieures tendent à occuper la totalité de l'ouverture et leur forme est différente.

C.1.4.5 Forme géométrique des flammes extérieures

Pour faciliter les calculs des échanges radiatifs entre les flammes et l'élément de structure, les formes géométriques des flammes idéalisées sont de nature parallélépipédique. Ces formes sont explicitées dans la suite de cette description.

C.1.4.6 Effet du vent

L'effet d'un vent stationnaire parallèle à la façade du compartiment d'où sortent les flammes est de dévier de 45° ces dernières dans un plan horizontal. Le cas d'un vent instationnaire est ici négligé car le bilan de la méthode est stationnaire.

C.1.4.7 Forme de la section de l'élément

La forme de la section de l'élément considéré est schématisée par un rectangle équivalent entourant la section réelle. Ceci conduit une fois encore à simplifier le calcul des échanges radiatifs entre les flammes et l'élément. Chaque face du rectangle équivalent est traité séparément, puis le flux total permet de remonter à la température de l'acier.

C.1.4.8 Protection de l'élément

Il est possible de prendre en compte l'effet d'une protection de type écran en négligeant une partie du flux incident sur une ou plusieurs faces de l'élément.

C.2 Procédure de calcul

C.2.1 Paramètres

Les paramètres principaux utilisés dans la méthode sont rassemblés dans le tableau C.1. Afin de couvrir la majorité des bâtiments rencontrés en pratique, ces paramètres peuvent être modifiés pour s'adapter à certains cas de figure. Ces modifications sont résumées sur la figure C.1.

A_F	surface de plancher
A_T	surface totale de murs
A_w	surface de l'ouverture
w	largeur de l'ouverture
h	hauteur de l'ouverture
D	profondeur du local
W	largeur du local
L	charge d'incendie
R	taux de combustion
$A_w\sqrt{h}$	facteur de ventilation
η	$\eta = A_T / (A_w\sqrt{h})$
ψ	$\psi = L / \sqrt{A_w A_T}$

TAB. C.1 — Paramètres de la méthode de Law et O'Brien

C.2.2 Comportement du feu et des flammes extérieures

C.2.2.1 Ventilation naturelle

Taux de combustion

Les résultats expérimentaux montrent que le taux de combustion est à peu près constant lorsque la charge d'incendie voit sa masse passer de 80% à 30% de sa valeur initiale. Il suffit donc de diviser la charge d'incendie par la durée du feu pour avoir une idée du taux de combustion.

La durée du feu dépend de la surface de combustible exposée ainsi que du renouvellement de l'air au voisinage de celui-ci. Il est supposé que pour la plupart des charges d'incendie représentatives du mobilier rencontré dans les bâtiments courants, la durée du feu libre τ est à peu près constante et égale à 20 min. Le taux de combustion libre est donc estimé par la relation

$$R = \frac{L}{\tau}, \quad (\text{C.4})$$

où L est la charge d'incendie et τ est la durée du feu libre.

Dans le cas où la ventilation du foyer est limitée par la taille de l'ouverture du local, le taux de combustion atteint une valeur plus faible. Cette valeur est théoriquement très difficile à estimer. La méthode de Law et O'Brien utilise pour cela une corrélation empirique basée sur les résultats de nombreux essais. Le taux de combustion en ventilation restreinte s'écrit

$$R = 0.18 \cdot A_w\sqrt{h} \left(\frac{W}{D} \right)^{1/2} [1 - \exp(-0.036\eta)]. \quad (\text{C.5})$$

On peut remarquer que cette corrélation suppose qu'à un compartiment plus long correspondra un taux de réaction plus faible alors qu'à un compartiment plus large correspondra un taux de réaction plus fort. Pour l'application de la méthode, le taux de combustion retenu est le minimum entre les deux expressions précédentes.

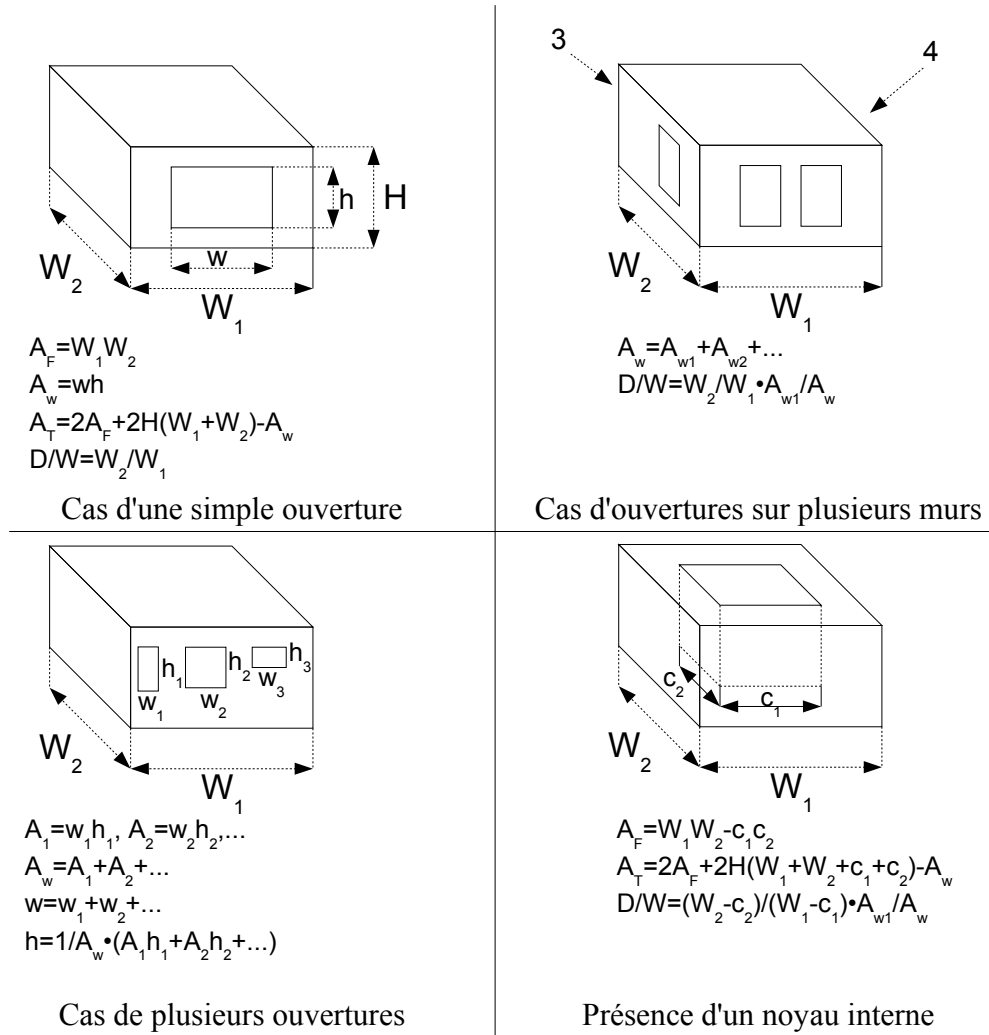


FIG. C.1 — Adaptation des paramètres de la méthode de Law et O'Brien selon les différents cas de figure

Température dans le local

Une corrélation empirique permet d'exprimer la température dans le local en fonction des paramètres principaux :

$$T_f = T_a + 6000 \frac{1 - \exp(-0.10\eta)}{\sqrt{\eta}} [1 - \exp(-0.05\psi)] \quad (C.6)$$

Hauteur de la flamme

La figure C.2 définit les dimensions caractéristiques des flammes idéalisées. Le sommet de la flamme est par définition le niveau auquel la température repasse sous 540 °C. Ceci correspond grossièrement aux observations basées sur la luminosité visible de la flamme.

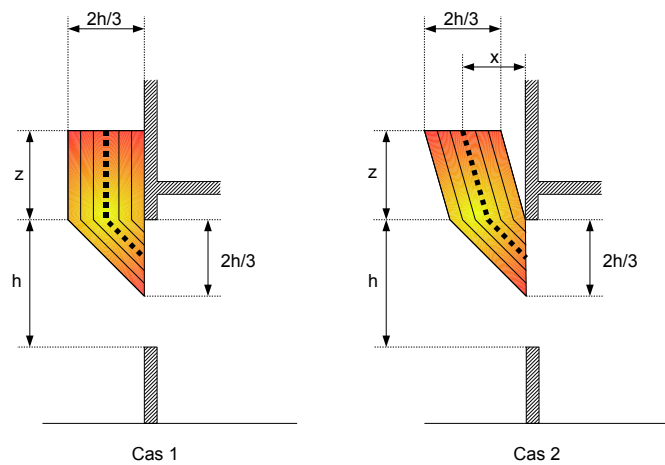


FIG. C.2 — Dimensions des flammes pour la ventilation naturelle. Le cas 1 correspond à la présence d'un mur au dessus d'une ouverture large alors que le cas 2 est celui de l'ouverture étroite ou bien de l'ouverture non surmontée d'un mur prolongeant la façade.

Une analyse de nombreux résultats expérimentaux aboutit à une corrélation du type

$$\frac{z + h}{h} = 16 \left(\frac{R}{A_w \rho \sqrt{gh}} \right)^{2/3}, \quad (\text{C.7})$$

qui peut être simplifiée en remplaçant le terme $\rho \sqrt{gh}$ par sa valeur prise à la température de 540 °C, d'où l'expression :

$$z + h = 12.8 \left(\frac{R}{w} \right)^{2/3}. \quad (\text{C.8})$$

Largeur de la flamme

La largeur de la flamme idéalisée est prise égale à la largeur w de l'ouverture, bien que l'on observe en général un léger élargissement de la flamme par rapport à la largeur de l'ouverture dont elle est issue. Cependant, une fois encore, l'utilisation d'une température constante dans toute section de la flamme compense les approximations de la schématisation employée.

Profondeur de la flamme

La profondeur de la flamme correspond à la dimension de la flamme idéalisée selon la direction perpendiculaire à la façade. Dans tous les cas, cette dimension est supposée égale à deux tiers de la hauteur de l'ouverture correspondante, comme cela est représenté sur la figure C.2.

Projection horizontale de la flamme

La distance entre la façade du compartiment et le sommet de la flamme dépend du rapport hauteur sur largeur de l'ouverture correspondante ainsi que de la présence ou non d'un prolongement de la façade au dessus de celle-ci.

Dans le cas où la hauteur de l'ouverture est inférieure à 1.25 fois sa largeur, et lorsque la façade se prolonge au dessus de celle-ci, la schématisation utilisée est celle du cas 1 de la figure C.2. La flamme est alors naturellement « collée » à la façade. La projection horizontale x de la flamme vaut donc $x = h/3$.

Lorsqu'il n'y a pas de mur prolongeant la façade au dessus de l'ouverture ou lorsque la hauteur de l'ouverture est supérieure à 1.25 fois sa largeur, la schématisation utilisée est celle du cas 2 de la figure C.2. La flamme est alors détachée de la façade et la projection horizontale x est estimée par

$$\frac{x}{h} = 0.454 \left(\frac{h}{2w} \right)^{0.54} \quad \text{s'il y a un mur au dessus de l'ouverture} \quad (\text{C.9})$$

$$\frac{x}{h} = 0.60 \left(\frac{z}{h} \right)^{1/3} \quad \text{s'il n'y a pas de mur au dessus de l'ouverture} \quad (\text{C.10})$$

Le tableau C.2 résume les expressions utilisées en pratique par la méthode de Law et O'Brien pour estimer la projection horizontale des flammes.

Prolongement de la façade	Pas de prolongement de la façade
Si $h < 1.25w$:	$x + h/3 = 0.6(z/h)^{1/3} + h/3$
$x + h/3 = 2h/3$	
Si $h > 1.25w$:	$x + h/3 = 0.6(z/h)^{1/3} + h/3$
$x + h/3 = 0.3h(h/w)^{0.54} + h/3$	

TAB. C.2 — Projection horizontale des flammes dans le cas de la ventilation naturelle

Longueur de la flamme

La longueur de la flamme idéalisée X se déduit aisément de sa représentation schématique donnée sur la figure C.2. Les expressions employées sont les suivantes :

- pour le cas 1, $X = z + h/2$;
- pour le cas 2, $X = \sqrt{z^2 + (x - h/3)^2} + h/2$.

Effet de la présence d'obstacles au dessus de l'ouverture

Dans le cas où il existe des obstacles tels qu'un balcon au dessus de l'ouverture considérée, la méthode suppose que la flamme contourne l'obstacle en faisant des déviations à 45° et en conservant sa longueur X . Cette situation est représentée sur la figure C.3.

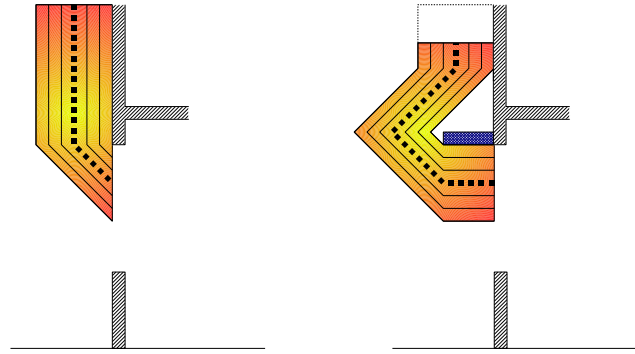


FIG. C.3 — Déviation des flammes par un obstacle en ventilation naturelle. Dans le second cas, la longueur de la flamme est supposée rester la même, ce qui entraîne que le sommet de la flamme est moins élevé.

Évolution de la température le long de l'axe de la flamme

Comme il a été dit plus haut, la température au sein de la flamme T_z ne varie que selon la position sur l'axe de celle-ci. La corrélation employée par la méthode s'écrit

$$\frac{T_z - T_a}{T_o - T_a} = 1 - 0.027 \frac{lw}{R}, \quad (\text{C.11})$$

où l est la distance sur l'axe de la flamme depuis l'ouverture, T_a désigne la température ambiante et T_o est la température de la flamme au niveau de l'ouverture. Compte-tenu du fait que le sommet de la flamme correspond à une température de 540 °C et que sa longueur a été précédemment exprimée, il est possible d'expliciter la température de celle-ci au niveau de l'ouverture sous la forme³

$$T_o - T_a = \frac{520}{1 - 0.027(Xw/R)} \quad \text{d'où} \quad T_z(l) = T_a + 520 \frac{R - 0.027lw}{R - 0.027Xw}. \quad (\text{C.12})$$

Émissivité de la flamme

L'émissivité ε de la flamme est estimée par la relation

$$\varepsilon = 1 - \exp[-0.30\lambda], \quad (\text{C.13})$$

où λ est l'épaisseur de la flamme « vue » par l'élément de structure.

3. En prenant $T_a = 20$ °C.

Coefficient de transfert thermique par convection

Le coefficient de convection pour un élément entouré par les flammes extérieures dépend essentiellement de la température et de la nature de l'écoulement autour de l'élément. La corrélation employée pour estimer ce coefficient s'écrit

$$\alpha = 0.026 \left(\frac{1}{d} \right)^{0.4} \left(\frac{R}{A_w} \right)^{0.6} . \quad (\text{C.14})$$

Cette relation est également employée même lorsque l'élément est situé hors des flammes.

Effet du vent sur les flammes extérieures

La méthode suppose que l'effet d'un vent stationnaire parallèle à la façade du compartiment d'où sortent les flammes est de dévier de 45° ces dernières dans un plan horizontal, sans modifier leur projection horizontale. Lorsque le compartiment présente plusieurs ouvertures disposées sur plusieurs murs, l'occurrence d'un vent perpendiculaire à l'une de ces ouvertures peut entraîner l'apparition de conditions de ventilation forcée discutées maintenant.

C.2.2.2 Ventilation forcée

Taux de combustion

Étant donné qu'en ventilation forcée l'apport d'air est toujours supérieur à la quantité nécessaire à la combustion, le taux de combustion correspond systématiquement au taux de combustion libre estimé par la relation (C.4) quelle que soit l'ouverture considérée.

Température dans le local

La corrélation empirique utilisée s'écrit en ventilation forcée

$$T_f = T_a + 1200[1 - \exp(-0.04\psi)] . \quad (\text{C.15})$$

Hauteur de la flamme

La figure C.4 définit les dimensions caractéristiques des flammes idéalisées. Le terme $\rho\sqrt{gh}$ n'apparaît pas car cette fois il est supposé que la flamme présente des caractéristiques plus proches de celles d'une flamme-jet.

La hauteur de la flamme est alors estimée par la relation

$$z + h = 23.9 \left(\frac{1}{u} \right)^{0.43} \frac{R}{\sqrt{A_w}} , \quad (\text{C.16})$$

où u désigne la vitesse du vent⁴.

4. Une valeur de l'ordre de 6 m/s peut être généralement employée.

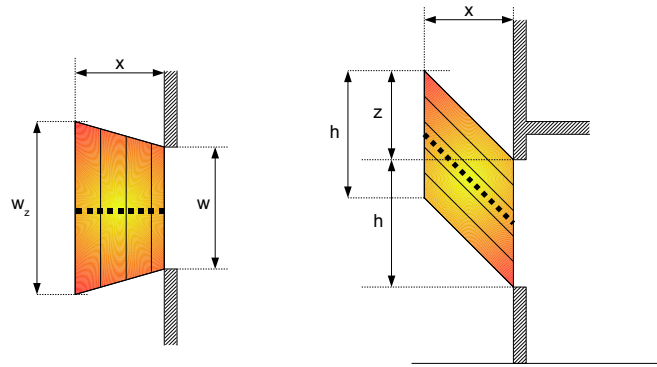


FIG. C.4 — Dimensions des flammes pour la ventilation forcée.

Largeur de la flamme

La largeur de la flamme idéalisée est prise cette fois légèrement supérieure à la largeur w de l'ouverture. Elle vaut $w_z = w + 0.4x$ où x est la projection horizontale de la flamme.

Projection horizontale de la flamme

En ventilation forcée, la projection horizontale de la flamme ne dépend pas de la forme de l'ouverture correspondante ou de la présence ou non d'un prolongement de la façade au dessus de celle-ci. Il n'y a donc qu'une seule expression pour estimer cette grandeur. Elle s'écrit

$$x = 0.605 \left(\frac{u^2}{h} \right)^{0.22} (z + h). \quad (\text{C.17})$$

Longueur de la flamme

La longueur de la flamme idéalisée X se déduit aisément de sa représentation schématique donnée sur la figure C.4 : $X = \sqrt{z^2 + x^2}$.

Effet de la présence d'obstacles au dessus de l'ouverture

Dans le cas où il existe un obstacle tel qu'un balcon au dessus de l'ouverture considérée, la méthode suppose que la flamme longe l'obstacle puis reprend la même déviation qu'en l'absence de ce dernier, tout en conservant sa longueur X . Cette situation est représentée sur la figure C.5.

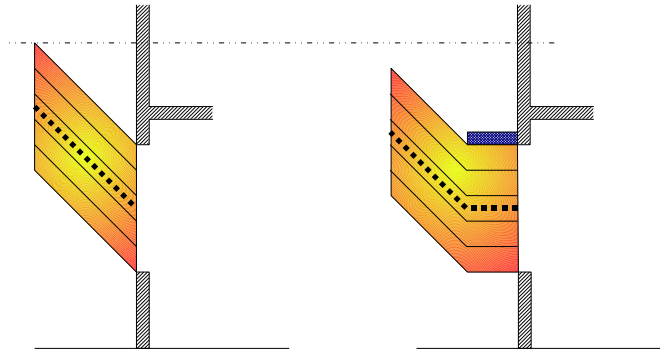


FIG. C.5 — Déviation des flammes par un obstacle en ventilation forcée. Dans le second cas, la longueur de la flamme est supposée rester la même, ce qui entraîne que la projection verticale de la flamme est réduite alors que sa projection horizontale est augmentée.

Évolution de la température le long de l'axe de la flamme

La température au sein de la flamme T_z ne varie que le long de l'axe de celle-ci. La corrélation employée par la méthode s'écrit en ventilation forcée

$$\frac{T_z - T_a}{T_o - T_a} = 1 - 0.019 \frac{l\sqrt{A_w}}{R}, \quad (\text{C.18})$$

Compte-tenu du fait que le sommet de la flamme correspond à une température de 540 °C et que sa longueur a été précédemment exprimée, il est possible d'expliciter la température de celle-ci au niveau de l'ouverture sous la forme⁵

$$T_o - T_a = \frac{520}{1 - 0.019(X\sqrt{A_w}/R)} \quad \text{d'où} \quad T_z(l) = T_a + 520 \frac{R - 0.019l\sqrt{A_w}}{R - 0.019X\sqrt{A_w}}. \quad (\text{C.19})$$

Émissivité de la flamme

L'émissivité ε de la flamme est également estimée par la relation (C.13).

Coefficient de transfert thermique par convection

Le coefficient de convection pour un élément entouré par les flammes extérieures dépend essentiellement de la température et de la nature de l'écoulement autour de l'élément. Les conditions de ventilation forcée ayant un impact sur l'écoulement, la corrélation employée pour estimer ce coefficient s'écrit cette fois

$$\alpha = 0.0098 \left(\frac{1}{d}\right)^{0.4} \left(\frac{R}{A_w} + \frac{u}{1.6}\right)^{0.6}. \quad (\text{C.20})$$

5. En prenant $T_a = 20$ °C.

Cette relation est également employée même lorsque l'élément est situé hors des flammes.

C.2.3 Transfert thermique vers un poteau situé hors des flammes

C.2.3.1 Cas de la ventilation naturelle

Le calcul de l'échauffement du poteau est réalisé au niveau du bord supérieur de l'ouverture. À l'état stationnaire, le bilan thermique sur une section du poteau s'écrit

$$\sigma T_s^4 + \alpha T_s = I_z + I_f + \alpha T_a, \quad (\text{C.21})$$

où $I_z = \phi_z \varepsilon \sigma T_z^4$ représente le flux radiatif provenant des flammes extérieures et $I_f = \phi_f \sigma T_f^4$ représente le flux radiatif issu de l'ouverture. Le terme $\alpha(T_s - T_a)$ correspond à l'échange convectif entre l'acier et l'air ambiant, alors que le terme σT_s^4 traduit le flux radiatif perdu par l'élément de structure.

Les facteurs de vue ϕ_z et ϕ_f retenus correspondent à la moyenne des facteurs de vue sur les quatre faces de la section considérée.

Lorsqu'il y a des fenêtres de chaque côté de l'élément de structure, le flux radiatif issu des flammes extérieures est la somme des contributions de chaque ouverture sous la forme

$$I_z = \phi_{z,n} \varepsilon_n \sigma T_z^4 + \phi_{z,m} \varepsilon_m \sigma T_z^4 \quad \text{avec} \quad \varepsilon_k = 1 - \exp \left[-0.30 \sum_{i=1}^k \lambda_i \right] \quad \text{où} \quad k = n, m. \quad (\text{C.22})$$

Dans ces expressions, les indices n et m désignent les ouvertures adjacentes à l'élément de structure, alors que les sommes sont réalisées sur l'ensemble des ouvertures situées de part et d'autre de l'élément de structure.

Poteau situé en face d'une ouverture

La surface rayonnante modélisant l'effet des flammes extérieures est le plan vertical de la flamme idéalisée parallèle à la façade. Le facteur de vue correspondant s'écrit alors :

$$\phi_z = \frac{(\phi_{z,1} + \phi_{z,2})d_1 + \phi_{z,3}d_2}{2d_1 + d_2}, \quad (\text{C.23})$$

où d_1 est la dimension de la section selon la normale à la façade et d_2 est l'autre dimension de la section. La face 3 de la section est celle qui est parallèle à la façade et qui tournée vers celle-ci. La face 4 est parallèle à la face 3. Les faces 1 et 2 sont les faces perpendiculaires à la façade.

La même démarche est utilisée pour calculer le flux radiatif issu de l'ouverture du local. Le facteur de vue s'écrit aussi sous la forme

$$\phi_f = \frac{(\phi_{f,1} + \phi_{f,2})d_1 + \phi_{f,3}d_2}{2d_1 + d_2}. \quad (\text{C.24})$$

Lorsqu'il existe plusieurs ouvertures, il suffit de sommer les contributions de chacune d'entre elles, ainsi que celles des flammes extérieures correspondantes.

Poteau situé à côté d'une ouverture

Dans ce cas, il est recommandé de faire l'hypothèse que les flammes sont déviées de 45° sous l'effet du vent pour calculer les facteurs de vue des flammes extérieures.

C.2.3.2 Cas de la ventilation forcée

Lorsque la ventilation est forcée, la méthode stipule qu'il est souhaitable de calculer la température de l'élément en différents endroits pour trouver sa valeur maximale. Le bilan thermique sous la même forme que le bilan (C.21) avec le terme radiatif concernant l'ouverture qui s'écrit cette fois $I_f = \phi_f(1 - \varepsilon)\sigma T_f^4$.

La suite des calculs est la même que pour le cas de la ventilation naturelle, à la seule différence que les formes des flammes sont celles décrites précédemment pour le cas de la ventilation forcée.

C.2.4 Transfert thermique vers un poteau situé dans les flammes

C.2.4.1 Cas de la ventilation naturelle

Le calcul de l'échauffement du poteau est réalisé au niveau du bord supérieur de l'ouverture. À l'état stationnaire, le bilan thermique sur une section du poteau s'écrit

$$\sigma T_s^4 + \alpha T_s = I_z + I_f + \alpha T_z, \quad (\text{C.25})$$

avec

$$I_z = \frac{(I_{z,1} + I_{z,2})d_1 + (I_{z,3} + I_{z,4})d_2}{2(d_1 + d_2)}, \quad (\text{C.26})$$

et

$$\begin{aligned} I_{z,1} &= \varepsilon_1 \sigma T_z^4 & I_{z,2} &= \varepsilon_2 \sigma T_z^4 \\ I_{z,3} &= \varepsilon_3 \sigma T_0^4 & I_{z,4} &= \varepsilon_4 \sigma T_z^4 \end{aligned} \quad (\text{C.27})$$

Dans ces expressions, le terme T_0 désigne la température de la flamme à l'ouverture alors que le terme T_z est la température de la flamme à la hauteur considérée. Les émissivités sont calculées à l'aide de la relation (C.13).

La contribution de l'ouverture s'écrit $I_f = (1 - \varepsilon')\phi_f\sigma T_f^4$ avec $\varepsilon' = 1/3(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3)$.

C.2.4.2 Cas de la ventilation forcée

En ventilation forcée, l'approche est similaire au cas de la ventilation naturelle. Les formes des flammes sont différentes et le calcul doit être réalisé à différents endroits afin de déterminer la valeur maximale de la température de l'élément.

C.2.4.3 Prise en compte d'une protection

Une protection appliquée sur une face de l'élément a pour effet d'« empêcher » l'échauffement et le refroidissement de celle-ci. Ceci est simplement pris en compte en annulant les facteurs de vue adéquats.

C.2.5 Transfert thermique vers une poutre située dans les flammes

C.2.5.1 Cas de la ventilation naturelle

Cette fois la température des flammes extérieures n'est pas la même sur toute la section de l'élément. Le calcul se fait en prenant deux valeurs différentes de la température selon que l'on considère la semelle supérieure ou la semelle inférieure de la poutre. À l'état stationnaire, le bilan thermique sur une section du poteau s'écrit

$$\sigma T_s^4 + \alpha T_s = I_z + I_f + \alpha T_1, \quad (\text{C.28})$$

où T_1 est la température des flammes extérieures au niveau de la semelle inférieure de la poutre. Selon le rapport hauteur/largeur de la poutre, il est possible de réaliser deux calculs séparés pour les températures des semelles.

Poutre totalement noyée dans les flammes

Le flux radiatif issu des flammes extérieures s'écrit

$$I_z = \frac{(I_{z,1} + I_{z,2})d_1 + I_{z,3}d_2}{2d_1 + d_2}, \quad (\text{C.29})$$

avec

$$\begin{aligned} I_{z,1} &= \varepsilon_1 \sigma T_o^4 & I_{z,2} &= \varepsilon_2 \sigma T_2^4 \\ I_{z,3} &= \varepsilon_3 \sigma (T_1^4 + T_2^4) / 2 \end{aligned} \quad (\text{C.30})$$

Dans ces expressions, T_1 est la température au niveau de la semelle inférieure de la poutre, alors que T_2 est la température au niveau de sa semelle supérieure.

La contribution de l'ouverture s'écrit

$$I_f = \frac{\phi_f (1 - \varepsilon_1) d_1 \sigma T_f^4}{2d_1 + d_2}, \quad (\text{C.31})$$

où ϕ_f est le facteur de vue de l'ouverture uniquement depuis la semelle inférieure de la poutre.

Poutre partiellement noyée dans les flammes

Dans ce cas, la semelle supérieure ne reçoit pas de flux radiatif provenant des flammes extérieures, ce qui fait que le terme $I_{z,2}$ est supposé nul.

Pour la face parallèle à la façade et orientée vers l'extérieur, le flux est basé sur la moyenne entre le flux calculé à partir de la température au niveau de la semelle inférieure et celui calculé à partir de la température du sommet de la flamme⁶. Ainsi, le flux radiatif issu des flammes extérieures s'écrit

$$I_z = \frac{I_{z,1}d_1 + I_{z,3}z}{2d_1 + d_2} \quad (\text{C.32})$$

où z désigne la hauteur de la flamme et avec

$$\begin{aligned} I_{z,1} &= \varepsilon_1 \sigma T_0^4 \\ I_{z,3} &= \varepsilon_3 \sigma (T_1^4 + T_X^4) / 2 \end{aligned} \quad (\text{C.33})$$

Prise en compte d'une protection

Lorsque les semelles sont protégées par un écran, seule l'âme de la poutre est exposée au rayonnement des flammes extérieures. À l'état stationnaire, le bilan thermique s'écrit

$$\sigma T_s^4 + \alpha T_s = I_z + \alpha T_1. \quad (\text{C.34})$$

Cette fois encore, on distingue le cas de la poutre située totalement dans les flammes de la poutre partiellement entourée de flammes.

C.2.5.2 Cas de la ventilation forcée

La démarche est la même que précédemment mais en utilisant les formes de flammes correspondant au cas de la ventilation forcée.

6. Indiqué X dans les expressions suivantes.

D

Calorimétrie par estimation de la consommation d'oxygène

LA puissance calorifique libérée par le feu est la grandeur principale pour caractériser un incendie. Il existe plusieurs façons d'estimer cette grandeur au cours d'un essai. La méthode la plus directe consiste à multiplier le débit de fuel produit par la pyrolyse par la chaleur de combustion du combustible considéré. Cette approche fait généralement l'hypothèse que le débit de fuel consommé au sein des flammes correspond à la perte de masse de la charge d'incendie, et que la chaleur de combustion est constante pendant le développement du feu. Il suffit donc de mesurer l'évolution de la masse de la charge d'incendie au cours du temps pour calculer la puissance du feu.

Cette méthode est relativement facile à mettre en œuvre mais elle présente quelques inconvénients majeurs. En pratique, la chaleur de combustion n'est pas une constante : elle dépend des conditions dans lesquelles le combustible brûle. En outre, elle n'est pas constante au cours du temps car elle dépend de l'état d'avancement de la pyrolyse. Les valeurs de référence généralement retenues sont mesurées à l'échelle du laboratoire à l'aide de dispositifs expérimentaux pour lesquels la combustion a lieu en excès d'oxygène¹. Pour un feu réel se déroulant dans un compartiment plus ou moins bien ventilé, les conditions peuvent être très différentes et conduire à des chaleurs de combustion bien moindres. De plus, lorsque la charge d'incendie est constituée de matériaux hétérogènes, il est très difficile de déterminer une chaleur de combustion globale reliant la perte de masse totale à la chaleur libérée par le feu. Il faudrait mesurer indépendamment la masse de chaque élément participant à l'incendie pour contourner ce problème, ce qui peut s'avérer impossible.

Dans les cas courants, si les combustibles prenant part à l'incendie sont très variés, le comburant est quant à lui toujours le même, à savoir l'oxygène contenu dans l'air. En utilisant le fait que la chaleur de combustion de l'oxygène est à peu près indépendante du combustible mis en jeu, il devient alors possible de s'affranchir des difficultés qui viennent

1. Afin de s'assurer que les réactions chimiques ne soient pas limitées par manque d'oxygène.

d'être évoquées. Il suffit alors d'estimer la quantité d'oxygène consommée pour déterminer l'énergie libérée par le feu.

D.1 Observations expérimentales

En 1917, Thornton [121] a observé que pour un large éventail de combustibles organiques liquides et gazeux, la quantité d'énergie libérée au cours de leur combustion est à peu près proportionnelle à la masse d'oxygène consommée. Huggett [46] a observé la même tendance avec des combustibles organiques solides, et est arrivé à la valeur aujourd'hui communément admise de 13.1 MJ par kg d'oxygène consommé. Cette constatation est désormais étendue pour s'appliquer à l'ensemble de ce qui peut constituer la charge d'incendie dans un bâtiment. Ainsi, la mesure de la consommation d'oxygène est un moyen assez précis² et relativement simple pour mesurer la puissance d'un feu dans des conditions réalistes.

D.2 Principe théorique

Afin de mesurer la quantité d'oxygène consommée par le feu, il est impératif de collecter la totalité des gaz issus de la combustion pour les analyser. On définit un volume de contrôle VC englobant le foyer comme indiqué sur la figure D.1. La puissance libérée par le feu s'écrit alors, en utilisant l'hypothèse de régime quasi-stationnaire,

$$\dot{Q} = \Delta H_{O_2} (\dot{m}_{O_2}^e - \dot{m}_{O_2}^s), \quad (D.1)$$

où ΔH_{O_2} est la chaleur de combustion de l'oxygène, $\dot{m}_{O_2}^e$ correspond au débit massique d'oxygène entrant dans VC et $\dot{m}_{O_2}^s$ correspond au débit massique d'oxygène sortant de VC. Il faut donc mesurer la grandeur $\dot{m}_{O_2}^e - \dot{m}_{O_2}^s$ pour estimer l'énergie libérée par le feu.

D.2.1 Débit massique d'oxygène entrant

Le débit massique d'oxygène entrant dans VC est directement lié au débit et à la composition de l'air entrant par la relation³

$$\dot{m}_{O_2}^e = \dot{m}^e \frac{M_{O_2}}{M_e} (1 - X_{H_2O}^e - X_{CO_2}^e) X_{O_2}^e, \quad (D.2)$$

où X désigne la fraction molaire, M la masse molaire, \dot{m}^e le débit massique d'air entrant dans VC. La quantité M_e est la masse molaire de l'air ambiant.

2. L'ordre d'erreur sur la chaleur de combustion de l'oxygène est de 5% en pratique [49].

3. Dans cette expression, la fraction volumique d'oxygène $X_{O_2}^e$ correspond à la fraction effectivement mesurée par un analyseur, après retrait du CO_2 et de la vapeur d'eau contenus dans l'air. C'est la raison pour laquelle apparaissent ici les fractions volumiques $X_{CO_2}^e$ et $X_{H_2O}^e$. Cette correction reste minime en pratique.

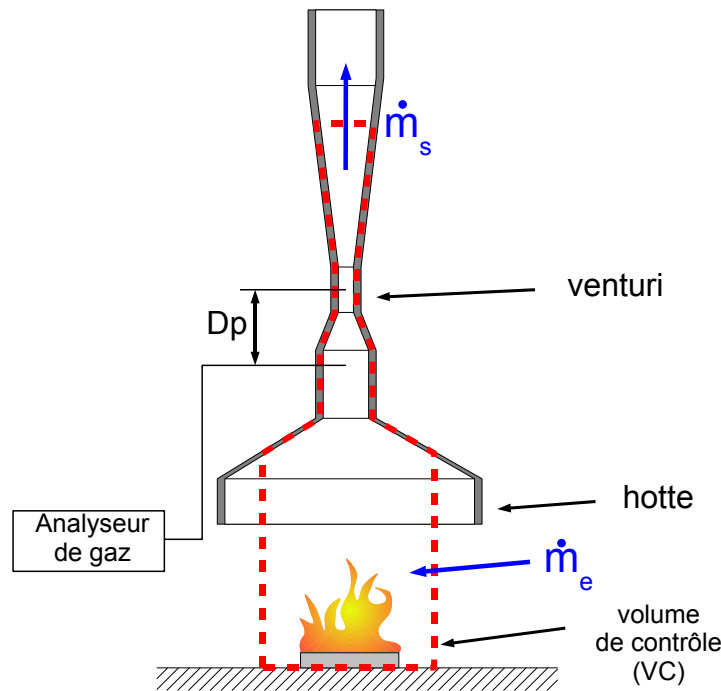


FIG. D.1 — Principe de la calorimétrie par estimation de la consommation d'oxygène. Ce dispositif est constitué d'une hotte destinée à collecter l'ensemble des gaz issus de la combustion. Celle-ci est surmontée d'un conduit muni d'un venturi conçu pour mesurer le débit des gaz collectés. Un prélèvement est effectué au niveau du venturi afin de connaître la composition de ces gaz.

D.2.2 Facteur de consommation d'oxygène

On définit le « facteur de consommation d'oxygène » par

$$\phi = \frac{\dot{m}_{O_2}^e - \dot{m}_{O_2}^s}{\dot{m}_{O_2}^e} . \quad (D.3)$$

Ce paramètre s'interprète comme la fraction de l'air entrant dans le volume de contrôle dont l'oxygène est totalement consommé par les processus de combustion.

Ainsi, la puissance libérée par le feu peut se mettre sous la forme

$$\dot{Q} = \Delta H_{O_2} \phi \dot{m}^e \frac{M_{O_2}}{M_e} (1 - X_{H_2O}^e - X_{CO_2}^e) X_{O_2}^e . \quad (D.4)$$

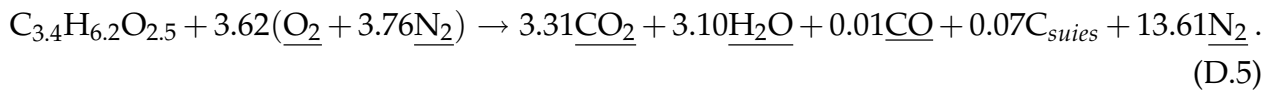
D.2.3 Facteur d'expansion de la réaction

En pratique, le débit d'air entrant dans le volume de contrôle \dot{m}^e n'est pas directement utilisé car il est difficile à mesurer. En effet, l'apport d'air n'est pas contrôlé : il est simplement régi par la ventilation naturelle qui se met en place sous l'effet du feu. C'est le débit

\dot{m}^s des gaz sortant de VC mesuré par le venturi du dispositif expérimental (figure D.1) qui est exploité. Pour cela, il faut écrire une relation entre le débit total entrant dans VC et le débit total sortant de VC⁴.

La conservation de la matière au cours des réactions chimiques impose qu'au nombre de moles de la fraction de l'air entrant dont l'oxygène est totalement consommé doit correspondre un nombre supérieur ou égal de moles de produits de combustion dans le débit sortant du volume de contrôle. Ainsi, au débit molaire d'air concerné $\phi \dot{m}^e / M_e$ correspond un débit molaire de gaz sortant de VC qui s'écrit $\alpha \phi \dot{m}^e / M_e$, avec $\alpha \geq 1$. Le coefficient α est appelé « facteur d'expansion » de la réaction de combustion.

À titre illustratif, le cas de la combustion du bois, déjà évoqué à la page 73, est repris ici pour donner un exemple concret du calcul de ce coefficient. L'équation bilan de la réaction globale considérée s'écrit



Le bilan molaire sur les espèces gazeuses (soulignées dans l'équation précédente) montre que l'on passe de 17.23 à 20.03 moles de gaz. Le facteur d'expansion correspond au rapport de ces deux nombres et vaut donc ici 1.162. En pratique, si la réaction globale n'est pas précisée, la valeur préconisée par défaut est celle qui correspond à la réaction de combustion du méthane⁵, soit 1.105 [8].

Les débits molaires totaux entrant et sortant sont donc liés par une relation du type⁶

$$\frac{\dot{m}^s}{M_s} = \frac{\dot{m}^e}{M_e}(1 - \phi) + \frac{\dot{m}^e}{M_e}\alpha\phi. \quad (\text{D.6})$$

En faisant l'hypothèse que les masses molaires M_e et M_s sont voisines, il vient finalement

$$\dot{m}^e \simeq \frac{\dot{m}^s}{1 + \phi(\alpha - 1)}, \quad (\text{D.7})$$

d'où la forme classiquement utilisée :

$$\dot{Q} = \Delta H_{\text{O}_2} \frac{\phi}{1 + \phi(\alpha - 1)} \dot{m}^s \frac{M_{\text{O}_2}}{M_e} (1 - X_{\text{H}_2\text{O}}^e - X_{\text{CO}_2}^e) X_{\text{O}_2}^e \quad (\text{D.8})$$

Il reste alors à expliciter le facteur ϕ à l'aide des grandeurs mesurées par l'analyseur de gaz.

4. Qui est effectivement mesuré, à condition que la hotte collecte tous les effluents du feu.

5. L'erreur induite par ce choix sur le résultat final demeure très faible.

6. Le premier terme du membre de droite de cette égalité correspond à la fraction d'air dont l'oxygène ne prend pas part à la combustion alors que le second terme correspond à la création éventuelle de moles de gaz au cours des processus de combustion.

D.2.4 Expression du facteur de consommation d'oxygène

Le facteur de consommation d'oxygène est calculé à partir de la composition des gaz mesurée par l'analyseur. Son expression varie selon le nombre d'espèces considérées. Partant de la relation liant le débit massique d'oxygène et celui de l'azote

$$\dot{m}_{O_2} = \frac{X_{O_2} M_{O_2}}{X_{N_2} M_{N_2}} \dot{m}_{N_2}, \quad (D.9)$$

et en supposant que l'azote ne prend pas part aux réactions de combustion ($\dot{m}_{N_2}^s = \dot{m}_{N_2}^e$), il vient

$$\phi = \frac{\frac{X_{O_2}^e M_{O_2}}{X_{N_2}^e M_{N_2}} \dot{m}_{N_2}^e - \frac{X_{O_2}^s M_{O_2}}{X_{N_2}^s M_{N_2}} \dot{m}_{N_2}^s}{\frac{X_{O_2}^e M_{O_2}}{X_{N_2}^e M_{N_2}} \dot{m}_{N_2}^e} = \frac{\frac{X_{O_2}^e}{X_{N_2}^e} - \frac{X_{O_2}^s}{X_{N_2}^s}}{\frac{X_{O_2}^e}{X_{N_2}^e}} = \frac{X_{O_2}^e X_{N_2}^s - X_{O_2}^s X_{N_2}^e}{X_{O_2}^e X_{N_2}^s}. \quad (D.10)$$

Les fractions molaires de l'azote présent dans l'écoulement entrant dans VC et dans l'écoulement sortant de VC sont exprimées en fonction de ce qui est mesuré par l'analyseur de gaz. Par exemple, dans le cas où les seules espèces recherchées sont O_2 , CO_2 et CO , les fractions molaires d'azote s'écrivent⁷

$$X_{N_2}^e = 1 - X_{O_2}^e - X_{CO_2}^e \quad \text{et} \quad X_{N_2}^s = 1 - X_{O_2}^s - X_{CO_2}^s - X_{CO}^s, \quad (D.11)$$

d'où

$$\phi = \frac{X_{O_2}^e (1 - X_{CO_2}^s - X_{CO}^s) - X_{O_2}^s (1 - X_{CO_2}^e)}{X_{O_2}^e (1 - X_{O_2}^s - X_{CO_2}^s - X_{CO}^s)}. \quad (D.12)$$

D.3 Mise en œuvre pratique

En pratique, les gaz entrant dans le volume de contrôle ne sont analysés qu'une seule fois avant l'allumage du feu. Ceci permet de n'utiliser qu'un seul analyseur de gaz et ne conduit pas à une erreur importante si la composition de l'air ambiant ne varie pas significativement au cours de l'essai.

La méthode de mesure de puissance d'un feu par estimation de la consommation d'oxygène peut finalement se résumer ainsi :

1. Évaluer avant allumage la composition de l'air ambiant $X_{O_2}^e$, $X_{H_2O}^e$ et $X_{CO_2}^e$
2. Évaluer au cours de l'essai le facteur $\phi = \frac{X_{O_2}^e (1 - X_{CO_2}^s - X_{CO}^s) - X_{O_2}^s (1 - X_{CO_2}^e)}{X_{O_2}^e (1 - X_{O_2}^s - X_{CO_2}^s - X_{CO}^s)}$
3. Évaluer au cours de l'essai le débit dans le venturi \dot{m}^s

7. C'est le cas correspondant aux mesures expérimentales présentées dans cette thèse.

4. Déterminer la valeur du facteur d'expansion α et en déduire la puissance du feu⁸

$$\dot{Q} = \Delta H_{O_2} \frac{\phi}{1+\phi(\alpha-1)} \dot{m}^s \frac{M_{O_2}}{M_e} (1 - X_{H_2O}^e - X_{CO_2}^e) X_{O_2}^e$$

On peut remarquer que la mesure du débit massique dans le venturi \dot{m}^s doit être réalisée avec le plus grand soin car le résultat est directement proportionnel à cette grandeur.

8. Cette expression n'est valable que si la production de monoxyde de carbone reste faible.

E

Exemple d'application de l'outil numérique

Ce chapitre présente une application quelque peu en marge de l'étude des flammes extérieures qui utilise de manière originale l'outil numérique dans le cadre de la simulation a posteriori d'un essai expérimental. Le but de cette étude est, dans un premier temps, de s'assurer que la hotte est dimensionnée de sorte que l'ensemble des effluents soit effectivement capté par le dispositif. Dans un second temps, le même essai est simulé mais sans la hotte calorimétrique, afin d'analyser les effets de celles-ci sur les écoulements et les champs de température.

Cet article a été présenté lors du congrès « 8th International Symposium on Fire Safety Science (IAFSS) » qui s'est tenu en septembre 2005 à Pékin. Il est ici reproduit dans son intégralité.

Use of a Numerical tool to assess the Impact of the Means of measurement on Fire

Sylvain DESANGHERE / Daniel JOYEUX
Certification and Fire division
CTICM
Domaine de Saint-Paul
F-78471 Saint Rémy Les Chevreuse Cedex - France

Alexis COPPALLE
UMR 6614 CORIA
BP- 08 Av de l'Université
F-76801 Saint Etienne du Rouvray - France

ABSTRACT

Experimental results are generally used as reference for validation of numerical tools. Afterward, calculation tools can be used to extend the study by getting numerical results concerning slightly different cases. The present application is somewhat different. It is aimed at evaluating the relevance of experimental results by using numerical tools to analyze the test results and to know up to what extent the experimental device can disturb the fire test.

In the present paper, an experimental test simulating a hotel bedroom fire was performed in a compartment using pieces of furniture. During post-flashover period of the fire, external flames emerging from the opening were observed. The combustion gases flowing out of the room were collected by a calorimeter hood placed above to determine the heat release rate by oxygen consumption. In order to assess the impact of the calorimeter hood on the fire within as well as outside the room, two numerical simulations are compared. The first one is aimed at reproducing the test as well as possible in order to adjust some numerical parameters. The second one is used to simulate the same case without the hood to evaluate how it affects the flow and consequently the fuel/air exchange within the compartment.

KEYWORDS : Compartment Fire, Numerical simulation, CFD, Oxygen Consumption Calorimetry, Heat release rate, Experimental Results analysis

INTRODUCTION

Oxygen consumption calorimetry provides a means of estimating the heat release rate of a fire by measuring changes in oxygen concentration within combustion gases [1, 2]. This technique is now widely used all over the world both in bench-scale and full-scale fire test application. To ensure correct estimation of heat release, all the combustion gases have to be collected by a hood surmounted by an exhaust duct in which their composition is analyzed.

This device can have an effect on the fire when placed too close to the experiment. Indeed, the flows above the fire test are affected by the presence of the hood, the pressure field can be modified, and radiation from the hood itself may play a part in the physical processes of the fire [3, 4]. On the other hand, the hood has to be located not too far from the fire in order to avoid spill over and significant dilution of combustion products [5]. This problem, which often arises in the case of full-scale fire test, raises the question to quantify the influence of the measurement on the fire. The reliability of the experimental results depends naturally on this influence.

A simple way to have an estimation of that effect on the fire test is firstly to model the case using a numerical tool and secondly to re-simulate it without the device. This procedure requires thus two numerical simulations. The first one is aimed at checking the relevance and the accuracy

of the model which is the basis of the calculations. The agreement between experimental and numerical results ensures that the numerical tool is correctly used to simulate that fire test. A second numerical simulation is then performed, in which the only difference is the removal of the device. Finally, the comparison between the two numerical simulations can help to assess the influence of the experimental device.

In this paper, this methodology is applied to the case of a hotel bedroom fire test performed in a compartment built under a calorimeter hood of close size.

EXPERIMENTAL TEST

Description

Within the framework of a study which was partially financed by the French ministry of Interior, a feasibility study of Fire Safety Engineering concerning a hotel in Paris has been realized by CTICM and CSTB [6, 7], and several hotel fire tests were performed by CTICM [8]. Real pieces of furniture have been laid out in a compartment in a realistic way (see figure 1) and the fire was initiated with the ignition of a single item. Its development has been natural and the typical behavior of compartment fire has been observed, with flashover followed by a fully-developed fire period.



Fig 1. Fire load distribution

The compartment used for the fire test is 5.70 m long, 5.50 m wide and 2.80 m high (figure 2). Its opening is 1.40 m wide and 1.90 m high. Its walls are made of cellular concrete.

Heat release rate

The experimental heat release rate (HRR) is the main input value for the numerical simulations, as the fuel flow is imposed in the present calculations. The experimental heat release rate measured by oxygen consumption is represented by circles in figure 3. The occurrence of a fully developed fire stage leads to a plateau shape for the HRR curve. The simulated period, also shown in figure 3, starts when the heat release reaches significant values and lasts for 1200 seconds. The beginning of the fire (shown in figure 4) is not particularly studied in this paper. The bold line in figure 3 is the simplified HRR curve used as input for the numerical tool. Within this curve, the experimental peak values of heat release rate have been withdrawn. Only a basic curve is used for simulation to make the observations easier.

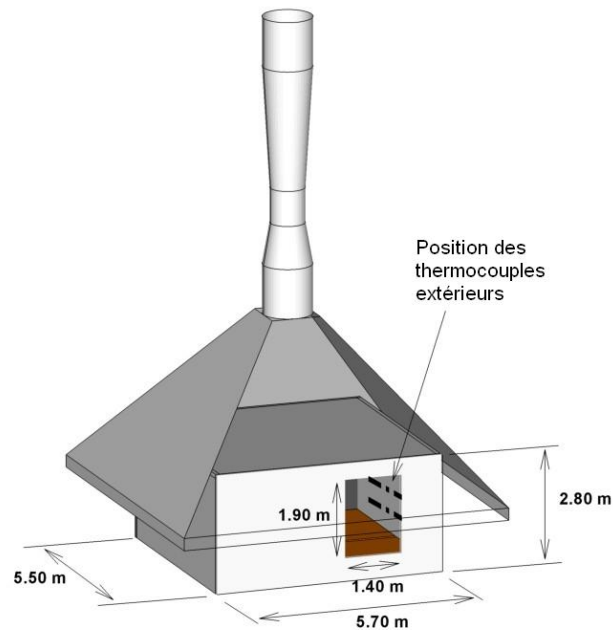


Fig. 2. Overview of the compartment and the hood above.

NUMERICAL SIMULATIONS

CFD model description

The numerical tool used in this work is based on the version 4 of the Fire Dynamics Simulator (FDS) developed by NIST Building and Fire Research Laboratory [9]. FDS solves an approximation of the Navier-Stokes equations appropriate for low-speed, thermally-driven flows. The numerical algorithm employed is an explicit predictor/corrector scheme, second order accurate both in space and time, using a direct Poisson solver. Turbulence is treated by means of Large Eddy Simulation, via the classical Smagorinsky subgrid scale model. A mixture fraction combustion model assuming unique infinitely fast global chemical reaction is used to estimate the heat release distribution in the computational domain. In order to track species, the FDS suppression algorithm [9] is not used in this work, so that fuel and air always burn when mixed, without any condition. The radiation transport is treated by means of a finite volume solver in which grey gas absorption coefficient for soot and gas species is linked to the mixture fraction. Heat transfers to walls are estimated by 1-D solver on each wall cell, accounting for wall thermal properties. Except for the heat of combustion, all parameters values employed for the simulation are the default ones used by FDS.

Global chemical reaction used

The global chemical reaction in the simulations corresponds to a wood-like fuel :



An important parameter in the simulation is the heat release per kilogram of oxygen consumed. The experimental measurements have led to a heat of combustion of 16.6 MJ/kg of fuel burnt. This value was used in the simulations and the corresponding value of the heat of combustion of oxygen was 14.93 MJ/kg. This is a little bit higher than the reference value used by many authors, which is 13.1 MJ/kg. The soot production coefficient was arbitrary chosen considering the type of fuel involved.

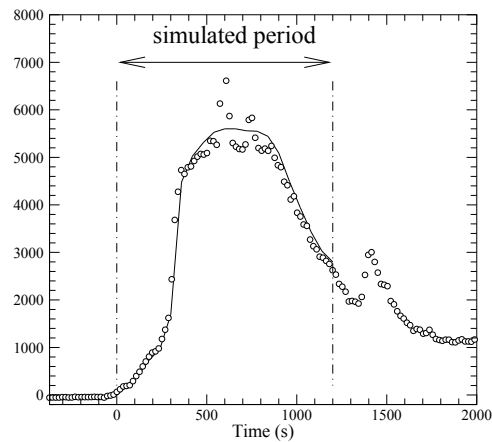


Fig. 3. Heat release rate during experimental test (circles) and input heat release rate for numerical simulations (bold line).



Fig. 4. Beginning of the fire by ignition of the mattress.

Numerical grids

The first numerical simulation (simulation 1) domain is shown in figure 5. A first mesh of approximately 260 000 cells is used to simulate the compartment and the hood above, while a second one comprising 9 000 cells is used to model the exhaust duct. The grid is uniform and the cells dimensions are 10 cm by 10 cm by 12.5 cm. This represents a compromise between flow resolution and computational time. No grid size effect analysis has been performed on this particular case. The focus of this work is to use the same grid size in both simulations for a grid-size independent comparison.

The second numerical simulation (simulation 2) uses the same mesh as the first one but without any hood. The cells dimensions are the same between the two simulations to avoid as much as possible variations due to different numerical grid size. Each simulation took roughly 40 hours on a Pentium 4 HT (3.2 GHz) processor.

DISCUSSION

Agreement between simulation 1 and experimental results

The quite good agreement between CFD simulation and experimental results concerning internal average temperature in the compartment is shown in figure 6. In this figure is reported the mean temperature averaged over the room. These numerical and experimental values correspond to an

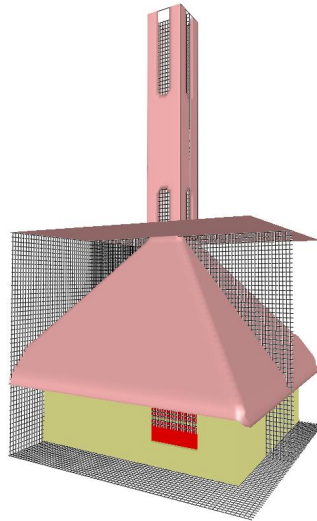


Fig. 5. Overview of the numerical grid for simulation 1.

average over 12 thermocouples distributed uniformly within the room. The numerical simulation uses thermocouples placed at the same locations than experimental ones.

The shape of the calculated temperature curve is similar to the shape of the heat release rate curve given as an input for the simulation. This later is a simplified representation of the real curve. That can explain why the shapes of the two curves in figure 6 are slightly different.

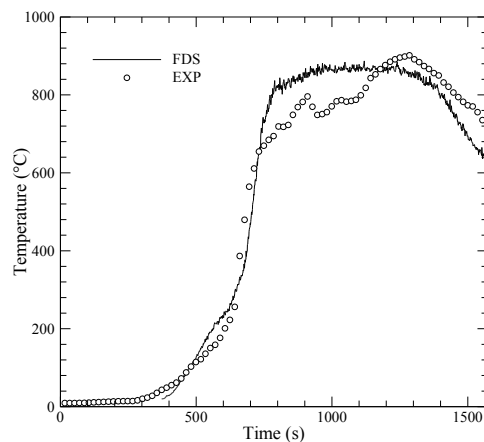


Fig. 6. Average temperature within the compartment.

Figure 7 shows also a relatively good agreement between CFD simulation and experimental results concerning external temperatures. These values correspond to an average over two thermocouples placed in two horizontal lines located at the top and at two third of the height of the opening and in the middle of its width (see dash dotted lines in figure 2). The first thermocouple is close to the opening whereas the second one is 60 cm in front of it. Once again, the curves for the calculated temperatures present similar shape with the input heat release curve.

Emerging gases temperatures are higher during the test at the top of the window than their calculated values. This can be explained by the fact that only few items are burning in the test whereas the average pyrolysis rate is distributed uniformly on all the surface of the floor in the simulation. This assumption of a uniformly distributed pyrolysis rate, with a maximum value close to 200 kW/m^2 , is used here for the sake of simplicity. However, relatively high local heat release rates are not reproduced by the simulation, whereas this is observed in the photo given in figure 4,

where the fire is localized to the mattress. Nevertheless, the issue of source modeling is not the focus of this work.

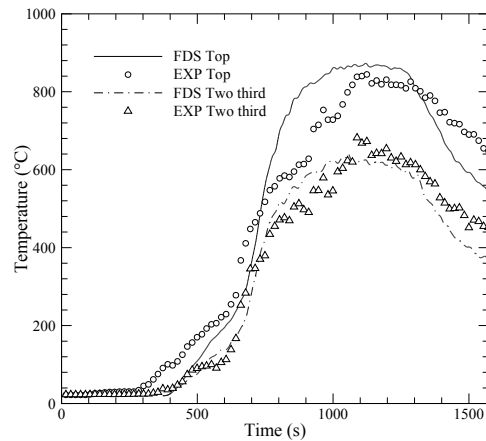


Fig. 7. External temperatures in two planes. See fig.2 for the planes locations.

Figure 8 shows the exhaust gases composition in the duct predicted by CFD simulation. It is interesting to note that FDS well reproduces mixing processes within the venturi duct because time evolution of CO_2 and O_2 are in good agreement with measurements, in spite of the simplicity of the models used in FDS.

However, compared to measurements, values given by FDS are underestimated concerning oxygen consumption and CO_2 yield during fully developed period. This comes from the fact that they are predicted with the assumptions on fuel characteristics given above. The following table gives experimental and calculated values of CO_2 yield and O_2 consumption. The measured value was determined from the cumulative CO_2 mass and the cumulative O_2 consumed mass in the hood and the total lost mass measured by a weighing platform. The ratio between experimental and assumed rates (consumption and production) is also given in the table. It has been applied for corrections of predicted values of CO_2 and O_2 concentrations. These corrected values are shown in figure 8. In fact, a fuel written $\text{C}_{1.6}\text{H}_{1.4}\text{O}_{0.8}$ presents characteristics better corresponding to experimental data. But it was preferred to use a more common fuel (with wood characteristics) used by the fire engineering community.

Same approach is used for CO concentration. The comparison is not shown here, but the agreement is acceptable. An experimental CO yield of 0.076 kg / kg of fuel was recorded, whereas a CO yield of about 0.02 kg / kg of fuel is used in the simulation. The experimental CO is relatively high compared to usual values measured in fire conditions.

Conditions	Test	Simulation	Ratio
CO_2 yield (kg /kg)	1.82	1.34	1.36
O_2 consumption (kg/kg)	1.26	1.14	1.10
CO yield (kg/kg)	0.076	0.02	3.8

Analysis of the fire test

Figure 9 shows a comparison between input heat release rate and its calculated value from the gas composition in the venturi, both for simulation 1. The difference corresponds to the part of combustion gases which was not collected by the calorimeter hood. This variation is negligible (<1%),

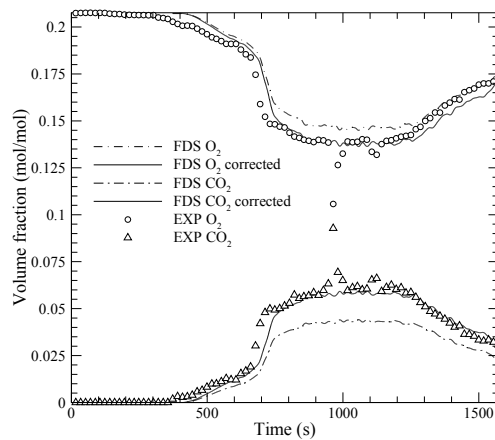


Fig. 8. Combustion gases composition in the exhaust duct.

confirming the visual observations made during the test. An additional time shift corresponding to a delay between fuel emission and oxygen depletion measurement in the duct is clearly visible when comparing the two curves. That point finally ensures the reliability of the experimental measurements.

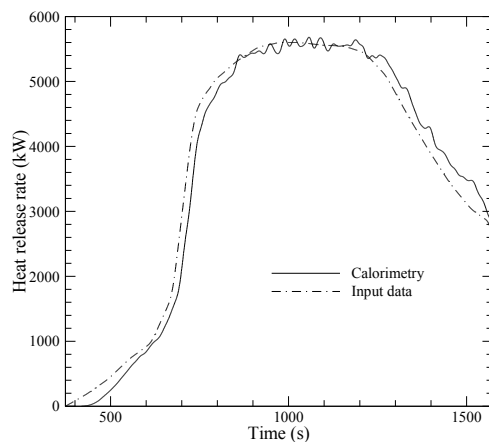


Fig. 9. Heat release rates : Comparison between input data and values deduced from gas composition in the exhaust duct.

Influence of the calorimeter hood

The two numerical simulations are now compared. The effect of hood on external temperature field is shown in figure 10. The contour plots of an average temperature field (over 100 s during fully developed fire) are presented for each case to show the deflection of the flames. The slice considered here is located at the middle of the opening. The contour lines correspond to isothermal lines for every 100 °C.

It can be noted that external flames are obviously strongly deflected whereas the temperature field inside the compartment is only slightly disturbed by the presence of the hood. However, local internal temperatures are a little higher in simulation 1.

In figure 11, the average temperature differences between the two simulations are reported in a horizontal plane located 1.20 m above the floor. The variation is positive when simulation 1 leads to

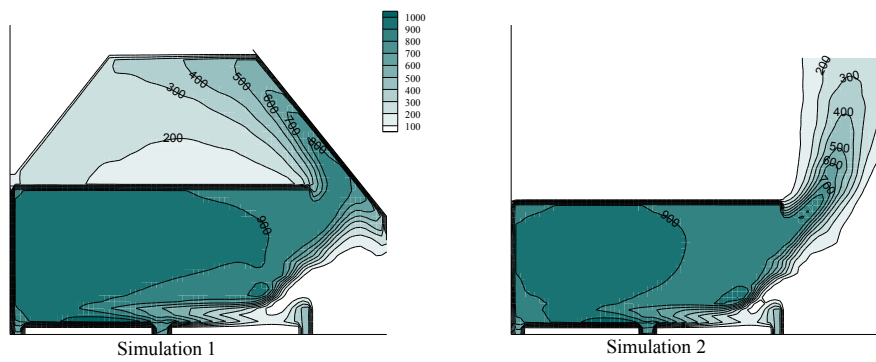


Fig. 10. Effect of hood on average temperature field (°C). Side view.

higher temperature than simulation 2. On the whole, significant values of temperatures inside the room are not strongly disturbed by the effect of the hood. For the major part of the room, differences are less than 50°C. Nevertheless, close to the room center, differences as high as one hundred degrees are observed between the two cases. So, the effect of the hood above the compartment is to slightly increase internal temperatures in the compartment. The dissymmetry induced by the position of the opening is also highlighted by figure 11.

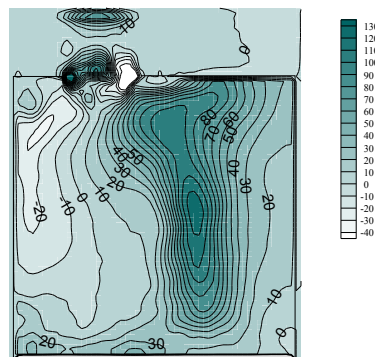


Fig. 11. Temperature variation between simulation 1 and simulation 2 (°C). Plan view located at 1.2m above the ground.

Figure 12 shows a comparison for the heat release rate per unit volume (using the same average as above). A stronger heat release rate is found outside the compartment in simulation 2.

The global heat release rates inside the compartment for the two simulations are reported in figure 13. This value, during fully developed fire stage, is clearly different between the two simulations. It corresponds to the heat release rate within the compartment, not including burning in the door plume. The total heat release rate computed by FDS follows the input data and is not presented in figure 13. The presence of the hood disturbs the flows emerging from the opening and entering in the compartment, so that lesser heat is released outside.

It has been explained above that the measured CO yield 0.076 kg / kg of fuel is relatively high compared to usually measured values. It is generally accepted that measurements of CO concentration are underestimated [10] due to chemical reactions with fresh air in the hood. But the present calculation shows that the hood has not the same effect : it limits the combustion in the external

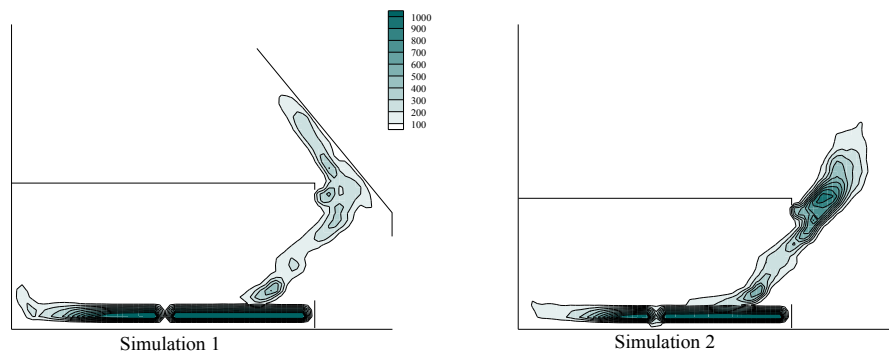


Fig. 12. Effect of hood on average heat release rate per unit of volume (kW/m^3). Side view.

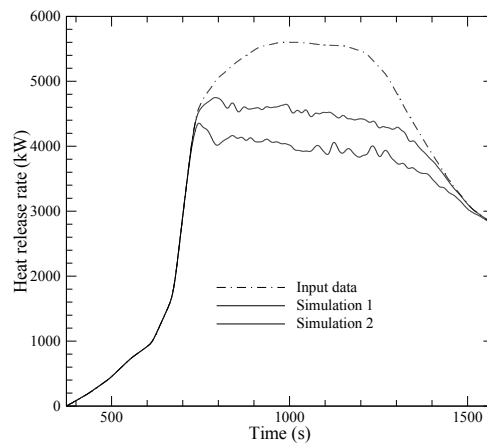


Fig. 13. Smoothed heat release rates inside the compartment for simulations 1 and 2.

flaming by restricting the mixing, leading to a higher CO yield. This effect can not be shown by the simulation without the hood because of lack of combustion chemistry modeling. Indeed, the CO yield is proportional to the HRR, and is then only transported.

CONCLUSION

This work presents a use of CFD to estimate the relevance of a fire test results by simulating the test with and without its experimental device. In the present paper, the effect of a calorimeter hood has been investigated.

This methodology requires two numerical simulations. The first one is used as a calibration of some numerical parameters. Once the numerical tool is able to correctly reproduce the experimental values, it can be used to study physical processes involved in the test but not recorded. The reliability of the experimental results can thus be estimated using numerical tool capabilities. In a second phase, it is possible to perform another simulation in which the experimental device has been removed. Then, a comparison between the two simulations can help assessing the impact of the device in the real test. An interesting point concerning these numerical simulations is the ability to compare physical values which are not available in every location from the test. That makes overall assessment easier.

The application of the approach developed in this paper to natural fire of a hotel bedroom under

a hood has led to some recommendations. In one hand, it has been shown that measurement of the heat release seems to be correctly performed using the calorimeter hood, even if this latter was located quite close to the compartment. No combustion gases have been lost without flowing through the venturi duct. On the other hand, the effect of the calorimeter hood in this work can be neglected if a global view of fire into the compartment is sufficient. It has been shown that typical temperature field is not strongly disturbed by the presence of the hood.

Nevertheless, if a focus on local temperature values is required, the effect of the calorimeter hood can have some importance. Indeed, temperature field in the room can present local variation between the two simulations, which can lead to a different fire evolution. This point has not been well investigated in this study because the same heat release rate was used for the two numerical calculations. In other words, it is not certain that the real heat release rate curve would have been the same without the hood.

ACKNOWLEDGEMENTS

The experimental investigation was financed by the Ministry of Interior (Direction de la Défense et de la Sécurité Civiles) of France.

REFERENCES

- [1] Janssens, M.L., Parker, W.J., "Oxygen Consumption calorimetry," Heat release in fire, Elsevier Applied Science. (ed.), 1992, p. 31/59.
- [2] Huggett, C. "Estimation of the Rate of Heat Release by means of Oxygen Consumption Measurements", Fire and Materials, vol. 12, 1980.
- [3] Drysdale, D., An Introduction to Fire Dynamics, John Wiley and Sons, Chichester, 1985.
- [4] Curtat, M. Physique du Feu pour l'Ingénieur, Traité de Physique du Bâtiment, Tome 3, Editions CSTB.
- [5] Cooper, L. Y. "Some Factors Affecting the Design of a Furniture Calorimeter Hood", NISTIR 5298, National Institute of Standards and Technology, 1993.
- [6] Joyeux, D. "Etude expérimentale caractérisant un incendie dans un hôtel," INC 98/24, DJ/IM, CTICM, 1998.
- [7] Joyeux, D. "Etude de faisabilité d'application de l'ingénierie au feu à un hôtel," INC 96/355, DJ/IM, CTICM, 1996.
- [8] Leborgne, H. "Etude expérimentale d'un feu caractérisant un incendie survenant dans une chambre d'hôtel," Test report 96-S-511, CTICM, 1997.
- [9] McGrattan, K., "Fire Dynamics Simulator (version 4) - Technical Reference Guide," NIST Special Publication 1018, National Institute of Standards and Technology. Gaithersburg, Maryland, 2004.
- [10] Wieczorek, C., Vandsburger, U., Floyd, J. "An Evaluation of the Global Equivalence Ratio Concept for Compartment Fires : Data Analysis Methods", Fire Protection Engineering vol. 14, February 2004 , pp 9-31

Table des figures

1	Arbre des concepts de la sécurité contre l'incendie	3
2	Limite élastique de l'acier selon l'Eurocode 3	9
I.1	Structure d'une flamme de diffusion laminaire	16
I.2	Mécanismes de combustion du bois	17
I.3	Spectres de l'énergie cinétique et de la dissipation turbulentes	19
I.4	Représentation schématique de la cascade turbulente	20
I.5	Représentation schématique de l'approche LES	22
I.6	Répartition spectrale de l'émissance du corps noir	23
I.7	Définition de la luminance énergétique	25
I.8	Évolution typique de la température moyenne d'un local en feu	29
I.9	Couplage des phénomènes de transfert durant un feu de compartiment	30
I.10	Taux de combustion en fonction du facteur d'ouverture	32
I.11	Courbes température-temps conventionnelles	35
I.12	Courbe de feu paramétrique selon l'Eurocode 1	37
I.13	Schématisation de l'approche utilisée par les modèles à zones	38
I.14	Exemple de discrétisation utilisée par un modèle à champ	39
I.15	Évolution des fractions massiques et de la température moyenne en fonction de la richesse globale	42
I.16	Puissances théoriques dégagées en fonction de la richesse globale	43
I.17	Valeurs expérimentales de la richesse globale	44
I.18	Évolution de la vitesse d'éjection en fonction de la température	46
I.19	Effet d'un mur prolongeant la façade au-dessus de l'ouverture	47
II.1	Courbes d'équilibre dans le modèle de Burke et Schumann	70
II.2	Courbes d'équilibre dans le cas du bois	74
II.3	Calcul de la consommation d'oxygène dans FDS	75
II.4	Discrétisation de la sphère unité	81
II.5	Effet de la discrétisation des angles solides sur le champ radiatif	82
II.6	Maillage par grille décalée	85
III.1	Dispositif expérimental pour le cas de convection naturelle	89
III.2	Profils de température pour le cas de convection naturelle	91
III.3	Résultats stationnaires pour le cas de convection naturelle	92

TABLE DES FIGURES

III.4	Profils de vitesse pour le cas de convection naturelle	93
III.5	Dispositif expérimental pour le cas de convection mixte	94
III.6	Maillage utilisé pour le cas de convection mixte	95
III.7	Résultats qualitatifs pour le cas de convection mixte	96
III.8	Profils horizontaux pour le cas de convection mixte	97
III.9	Profils verticaux pour le cas de convection mixte	98
III.10	Maillage utilisé pour le cas de la flamme à bas nombre de Froude	99
III.11	Grandeurs axiales pour la flamme à bas nombre de Froude	102
III.12	Profils de vitesse pour la flamme à bas nombre de Froude	103
III.13	Champs de température pour la flamme à bas nombre de Froude	104
III.14	Champs de vitesses pour la flamme à bas nombre de Froude	105
III.15	Champs relatifs à Z et pression pour la flamme à bas nombre de Froude . . .	106
III.16	Configuration de la flamme en interaction avec une paroi	107
III.17	Profils verticaux et horizontaux de température pour la flamme en interac- tion avec une paroi	110
III.18	Profils verticaux et horizontaux de vitesse pour la flamme en interaction avec une paroi	111
III.19	Flux de chaleur de la flamme en interaction avec une paroi	112
III.20	Profils verticaux et horizontaux de température pour la flamme en interac- tion avec une paroi	115
III.21	Profils verticaux et horizontaux de vitesse pour la flamme en interaction avec une paroi	116
III.22	Dégagements de chaleur pour la flamme en interaction avec une paroi . . .	117
III.23	Configuration pour le feu localisé	119
III.24	Répartition des puissances pour le cas du feu localisé	120
III.25	Résultats de la simulation numérique du feu localisé	121
III.26	Profil intérieur de température pour le cas du feu localisé	122
III.27	Température et vitesse à l'ouverture pour le cas du feu localisé	123
III.28	Présentation du cas du feu généralisé	124
III.29	Résultats du cas du feu généralisé	126
III.30	Dispositif expérimental pour le cas du feu avec sortie de flammes	127
III.31	Position des thermocouples pour le cas du feu avec sortie de flammes	128
III.32	Évolution de la puissance libérée par le feu	129
III.33	Évolution de la température moyenne dans le local	131
III.34	Évolution de la température à l'extérieur du local	133
III.35	Évolution de la température à l'extérieur du local	134
III.36	Effet du maillage sur les résultats (feu généralisé)	136
IV.1	Paramètres étudiés	139
IV.2	Évolution caractéristique de la température et des pertes aux parois	141
IV.3	Isosurface de température caractéristique	143
IV.4	Débit massique d'air entrant en fonction du facteur de ventilation	146
IV.5	Débit massique d'air entrant pour les grands taux d'ouverture	148
IV.6	Contours de température égale à 500 °C	149
IV.7	Effet de la géométrie de l'ouverture : hauteur des flammes	150
IV.8	Effet de la géométrie de l'ouverture : profondeur des flammes	151
IV.9	Effet de la géométrie de l'ouverture : température dans les flammes	152
IV.10	Configurations étudiées pour le cas de plusieurs ouvertures	153
IV.11	Formes des flammes pour le cas de plusieurs ouvertures « régulières »	155

IV.12	Flammes extérieures pour le cas de deux ouvertures différentes	156
IV.13	Flammes extérieures pour le cas de deux ouvertures différentes	156
IV.14	Estimation du débit d'air entrant dans un compartiment en feu	158
IV.15	Écarts entre simulation et corrélation de Law	160
IV.16	Évolution de la longueur des flammes en fonction de la richesse globale . . .	161
IV.17	Évolution de la température sur l'axe en fonction du débit de fuel	162
IV.18	Effet du débit de fuel	163
IV.19	Effet de la distribution de la charge d'incendie dans un compartiment profond	165
IV.20	Effet de la position de la charge d'incendie dans un compartiment profond .	167
IV.21	Effet de la nature du fuel	169
IV.22	Longueur moyenne des flammes extérieures avec deux types de fuel	170
IV.23	Évolution des grandeurs sur l'axe des flammes pour deux types de fuel . . .	171
IV.24	Répartition de l'énergie dégagée pour le compartiment profond	173
IV.25	Influence de la profondeur du compartiment	174
IV.26	Répartition de l'énergie dégagée pour le compartiment large	175
IV.27	Résultats pour le compartiment large	177
IV.28	Influence de la largeur du compartiment	178
IV.29	Évolution de la température dans les parois	180
IV.30	Effet des pertes thermiques dans les parois	181
IV.31	Évolution de la longueur des flammes pour deux types de parois	182
IV.32	Contours de température égale à 500 °C avec et sans façade	184
IV.33	Effet de la géométrie de l'ouverture : hauteur des flammes avec et sans façade	184
IV.34	Effet de la présence d'un balcon : champ de température	187
IV.35	Effet de la présence d'un balcon : température le long de l'axe	187
IV.36	Cas de ventilation forcée	190
IV.37	Cas de ventilation forcée	190
IV.38	Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet du vent (1)	193
IV.39	Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet du vent (2)	194
IV.40	Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet du vent (3)	195
IV.41	Perte de masse et puissance du feu pour les essais concernant l'effet du vent	196
IV.42	Températures dans le four pour les essais concernant l'effet du vent	199
IV.43	Vitesses du vent pour les essais concernant l'effet du vent	200
IV.44	Température d'un poteau extérieur (essai 5 concernant l'effet du vent)	201
IV.45	Effet du vent sur les flammes extérieures	201
IV.46	Effet du vent sur les flammes extérieures : coupe de fraction de mélange . .	203
IV.47	Étude de l'effet du vent	204
IV.48	Effet du vent sur les flammes extérieures : vitesse au niveau de l'ouverture .	205
IV.49	Effet du vent sur les flammes extérieures : isosurface de dégagement de chaleur	205
V.1	Débit de fuel critique pour les éléments extérieurs	213
V.2	Stratégie du modèle simplifié	215
V.3	Algorithme du modèle à une zone	217
V.4	Évolution de la température sur l'axe des flammes	219
V.5	Contours de facteur de vue pour deux solides	220
V.6	Facteur de vue entre une sphère et un rectangle	221
V.7	Évolution de la température à l'extérieur du local	224
V.8	Évolution de la température à l'extérieur du local	225

TABLE DES FIGURES

B.1	Modèle à une zone pour le feu pleinement développé	244
B.2	Position du plan neutre durant la période de feu généralisé	247
B.3	Répartition des puissances dégagées en fonction de la richesse globale à l'état stationnaire	249
B.4	Effet des propriétés thermiques des parois	249
C.1	Paramètres de la méthode de Law et O'Brien	257
C.2	Dimensions des flammes pour la méthode de Law et O'Brien	258
C.3	Déviations des flammes par un obstacle en ventilation naturelle pour la méthode de Law et O'Brien	260
C.4	Dimensions des flammes pour la méthode de Law et O'Brien	262
C.5	Déviations des flammes par un obstacle en ventilation forcée pour la méthode de Law et O'Brien	263
D.1	Dispositif expérimental pour la calorimétrie par estimation de la consommation d'oxygène	271

Liste des tableaux

II.1	Modèle d'écoulement à faible nombre de Mach	56
II.2	Caractéristiques principales du code FDS	58
III.1	Origines des écarts entre prédictions et réalité	88
III.2	Coefficients utilisés pour les corrélations de Mc Caffrey	101
III.3	Propriétés thermiques des parois du compartiment pour le cas du feu généralisé avec sortie de flammes	128
IV.1	Caractéristiques des ouvertures employées pour l'étude numérique de la forme de l'ouverture	148
IV.2	Caractéristiques des essais réalisés pour l'étude de l'effet du vent	194
V.1	Grandeurs intermédiaires pour un modèle simplifié	214
C.1	Paramètres de la méthode de Law et O'Brien	256
C.2	Projection horizontale des flammes pour la méthode de Law et O'Brien . . .	259

Détermination des conditions d'échauffement de structure extérieure à un bâtiment en situation d'incendie

Résumé

Ce travail de thèse est consacré à l'étude des conditions d'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des bâtiments en feu. Une synthèse bibliographique sur les feux de compartiment et plus particulièrement sur la problématique de la sortie de flammes par les ouvertures des locaux en feu a été réalisée.

Un outil de simulation numérique avancé a été mis en œuvre pour étudier les paramètres principaux affectant les caractéristiques des flammes extérieures. Cette tâche a nécessité au préalable la prise en main et le développement d'un modèle CFD de simulation numérique du feu, ainsi que sa validation sur des cas expérimentaux de complexité croissante. À l'étude numérique de la sortie de flammes d'un local en feu est venue s'ajouter une partie expérimentale concernant l'effet du vent sur les flammes extérieures.

L'étude des flammes extérieures a permis de procéder à la vérification et à l'extension d'une méthode de calcul simplifiée destinée à prédire les conditions d'échauffement des éléments de structure situés à l'extérieur des bâtiments. L'application pratique de ce travail a consisté à regrouper dans un nouveau modèle global les résultats obtenus à partir de la synthèse bibliographique et des études numériques et expérimentales.

Mots-clés

Sécurité contre l'incendie, flammes extérieures, simulation numérique, CFD, combustion, feu de compartiment

Heating conditions of external members during a fire

Abstract

This work is concerned with the study of the heating conditions of external members during a fire. The first chapter of the thesis is about a bibliographical synthesis on compartment fires, especially on the topic of flames flowing out through compartment openings. It was decided to use an advanced fire simulation tool, in order to study the main parameters affecting the characteristics of external flames. Chapter 2 is devoted to a comprehensive description of the CFD tool used for that purpose, describing its key features, assumptions, abilities and weaknesses. Chapter 3 is about the validation of this numerical tool, based on experimental cases of increasing complexity. The study of the main parameters affecting the characteristics of external flames is performed in chapter 4, by using numerical as well as experimental results. This work has made it possible to carry out the checking and the extension of a simplified calculation method intended to predict the heating conditions of external members. The practical application of this task is given in chapter 5. It consisted in gathering all the results in a new simplified model aimed at providing a realistic estimation of transient heat fluxes to external members during a fire.

Keywords

Fire safety, external flames, fire numerical simulation, CFD, combustion, compartment fire