

INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS
ARXIU DE LES SECCIONS DE CIÈNCIES, CXVIII
SECCIÓ DE CIÈNCIES I TECNOLOGIA



EULÀLIA PLANAS CUCHI
PREMI RAFAEL CAMPALANS 1997

INCENDIS D'HIDROCARBURS

EFFECTES SOBRE EQUIPS DE PROCÉS

INCENDIS D'HIDROCARBURS
EFECTES SOBRE EQUIPS DE PROCÉS

This One



32P3-RFB-W4YC

INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS

ARXIU DE LES SECCIONS DE CIÈNCIES, CXVIII

SECCIÓ DE CIÈNCIES I TECNOLOGIA

EULÀLIA PLANAS CUCHI

INCENDIS D'HIDROCARBURS

EFFECTES SOBRE EQUIPS DE PROCÉS

PREMI RAFAEL CAMPALANS 1997

BARCELONA

1998

Biblioteca de Catalunya. Dades CIP:

Planas Cuchi, Eulàlia

Incendis d'hidrocarburs. — (Arxius de les seccions de ciències /
Institut d'Estudis Catalans, Secció de Ciències i Tecnologia ; 118)

Bibliografia. — Premi Rafael Campalans 1997

ISBN 84-7283-425-5

I. Institut d'Estudis Catalans. Secció de Ciències i Tecnologia

II. Títol. III. Col·lecció: Arxius de les seccions de ciències ; 118

1. Incendis d'hidrocarburs — Prevenció i control — Investigació
614.841.3:662.767

© Eulàlia Planas Cuchi

© 1998, Institut d'Estudis Catalans, per a aquesta edició

Carrer del Carme, 47. 08001 Barcelona

Primera edició: desembre de 1998

Tiratge: 500 exemplars

Compost per Fotocomposició gama, s. l.

Carrer Aristides Maillol, 3, 1r 1a. 08028 Barcelona

Imprès a Limpergraf, SL

Polígon industrial Can Salvatella. Carrer de Mogoda, 29-31. 08210 Barberà del Vallès

ISBN: 84-7283-425-5

Dipòsit Legal: B. 49009-1998

A proposta d'una ponència formada pels senyors Jaume Pagès i Fita, Carles Solà i Ferrando i Francesc Serra i Mestres, membres de la Secció de Ciències i Tecnologia, l'Institut d'Estudis Catalans, en sessió plenària tinguda el dia 7 d'abril de 1997, acordà per unanimitat de concedir el Premi Rafael Campalans a la senyora Eulàlia Planas Cuchi pel seu treball *Contribució a l'estudi de la protecció contra incendis en instal·lacions de procés*.

En la sessió del dia 9 de desembre de 1997, la Secció de Ciències i Tecnologia prengué l'acord de publicar la dita obra, la qual, amb el títol *Incendis d'hidrocarburs: Efectes sobre equips de procés*, és editada a cura del senyor Joaquim Casal i Fàbrega.

A en Lluís i la meua filla Aina

TAULA

AGRAÏMENTS	11
1. INTRODUCCIÓ	13
1.1. Risc i accidents majors	14
1.2. Incendis	17
1.3. Modelització d'incendis de bassals	38
1.4. Sistemes antiincendi	46
2. ANTECEDENTS	53
2.1. Introducció	53
2.2. Experimentació sobre incendis de bassals	54
2.3. Velocitat de combustió	58
2.4. Calor emesa per les flames	61
2.5. Temperatura de la flama	62
2.6. Radiació incident sobre un objecte immers en les flames d'un bassal de foc	64
2.7. Evolució de les temperatures a la paret d'un dipòsit immers en les flames d'un bassal de foc	65
2.8. Anàlisi històrica d'accidents amb foc	66
3. DESCRIPCIÓ DE LA INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL	83
3.1. Introducció	83
3.2. Descripció del mòdul de proves	84
3.3. Combustibles utilitzats	85
3.4. Descripció de la instal·lació d'extinció i dels agents extintors utilitzats	86
3.5. Descripció del sistema de mesura i aparells utilitzats	92
3.6. Descripció de les proves realitzades	97
3.7. Resultats experimentals	99

4.	DESCRIPCIÓ I ANÀLISI DE RESULTATS	101
4.1.	Introducció	101
4.2.	Reproductibilitat de les proves i estat estacionari	103
4.3.	Calor total i de convecció emesa durant l'incendi	106
4.4.	Evolució de les temperatures a la paret del dipòsit	118
5.	MODELITZACIÓ DE L'EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES A LA PARET DEL DIPÒSIT SEGONS EL TEMPS	129
5.1.	Introducció	129
5.2.	Definició i modelització de la superfície de la flama en estat estacionari	130
5.3.	Determinació de la radiació incident sobre un punt qualsevol de la superfície del dipòsit	133
5.4.	Resultats obtinguts amb el model per a l'estimació de la radiació que rep el dipòsit	145
5.5.	Modelització de l'evolució de les temperatures a la paret del dipòsit segons el temps	148
5.6.	Resultats obtinguts amb el model que prediu les temperatures a la paret del dipòsit segons el temps	156
6.	CONCLUSIONS	161
	NOMENCLATURA	163
ANNEX I.	INFORMACIÓ SOBRE LES PROVES DUTES A TERME DURANT LA FASE EXPERIMENTAL	171
ANNEX II.	DETERMINACIÓ DE LA TEMPERATURA DE LA FLAMA EN FUNCIO DEL TEMPS I L'ALTURA	177
II.1.	Bassals d'hexà de 4 m ²	178
II.2.	Bassals de querosè de 12 m ²	182
II.3.	Correcció de la temperatura de la flama	185
ANNEX III.	RESOLUCIÓ NUMÈRICA DEL MODEL DE RADIACIÓ	191
III.1.	Determinació de la intersecció entre el contorn de la flama i el pla tangent a un punt de la superfície del dipòsit	191
III.2.	Resolució del sistema d'equacions que permet determinar la temperatura a cada un dels nodes del dipòsit	194
III.3.	Resolució numèrica de la integral tridimensional que permet determinar la radiació incident a cada un dels nodes	196
	BIBLIOGRAFIA	203

AGRAÏMENTS

En primer lloc, voldria agrair la col·laboració de l'empresa TRI, SRL (TECSA Ricerca & Innovazione) i, especialment, a Tony Lancia i Leo Bordignon que van fer possible l'obtenció de les dades experimentals emprades en aquest estudi, sense les quals aquest treball no s'hauria pogut dur a terme. No vull oblidar, però, el professor Norberto Piccinnini, que va posar-nos en contacte i va establir les bases de la nostra col·laboració amb TRI, SRL.

Vull recordar aquí Stefano, Giacomo, Paola, James, Andrea, Loredana, Alessandro, Sara i Ana, que van treballar també en l'obtenció de les dades experimentals, però que sobretot foren uns grans companys durant la meva estada a Itàlia i els quals no oblidaré mai.

Vull donar les gràcies també a REPSOL Exploración per deixar que visités la plataforma pretolífera Casablanca, de Tarragona i, en general, per la seva bona disposició a col·laborar amb nosaltres.

M'agradaria agrair també a Jordi Sans i tots els companys de Protecció Civil de la Generalitat de Catalunya el fet d'haver-me introduït en el món de la seguretat industrial, amb ells vaig treballar gairebé dos anys i gràcies a això avui estic aquí.

Per al meu director de tesi, Joaquim Casal, voldria tenir un agraïment molt especial, ja que en els quatre anys que hem treballat junts m'ha animat constantment a fer coses i anar endavant; d'ell he après molt, com a professional i com a persona.

Vull agrair també a Josep Arnaldos els seus consells, el seu optimisme constant i la seva bona disposició en tot moment que em van ajudar molt en les hores baixes.

Per a acabar i no menys importants, els companys del CERTEC: Helena Montiel, que ha viscut hora a hora aquest treball i que ha hagut de suportar-me en els pitjors moments; Paco Madrid i Sergi Rodríguez, amb tots ells hem passat bons i mals moments, però crec que el balanç ha estat molt positiu. Espero que

això els animi a enllestir les seves tesis. No oblidó tampoc Jesús Navarro, que ha estat com un company més del CERTEC, ni Eduard Sanmartí que també ha estat company de carrera i que m'ha animat sovint.

Per a tots ells i molts d'altres que no puc esmentar aquí per no allargar-me, guardaré sempre un agraïment molt especial.

1. INTRODUCCIÓ

Algunes instal·lacions industrials es dissenyen i construeixen amb una distribució extremadament compacta; les plataformes d'extracció de petroli i determinades plantes de procés presenten una densitat d'equipament molt alta que, en cas de certs accidents, pot portar a situacions perilloses i pot complicar notablement la gestió dels procediments d'emergència. En aquestes instal·lacions sol haver-hi, a més, grans inventaris de materials perillosos, per la qual cosa es requereixen sistemes de protecció d'alta fiabilitat i eficàcia.

Si es processen o emmagatzemen materials inflamables, cal instal·lar un bon sistema antiincendi. Aquest sistema hauria de ser capaç de cobrir dos objectius simultàniament: extingir o, almenys, controlar el foc i, a més a més, refrigerar les estructures i els equips de procés. Aquest segon objectiu és molt important, en alguns casos fins i tot més que el primer, ja que l'efecte del foc sobre determinats equips pot provocar la pèrdua de contenció de més material inflamable i, per tant, l'augment d'escala de l'accident.

Per a cobrir aquests dos objectius hi ha diverses possibilitats. En les instal·lacions convencionals, el refredament i l'extinció es duen a terme mitjançant sistemes independents, utilitzant-se de manera separada les característiques específiques de l'aigua i de l'escuma. L'aigua té unes propietats molt interessants i, a més, pot obtenir-se en grans quantitats a un cost relativament baix; en canvi, té alguns inconvenients –essent el principal d'ells la seva alta densitat– quan s'utilitza per a l'extinció d'incendis d'hidrocarburs. Si es vol cobrir la superfície incendiada d'un hidrocarbur cal, doncs, recórrer a l'escuma; ara bé, aquesta és molt més cara que l'aigua i, per altra banda, sol estar disponible en quantitats molt més petites.

Un enfocament diferent i molt interessant consisteix a utilitzar un sol sistema de ruixat que descarregui solució d'escuma durant un temps determinat i, a continuació, continuï descarregant aigua. Aquest sistema hauria de descarregar un tipus d'escuma prou fluid per a comportar-se com l'aigua des del punt de vista de refrigeració de l'equip, però suficientment estable per a poder tenir una acció

de cobriment del bassal incendiàt. Així, s'aconseguiria cobrir els dos objectius abans esmentats de manera simultània: mantenir refrigerat l'equip sotmès a l'acció directa del foc i alhora extingir o controlar l'incendi.

La refrigeració de l'equip sotmès de manera directa a l'acció de la flama requereix el coneixement de la intensitat d'aquesta acció, és a dir, exigeix la modelització de l'evolució del foc des del seu inici i de l'aportació calorífica a l'equip en qüestió. Això presenta una doble dificultat, ja que, tot i que s'han publicat un gran nombre d'estudis sobre els incendis d'hidrocarburs, els aspectes esmentats han estat tractats per ben pocs autors, com es posa de manifest en el capítol següent. Pocs investigadors han dirigit la seva atenció a les primeres etapes de desenvolupament del foc (règim transitori) i pocs articles han estat publicats sobre el comportament de l'equipament sotmès al contacte directe de la flama.

L'objectiu d'aquest treball és l'estudi d'aquest tipus de sistemes: la modelització de la fase inicial de desenvolupament de l'equip sotmès a l'acció directa del foc, i l'estudi de l'eficàcia del procediment d'extinció esmentat.

En aquest capítol, es fa una presentació general dels tipus principals d'incendis que es poden produir, així com dels conceptes i termes bàsics relacionats amb aquesta temàtica. Es fa també una introducció als models que s'utilitzen actualment en aquest camp i, finalment, es comenten els sistemes contraincendis que existeixen per a instal·lacions de procés.

1.1. RISC I ACCIDENTS MAJORS

La ràpida evolució tecnològica que ha experimentat la indústria en general i la indústria química en particular, el seu gran creixement i, per tant, l'increment dels inventaris de productes químics a les instal·lacions i als diversos mitjans de transport han provocat un augment de la probabilitat dels grans accidents amb notable impacte sobre persones, medi ambient i equipament.

Aquests riscos s'han fet ben palesos en els darrers anys. Els accidents de São Paulo, Ciutat de Mèxic i Bhopal, de greus conseqüències, van posar de manifest la necessitat de considerar la seguretat industrial com un tema de capital importància en aquelles activitats que podien representar un perill potencial per a la vida i el medi.

El concepte de *risc* s'associa a la probabilitat que un perill esdevingui un accident amb unes conseqüències determinades, és a dir:

$$\text{Risc} = \text{freqüència} \times \text{magnitud de les conseqüències}$$

Evidentment, quantificar el risc no resulta tan senzill com pot semblar dona-

da la seva definició, ja que calcular els paràmetres que hi intervenen no resulta pas fàcil.

Encara que hi ha diverses classificacions dels riscos, des del punt de vista de les activitats industrials es poden classificar en tres categories:

- Riscos convencionals: relacionats amb l'activitat i l'equip existents en qualsevol sector (electrocució, caigudes).
- Riscos específics: associats a la utilització de productes que, per la seva naturalesa, poden ocasionar danys (productes tòxics, radioactius).
- Riscos majors: relacionats amb accidents i situacions excepcionals. Les seves conseqüències poden presentar una especial gravetat, ja que la ràpida expulsió de productes perillosos o d'energia és capaç d'afectar àrees considerables (fuita de gasos, explosions).

D'aquests tres tipus de risc, els dos primers corresponen al tractament clàssic de la seguretat i higiene en el treball, i per la seva manera d'actuar són, en general, relativament fàcils de preveure. En canvi, les especials característiques dels riscos majors els converteixen probablement en la contingència més temible.

Un accident és un esdeveniment fortuït i incontrolat, capaç de produir danys. En general, aquest esdeveniment coincideix en la indústria química amb situacions d'emissió, fuita, abocament, incendi i explosió, on hi ha implicades substàncies perilloses. Si la situació generada es pot classificar de risc greu, catàstrofe o calamitat pública –immediata o diferida– per a les persones, el medi ambient i els béns, s'anomena *accident major*.

La legislació vigent (BOE núm. 32, del 6 de febrer de 1991) estableix tres tipus de categories per als accidents:

- *Categoria 1.* Aquells accidents en què es preveu que hi haurà, com a única conseqüència, danys materials en la instal·lació industrial accidentada. Els danys associats a l'emissió, la fuita, l'abocament i l'explosió queden limitats, per tant, als límits de la propietat de la instal·lació industrial; no es produeixen víctimes ni ferits.
- *Categoria 2.* Aquells accidents en què es preveu que hi haurà, com a conseqüència, possibles víctimes i danys materials a la instal·lació industrial. Les repercussions a l'exterior es limiten a danys lleus o efectes adversos sobre el medi ambient, en zones limitades.
- *Categoria 3.* Aquells accidents en què es preveu que hi haurà, com a conseqüència, possibles víctimes, danys materials o alteracions greus del medi ambient en zones extenses, a l'exterior de la instal·lació industrial.

Els accidents de les categories 2 i 3 són considerats accidents majors. En ge-

neral, els accidents majors estan relacionats amb els tipus de fenòmens perillosos següents:

- De tipus tèrmic: radiació tèrmica.
- De tipus mecànic: ones de pressió i projecció de fragments.
- De tipus químic: emissió a l'atmosfera o abocament incontrolat de substàncies contaminants tòxiques o molt tòxiques.

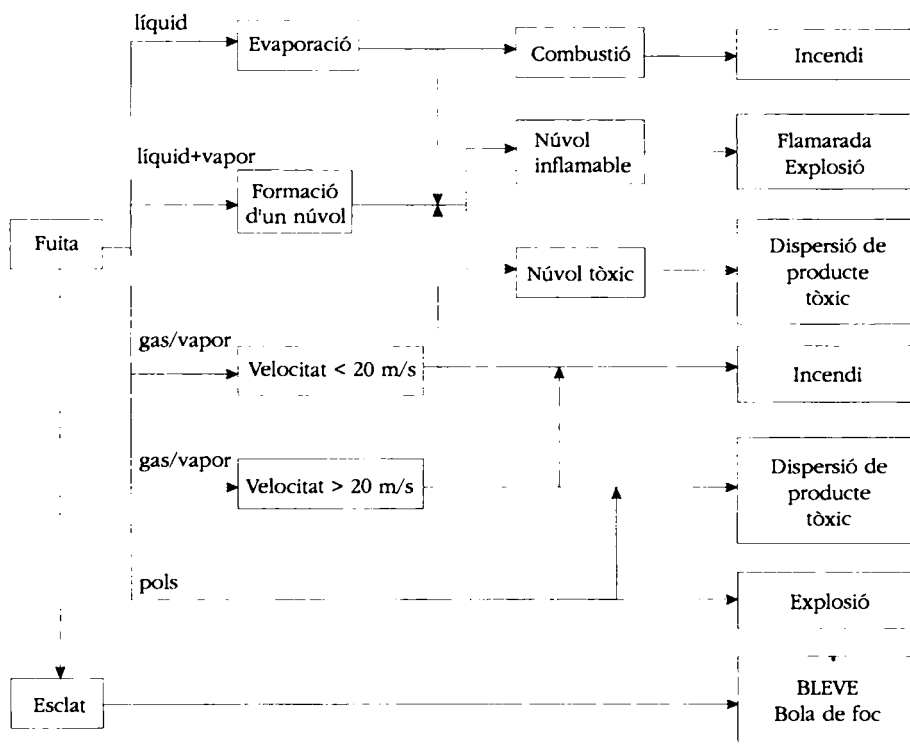


FIGURA 1.1. Esquema simplificat dels diferents accidents que es poden produir en el cas d'una fuga accidental d'un producte tòxic o inflamable.

Els accidents de gran magnitud que es poden esdevenir en una indústria química són gairebé sempre associats a la fuga d'un producte tòxic o inflamable, generalment un fluid. A la figura 1.1 es mostra un diagrama simplificat de les diferents possibilitats que hi ha (Casal *et al.*, 1996).

La fuga d'un fluid a l'atmosfera pot produir-se de diverses maneres: per

trencament d'una conducció, per explosió d'un recipient, per sobreeiximent d'un dipòsit, etc. Segons la forma de sortida i les característiques del fluid, pot produir-se un incendi, un núvol tòxic o inflamable, etc. Si la fuga és de líquid es formarà una bassa –sempre depenent de la disposició del terreny– i hi haurà evaporació; si el producte és combustible, pot tenir lloc directament un incendi del líquid vessat, o bé pot formar-se un núvol que s'inflamarà en trobar un punt d'ignició, amb l'explosió consegüent. Aquesta originarà una ona de sobrepressió, que pot destruir les instal·lacions del voltant i provocar noves fugites. Si el producte és tòxic, el núvol que s'ha format pot simplement difondre's en l'atmosfera –si és menys pesant que l'aire– o bé desplaçar-se arran de terra, segons les condicions atmosfèriques, amb el perill consegüent per a la població.

Si la fuga és una barreja de líquid i vapor, és pràcticament segur que es formarà un núvol –excepte si el vent ho impedeix– amb les mateixes conseqüències finals que en el cas anterior.

En la fuga d'un gas o d'un vapor, la situació dependrà de la velocitat de sortida. Si aquesta és inferior a $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, pot formar-se també un núvol, o bé, si és un gas combustible, pot cremar com una torxa. Si la velocitat és superior a aproximadament $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, la turbulència originada impedeix la formació del núvol i el producte queda escampat a l'atmosfera, o bé, si és combustible, pot inflamar-se i formar una torxa capaç de destruir altres instal·lacions properes.

Finalment, és possible també que l'accident sigui causat per una substància pulverulenta. Els productes sòlids dividits finament, si són oxidables i es troben en suspensió a l'aire, poden donar lloc a explosions de gran poder destructor. Això sol passar no pas a l'exterior, sinó a l'interior de determinats equips. En aquest cas, doncs, pot succeir l'accident sense que hi hagi hagut pròpiament una fuga.

1.2. INCENDIS

Dels diversos accidents que poden ocórrer en una indústria, l'incendi és el que, en termes generals, té un radi d'acció més reduït. Nogensmenys, els seus efectes poden ser terribles, ja que la radiació tèrmica pot afectar altres parts de la planta i generar altres accidents (explosions o fugites). D'altra banda, el fum després pot complicar notablement l'actuació dels equips d'intervenció i sotmetre'ls a un perill addicional (manca de visibilitat o intoxicació). En el cas particular de les plataformes petrolíferes, l'incendi és l'accident més temut i alhora més greu que pot ocórrer; cal tenir en compte que la geometria d'aquestes instal·lacions és molt complexa i compacta (Wighus, 1994), en un espai de dimensions similars a un camp de futbol hi ha conjuntament l'àrea d'extracció de cru, l'àrea de processament dels hidrocarburs, l'àrea on resideixen tots els treballadors i, a més, un heliport.

Un altre element important és que sovint incendis i explosions es produeixen alhora. Això vol dir que les instal·lacions de protecció hauran d'estar especialment dissenyades per a suportar aquests dos accidents. En general, la combinació més freqüent és l'explosió seguida de l'incendi, com va ocórrer en l'accident de Ciutat de Mèxic l'any 1984 (explosió i incendi d'un parc d'emmagatzematge de GLP, 450 morts) i a la plataforma Pipper Alpha (1988), encara que també es pot produir el cas invers.

És evident l'interès que té la predicció dels efectes d'un incendi, tant pel que fa a l'establiment de distàncies de seguretat com per a la determinació dels cabals de refrigeració necessaris per a protegir els equips sotmesos a radiació. En definitiva, la modelització matemàtica d'un incendi permet la predicció dels possibles danys a persones i instal·lacions, i l'establiment de les mesures que cal prendre per a reduir aquests danys.

1.2.1. INCENDI D'UN LÍQUID

Quan es produeix una fuga d'un líquid inflamable es poden generar diferents tipus d'incendi, depenent del tipus de fuga i d'on té lloc:

- bassals de foc a l'aire lliure
- bassals de foc sobre el mar
- incendis en moviment
- boles de foc

Bassals de foc a l'aire lliure

Els bassals de foc a l'aire lliure s'originen quan es produeix una fuga o vessament d'un líquid combustible sobre el sòl i a l'exterior. En cas que hi hagi ignició del líquid vessat, aleshores el foc que en resulta dependrà molt de si la fuga és contínua o instantània. Si la fuga és instantània, el líquid s'anirà escampant fins que trobi una barrera o fins que s'hagi consumit tot el combustible en l'incendi. En el cas d'una fuga contínua, el basal anirà creixent fins que la velocitat de combustió iguali el cabal de vessament. D'aquesta manera, s'arriba a un diàmetre d'equilibri, que es manté mentre no s'aturi la fuga. D'altra banda, si el líquid queda retintut dins algun recipient o àrea protegida, com pot ser una cubeta, aleshores el foc no dependrà tant de si la fuga és instantània o contínua.

En el cas que no es produeixi la ignició, l'extensió del basal damunt la superfície on s'hagi vessat té lloc en tres fases: inicialment, la velocitat de creixement dependrà del balanç entre les forces gravitatòries i la inèrcia que tingui el lí-

quid; posteriorment, comencen a dominar les forces viscoses i, en l'última fase, és la tensió superficial la que limita la progressió de l'extensió.

En aquest tipus d'incendi, el líquid rep calor de la flama per radiació i convecció, i alhora també perd o guanya calor per conducció des del sòl. Es pot dir que hi ha un mecanisme de retroalimentació mitjançant el qual es desenvolupa l'incendi, ja que la calor provinent de les flames vaporitza combustible, aquest fa que augmentin les flames i, per tant, la transferència de calor cap al líquid, el qual encara s'evaporarà més, i així successivament. Normalment, el cabal d'evaporació assolirà un màxim degut a limitacions que apareixen en la transferència de calor per radiació. Aquest mecanisme de retroalimentació a través del qual la flama governa el seu propi subministrament de combustible es pot considerar característic dels incendis de bassals.

El procediment d'evaporació varia segons els diferents tipus de combustibles:

- *Hidrocarburs líquids a temperatura ambient.* Poden evaporar-se per un dels mecanismes següents: la superfície del líquid bull i forma un vapor de composició semblant al líquid, o bé, es produeix una destil·lació en la qual bàsicament els components lleugers s'evaporaran i els pesants formaran un residu en fase líquida.
- *Combustibles criogènics.* Bulliran vigorosament fent que el bassal estigui ben barrejat i a temperatura uniforme, i grans quantitats de combustible en fase de vapor surtin del bassal.

El vapor que abandona el bassal és escalfat ràpidament per les flames. Alhora les flames arrossegueu l'aire de l'entorn i això crea grans turbulències on es barregen l'aire amb el combustible no cremat i els gasos calents producte de la combustió. En aquest tipus d'incendi la combustió és generalment incompleta, es produeix sutge i s'emet calor en forma de radiació. És precisament el sutge que dóna la coloració groga a aquests incendis; a més, si escapa de la flama abans que sigui cremat completament es refreda emetent radiació, alhora forma una capa negra que absorbeix radiació just en els límits de la flama i que evita que la radiació emesa per les flames arribi a objectes propers a aquesta.

Bassals de foc sobre el mar

Aquest és un escenari molt similar al que s'ha vist en l'apartat anterior, amb la particularitat que el vessament de combustible es produeix sobre la superfície del mar. És un cas relativament freqüent al voltant de vaixells petrolers i plataformes petrolíferes.

Un factor important a tenir en compte en aquest cas és que les pèrdues de calor cap a l'aigua seran molt importants, això fa que la temperatura del basal no sigui tan gran i l'evaporació sigui menor que en el cas anterior, fins al punt que sovint la flama no es pot mantenir més (la calor que es transfereix a l'aigua des del basal és tan gran que la restant no pot evaporar el combustible). D'altra banda, si la ignició del basal no es produeix de manera immediata el basal anirà augmentant el seu diàmetre, però alhora reduirà el seu gruix; pot arribar un moment en què el gruix sigui prou petit com per a fer que la ignició esdevingui impossible, aquest gruix sol estar al voltant d'1,25 mm (Scandpower-Sintef, 1992).

En el cas dels combustibles criogènics, el comportament descrit varia considerablement, ja que la transferència de calor es produeix de l'aigua cap al basal i no en sentit contrari, podent arribar a igualar la calor transferida de la flama cap al basal.

Estudiar i modelitzar el comportament d'aquest tipus d'incendis és molt complex. Cal tenir en compte les condicions especials de l'entorn, i que el vent i els corrents marins confereixen al basal formes molt variades i normalment allargades; a més, les propietats físiques del combustible van variant amb el temps degut a l'evaporació dels components més volàtils, la dissolució en l'aigua i la degradació biològica.

Un altre escenari accidental que es pot incloure dins aquest subapartat i del qual se'n troben molt poques referències són els bassals produïts en fuites submarines. Aquest tipus de fuites es produeixen en canonades submarines de transport de combustible. Normalment, es considera que es forma una ploma cònica de combustible que ascendeix fins a la superfície; el diàmetre que adquireix en arribar a la superfície es fa dependre únicament de la profunditat a la qual es produeix la fuita. Malgrat tot, la interacció que es produeix entre el combustible i la superfície del mar pot arribar a alterar molt el diàmetre final que adquireixi el basal.

Incendis en moviment

Els incendis en moviment tenen lloc quan el líquid inflamable es vessa sobre una superfície inclinada (com pot ser, per exemple, la paret d'un dipòsit o un terreny en pendent). Si es produeix la ignició, l'incendi es desplaçarà cap allà on es desplaça el líquid. Aquests tipus d'incendi són molt perillosos, ja que en pocs moments poden arribar a tenir grans dimensions i cobrir zones molt grans dins una planta.

Es pot dir que són semblants a un basal de foc en el sentit que la flama es retroalimenta ella mateixa igual com s'ha vist en el cas dels bassals, però es desconeixen les seves característiques pel que fa a la geometria de la flama, velocitat de combustió, etc.

Boles de foc

Tot i que aquí s'engloben les boles de foc dins l'apartat d'incendis, estrictament parlant s'hauria de tractar el fenomen BLEVE/bola de foc com un accident amb entitat pròpia com poden ser els mateixos incendis, les explosions o les fuites tòxiques.

La paraula BLEVE, formada per les inicials de *boiling liquid expanding vapor explosion* (explosió del vapor en expansió d'un líquid bullent), s'empra per a descriure un tipus d'explosió que, malauradament, és relativament freqüent en el món industrial. Aquest tipus d'explosions no tenen sempre un efecte tèrmic, però en la majoria de casos la substància involucrada és combustible i això fa que l'explosió sigui seguida per la formació d'una bola de foc, d'efectes molt greus (Casal *et al.*, 1996).

Aquest fenomen es sol produir quan un recipient que conté un líquid a pressió és escalfat –per exemple, per la radiació procedent d'un incendi– de manera que la pressió en el seu interior anirà augmentant. Arribarà un moment en el qual les parets no podran resistir la tensió elevada a què estan sotmeses i cediran. La despressurització sobtada del líquid –que es trobava sobreescalfat, és a dir, a una temperatura a la qual no pot existir en estat líquid a la pressió atmosfèrica– provocarà la vaporització brutal, per un fenomen d'ebullició nucleada en tota la seva massa, d'una part d'aquest, que serà abocat a l'exterior en forma de barreja bifàsica líquid/vapor. L'increment extraordinari de volum que experimenta el líquid en vaporitzar-se provocarà una ona de pressió (explosió, esclat del dipòsit).

Si la substància continguda en el recipient no és combustible, l'ona de sobrepressió i la projecció de fragments seran els únics efectes de l'explosió. Aquest serà el cas de l'explosió d'una caldera de vapor que conté, evidentment, aigua. En canvi, si la substància continguda en el recipient és combustible (per exemple, gas de petroli líquid com l'etilè o el propà), la massa de líquid i vapor vessada en el moment de l'explosió s'incendiarà, i donarà lloc a una foguera de forma aproximadament hemisfèrica que s'estendrà inicialment arran de terra. Aquesta massa de combustible només pot cremar en la seva superfície perquè el seu interior, molt ric en combustible i pràcticament sense aire, es troba fora dels límits d'inflamabilitat.

Posteriorment, la turbulència de l'incendi fa que vagi entrant aire dins la massa de combustible. Simultàniament, la radiació procedent de la combustió va evaporant les gotes de líquid i escalfant el conjunt. Com a resultat de tot aquest procés, la massa en ignició va augmentant de grandària de manera turbulenta, adquireix una forma més o menys esfèrica, i va ascendint deixant una cua semblant en la forma a la del típic «bolet» d'una explosió nuclear.

1.2.2. INCENDI D'UN GAS

Quan es produeix la fuga d'un gas o un vapor inflamable es poden generar, essencialment, dos tipus d'incendi:

- incendi d'un doll de gas (*jet fire*)
- incendi d'un núvol de gas (*flash fire*)

Incendi d'un doll de gas

Aquest tipus d'incendi té lloc quan es produeix el vessament accidental de vapors o gasos inflamables amb un cert moment inicial. No sempre aquest tipus d'incendi és accidental, en el cas de les torxes de producció s'utilitzen per a evacuar subproductes no volguts i en les torxes de procés per a evacuar els gasos emesos a través de les vàlvules de seguretat. Pràcticament, no hi ha diferències entre els dolls generats de manera accidental i els intencionats; potser cal destacar que en aquest darrer cas els gasos surten a través d'una vàlvula i això fa que puguin assolir, si es vol, velocitats supersòniques. En el cas dels dolls accidentals, el gas surt a través d'un orifici en un dipòsit, una canonada trencada o una brida i la velocitat màxima que pot assolir el gas en aquestes condicions és la sònica.

Un factor important que els distingeix dels incendis de bassals és que aquí no hi ha retroalimentació de la flama i, per tant, el cabal de gas que passa a la flama no depèn d'aquesta, sinó únicament de les característiques del vessament. Una altra diferència és que els dolls no tenen gens d'inèrcia i, per tant, el cabal de fuga inicial no té una importància determinant en el desenvolupament de l'incendi –tal com succeeix en els incendis de bassals–, el canvi en el cabal de vessament i la durada total de la fuga seran igualment importants.

Depenent del tipus de combustible que s'emeti i de la velocitat amb què surti s'obtindran dolls de característiques diferents:

- En el cas de combustibles gasosos amb un moment inicial baix, el doll tindria unes característiques similars a les de les torxes de refineries (subsòniques), amb una velocitat del gas, dins la flama, al voltant de $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Aquest valor no és gaire més gran del que assoleixen els gasos en un bassal de dimensions grans (Shell Research Limited, 1991). No es pot, doncs, generalitzar el concepte de doll de gas com a flames de velocitats elevades. Aquest tipus de doll pot veure's fàcilment afectat per la presència de vent.
- Els dolls originats per la fuga de gasos líquids a pressió contenen, barrejats amb el gas, gotes de combustible encara líquid que es van evaporant

(*flash*). Aquest tipus de doll també té característiques similars a les torxes, amb velocitats dels gasos relativament baixes. Pel fet de tractar-se de combustibles amb un pes molecular més elevat, però, produeixen flames més sutjoses i amb una càrrega radiant superior.

- Finalment, els dolls originats per la fuga de gasos a pressió acostumen a ser sònics (cas del gas natural). En aquest cas, la flama, si és estable, comença a una certa distància de l'orifici de sortida del gas i sol ser blava a l'inici. Pel que fa a la velocitat dels gasos, si bé a la sortida de l'orifici pot ser al voltant de $300 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (corresponent a la velocitat del so del gas, en les condicions en què es troba el gas a la sortida), dins la flama les velocitats màximes que es poden arribar a assolir són a prop de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en la zona més propera a l'orifici. L'arrossegament d'aire cap a la flama és superior que en el cas dels dolls subsònics, per això la combustió és més eficient, la flama més curta, més calenta, amb menys sutge i, per tant, amb un poder radiant inferior.

Incendi d'un núvol de gas

Aquest tipus d'incendi té lloc quan es produeix el vessament d'un gas o un vapor inflamable, de manera que es forma un núvol que es va dispersant fins que troba una font d'ignició. La fuga pot ser instantània o contínua. L'origen d'un d'aquests núvols pot ser també el vessament d'un líquid que en condicions atmosfèriques experimenti un *flash* o que s'evapori molt ràpidament. És el cas del gas natural líquid i del gas líquid del petroli. Aquest fenomen es tracta com si fos una fuga contínua de vapor a l'atmosfera.

És difícil definir el punt de transició entre explosió i incendi d'un núvol de vapor. En un incendi els efectes de la pressió es poden considerar negligibles; per això, cal que no hi hagi obstacles o confinament que pugui accelerar el front de la flama, prop del punt d'ignició. La flama es mou des del punt d'ignició cap a la font a través de les zones del núvol que es troben dins els límits d'inflamabilitat.

En el cas d'una fuga instantània, si la ignició es produeix de manera quasi immediata, el que es genera és una bola de foc (que ja s'ha descrit a l'apartat 1.2.1).

1.2.3. ALTRES TIPUS D'INCENDI

A més dels tipus bàsics d'incendis que s'han descrit en els dos apartats anteriors, hi ha alguns altres tipus d'incendi característics de les plantes de procés, encara que sovint no se'ls atribueix tanta importància. Dins d'aquest grup es poden incloure els tipus d'incendi següents (Lees, 1986):

- incendis en bombes
- incendis en brides
- incendis en dipòsits d'emmagatzematge
- incendis en aïllaments

Incendis en bombes

Aquest tipus d'incendi es sol produir a causa de la ignició de les fuites que s'originen en les juntes de les bombes, sobretot quan es treballa amb hidrocarburs a pressió. La font d'ignició sol ser la mateixa electricitat estàtica i les conseqüències d'aquest tipus d'incendi poden arribar a ser considerables.

Incendis en brides

Són els incendis que es produeixen a causa d'una fuga en una brida. Normalment, el fet que la brida perdi és degut a que la canonada ha estat sotmesa a canvis de temperatura que li provoquen tensions i això fa que la brida cedeixi lleugerament i deixi escapar part del producte que circula per la canonada.

Incendis en dipòsits d'emmagatzematge

Aquest tipus d'incendi és, malauradament, força corrent en plantes de procés i involucra, generalment, grans quantitats de producte. En general, els dipòsits de dimensions més grans solen ser els atmosfèrics de sostre fix o flotant. Els materials que s'hi emmagatzemen acostumen a ser inflamables. La causa més freqüent d'aquest tipus d'incendi és el sobrecompliment del dipòsit, això pot fer esclatar la zona del vapor i fer que salti la tapa del dipòsit, aleshores l'incendi queda retingut dins el dipòsit sense que hi hagi dispersió del producte. D'altres vegades, el producte sobreixirà i provocarà un bassal el qual pot incendiar-se o evaporar-se i formar un núvol que en trobar una font d'ignició esclati. Les possibilitats són múltiples, però els resultats acostumen a ser en qualsevol cas molt greus.

Incendis en aïllaments

En les plantes de procés, una gran quantitat d'equipament es troba protegit per un material aïllant. Aquest aïllament pot, per diversos motius, quedar impregnat amb olis i altres productes combustibles. Si l'aïllant estava calent, es pot

produir un efecte d'autoescalfament i arribar a produir la ignició del combustible, i provocar així el que s'anomena *incendi en aïllaments*. Generalment, els combustibles que provoquen aquest tipus d'incendi són poc volàtils o gens i intrínsecament reactius; els aïllaments acostumen a tenir una conductivitat tèrmica molt petita i són porosos, fets que també afavoreixen l'autoescalfament.

1.2.4. CONCEPTES BÀSICS

A continuació, es defineixen els conceptes bàsics, tant de termodinàmica com de transferència de calor, que s'utilitzen al llarg d'aquest treball.

Temperatura d'inflamació

La *temperatura d'inflamació*, T_f , d'una substància és la temperatura mínima a la qual es produeix prou vapor com per a formar, prop de la superfície del líquid, una mescla amb aire que es trobi dins els límits d'inflamabilitat. A la temperatura d'inflamació la mescla cremarà, però només breument, ja que no es genera prou vapor per a mantenir la flama.

Temperatura d'autoignició

La *temperatura d'autoignició*, T_{au} , és aquella a la qual una substància inflamable pot cremar en aire sense necessitat d'una font d'ignició externa. La ignició es produeix espontàniament.

Velocitat de combustió

La *velocitat de combustió* es pot definir com la massa de combustible que es subministra a la flama per segon i per metre quadrat d'àrea del basal, m^2 . Encara que aquesta és la manera més corrent d'expressar-la, hi ha també altres maneres de fer-ho: com una emissió de calor (kW) o com una disminució en el nivell de líquid ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

Rendiment d'una combustió

S'anomena *rendiment d'una combustió*, η , el quocient entre la calor real alliberada durant la combustió i la calor que s'alliberaria en el cas que la combus-

tió fos completa. Aquest paràmetre és sempre inferior a 1, ja que la combustió no és mai completa.

Límits d'inflamabilitat

Les barreges d'un combustíble amb un oxidant només poden reaccionar si es troben dins un interval ben determinat de composició. Els límits d'aquest interval es coneixen amb el nom de *límit inferior d'inflamabilitat (LII)* i *límit superior d'inflamabilitat (LSI)*, i s'expressen com a concentració de combustíble en una determinada mescla oxidant/diluent i a una determinada pressió i temperatura. Fora d'aquests límits, la barreja és massa rica o massa pobre perquè es pugui produir la combustió sense una aportació externa d'energia.

Energia d'ignició

L'*energia d'ignició* és l'energia que es necessita per a encendre una barreja inflamable. Aquesta energia depèn del producte inflamable, la concentració, la pressió i la temperatura.

Temperatura adiabàtica de la flama

Si es considera un sistema on hi ha una mescla de vapor inflamable i aire, i se suposa que és adiabàtic (per tant no hi ha transferència de calor des de o cap al sistema), aleshores es pot calcular el que s'anomena *temperatura adiabàtica de la flama* mitjançant l'expressió següent:

$$\Delta H_c = c_p (T_{fad} - T_a) \quad [1.1]$$

Evidentment, aquesta temperatura serà molt més elevada que la que es pugui observar en un incendi real, ja que aquest mai és adiabàtic: hi ha pèrdues de calor per radiació i, a més, a temperatures molt elevades els productes de reacció es dissocien i absorbeixen una part de l'energia.

Temperatura de la flama

Normalment, per conveni, es sol considerar T_f com la temperatura d'una flama ideal, isotròpica, isoterma i òpticament gruixuda per a qualsevol longitud

d'ona. Alguns autors (Heskestad, 1984) atribueixen a aquesta temperatura valors al voltant de 1.250 K. Malgrat això, la realitat és que les flames presenten temperatures molt variables tant en l'espai com en el temps. La temperatura de les partícules de cendra pot diferir molt del gas que les envolta i a més l'aire que es va incorporant a la combustió fa que hi hagi un cert gradient de temperatura en altura.

Calor de combustió

La *calor de combustió d'un compost* (ΔH_c) es defineix com la quantitat de calor emesa quan una unitat d'aquest compost s'oxida completament per a donar un producte final estable. Com que les reaccions d'oxidació són exotèrmiques, ΔH_c per conveni és negativa. Per als càlculs d'incendis cal utilitzar la calor neta de combustió, que correspon a la calor de combustió quan l'aigua s'emet en forma de vapor.

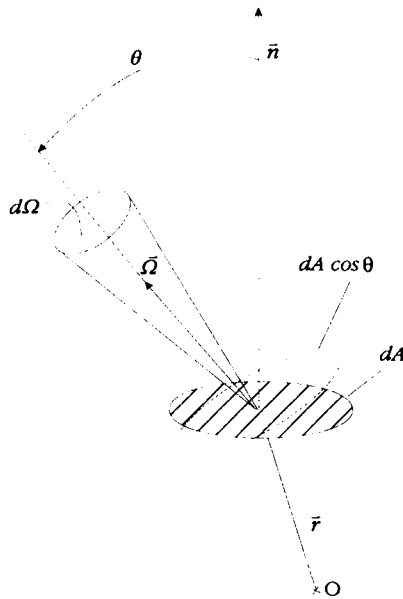
Radiació tèrmica

Totes les substàncies emeten contínuament radiació electromagnètica a causa de l'agitació molecular i atòmica associada a l'energia interna del material. Si la substància està en equilibri, aquesta energia interna és proporcional a la temperatura de la substància (Siegel i Howell, 1992). L'energia radiant emesa pot anar des de les ones de ràdio amb longituds d'ona de centenars de metres fins als raigs còsmics, amb longituds d'ona inferiors a 10^{-4} m. Quan es parla de *radiació tèrmica* es fa referència a la radiació que es pot detectar en forma de calor o llum, amb longituds d'ona entre 1.000 i $0,4 \mu\text{m}$, aproximadament.

Intensitat de radiació

Es defineix la *intensitat de radiació monocromàtica o espectral* com la potència que passa pel punt $\vec{r}$ a través de la unitat d'àrea projectada per unitat d'angle sòlid al voltant de la direcció $\vec{\Omega}$ i per unitat de longitud d'ona respecte la longitud d'ona λ (Bonals i Ruiz, 1994).

$$I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \left[\frac{de_\lambda}{dA \cos \theta d\Omega d\lambda dt} \right]_{\lim_{dA, d\Omega, d\lambda \rightarrow 0}} \quad [1.2]$$

FIGURA 1.2. Emissió de radiació d'una superfície dA .

I_λ	intensitat de la radiació espectral
de_λ	energia radiant a l'interval de longitud d'ona $\lambda + d\lambda$ que es propaga a través de l'angle sòlid $d\Omega$ de direcció $\bar{\Omega}$
$dA \cos \theta$	àrea projectada de dA en la direcció $\bar{\Omega}$
$\bar{n}$	vector unitari normal a la superfície

Considerant només l'estat transitori, aleshores $I_\lambda = I_\lambda(\bar{r}, \bar{\Omega})$; de la definició d'intensitat en resulta:

$$\frac{de_\lambda}{dA dt} = I_\lambda(\bar{r}, \bar{\Omega}) \cos \theta \, d\Omega \, d\lambda \quad [1.3]$$

Integrant aquesta igualtat s'obté la potència radiant per unitat d'àrea cap al punt o des d'aquest. Si el rang de longituds d'ona és de 0 a ∞ , s'obté la potència

total. Quan l'angle sòlid considerat és tot el semiespai, la potència rep el nom d'hemisfèrica.

Poder emissiu total i hemisfèric

S'anomena *poder emissiu total i hemisfèric*, E , tota la radiació tèrmica emesa per un element de superfície cap a un semiespai per unitat de temps i per unitat de superfície. El poder emissiu espectral E_λ és el poder emissiu considerant la radiació entre les freqüències λ i $\lambda + d\lambda$. D'acord amb les definicions anteriors:

$$E(\vec{r}) = \int_{\lambda=0}^{\infty} \left[\int_{\Omega=0}^{2\pi} I_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega})_{emesa} \cos \theta \, d\Omega \right] d\lambda \quad [1.4]$$

Si la intensitat emesa és independent de la direcció, aleshores es diu que la superfície emet de manera difusa (normalment és així) i es compleix que:

$$\begin{aligned} E_\lambda(\vec{r}) &= \pi I_\lambda(\vec{r}) \\ E(\vec{r}) &= \pi I(\vec{r}) \end{aligned} \quad [1.5]$$

Cos negre

Es defineix un *cos negre* com un cos ideal que permet que tota la radiació que incideix a la seva superfície penetri en ell (no hi ha reflexió) i que internament absorbeix tota l'energia que hi ha penetrat (no hi ha transmissió), i això es verifica per a totes les longituds d'ona i tots els angles d'incidència de la radiació. La radiació emesa per un cos negre a una certa temperatura és la radiació màxima possible que qualsevol cos a la mateixa temperatura pot emetre; per això es diu que es tracta d'un emissor i un absorbidor perfecte.

El concepte de *cos negre* és molt important en l'estudi de la transferència de calor per radiació, ja que serveix de patró amb el qual es comparen els cossos reals.

La intensitat de la radiació espectral per a un cos negre es dona per la llei de distribució de Planck:

$$I_{\lambda\lambda} = I_{\lambda\lambda}(T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc_0}{\lambda kT}\right) - 1 \right]} \quad [1.6]$$

- b constant de Planck ($= 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$)
 k constant de Boltzmann ($= 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}$)
 c_0 velocitat de la llum al buit ($= 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
 T temperatura (K)
 λ longitud d'ona (μm)

Com que $I_{b\lambda}(T)$ no depèn de la direcció (emissor difús), el poder emissiu espectral d'un cos negre és:

$$E_{b\lambda}(T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad [1.7]$$

$$\begin{aligned}
 c_1 &= 2\pi b c_0^2 = 3,743 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \mu\text{m}^4 \cdot \text{m}^{-2} \\
 c_2 &= h c_0 / k = 1,4387 \cdot 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}
 \end{aligned}$$

El poder emissiu total d'un cos negre s'obté integrant el poder emissiu espectral en tota la gamma de longituds d'ona i es dóna per la llei d'Stefan-Boltzmann:

$$E_b(T) = \sigma T^4 \quad [1.8]$$

$$\sigma \text{ constant d'Stefan-Boltzmann } (= 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4})$$

La funció de distribució de Planck presenta un màxim per a cada temperatura. Aquest màxim es dóna per la llei de desplaçament de Wien:

$$\lambda_{\max} = \frac{2.897,6}{T} \quad [1.9]$$

Absorbància-absortivitat

L'*absorbància*, α , es defineix com la fracció d'energia incident en un cos real que és absorbida per aquest. Experimentalment, resulta més fàcil mesurar l'emissància que l'absorbància, per això sovint s'utilitzen relacions entre les dues, de manera que coneixent-ne una l'altra es pot deduir sense necessitat de realitzar cap mesura.

Quan es faci referència a una superfície perfecta s'utilitzarà el terme *absortivitat*.

Reflectància-reflectivitat

La *reflectància*, ρ , es defineix com la fracció d'energia incident en un cos real que és reflectida per aquest. Les característiques reflectives d'una superfície són més difícils d'especificar que l'absorbància o l'emitància. Això, és degut a que l'energia reflectida depèn de la naturalesa i de la puresa de la superfície, de la seva temperatura, de la freqüència de la radiació incident, del seu estat, etc.

Quan es fa referència a una superfície perfecta es parla de *reflectivitat* en lloc de reflectància.

Transmitància-transmissivitat

La *transmitància*, τ , es defineix com la fracció d'energia incident en un cos real que és transmesa per aquest. En general, el flux de potència radiant G que incideix sobre la superfície d'un medi material es distribueix en tres parts, l'absorbida αG , la reflectida ρG i la transmesa τG ; ha de complir-se, per tant, que $\alpha + \rho + \tau = 1$. Per a un sistema opac, $\tau = 0$ i $\alpha + \rho = 1$.

El terme *transmissivitat* es fa servir únicament per a les superfícies perfectes.

Emitància-emissivitat

L'*emitància*, ε , és un paràmetre que indica com emet la radiació un cos real si es compara amb un cos negre, és a dir, que correspon al quocient entre el poder emissiu del cos real a la temperatura absoluta T i el poder emissiu del cos negre a la mateixa temperatura. Així, l'emitància total hemisfèrica seria:

$$\varepsilon(T) = \frac{E(T)}{E_b(T)} < 1 \quad [1.10]$$

L'emitància depèn de la temperatura del cos, de la longitud d'ona de l'energia emesa i de l'angle d'emissió. Normalment es mesura experimentalment per la direcció normal a la superfície i en funció de la longitud d'ona. De tota manera, quan es calcula l'energia total emesa per un cos, cal conèixer l'emissivitat total que inclogui totes les direccions i longituds d'ona.

Segons les lleis de Kirchoff per a un sistema situat en una cavitat isotèrmica l'absorbància i l'emitància totals i espectrals són iguals. Experimentalment, s'ha comprovat que això es verifica encara que el cos no es trobi en una cavitat isoterma.

$$\varepsilon(T) = \alpha(T) \quad [1.11]$$

Cos gris

Es defineix un *cos gris* com aquell en el qual l'emitància i l'absorbància espectrals no depenen de la longitud d'ona. Igual que en els cossos negres es considera també que l'emissivitat i l'absortivitat direccionals no depenen de la direcció (és a dir, es tracta de superfícies difuses), encara que aquests dos paràmetres poden dependre de la temperatura. Així, per a cada temperatura de la superfície, la radiació emesa és una fracció determinada de la que emetria el cos si fos negre, per a totes les longituds d'ona.

Factor de visió

Es defineix el *factor de visió difusa*, F_{i-p} , com la fracció de la potència radiant que abandona difusament la superfície i i que incideix directament (sense reflexió) en la superfície j . Així, el factor de visió entre dues superfícies diferencials difuses seria (vegeu la figura 1.3):

$$dF_{dA_1-dA_2} = \frac{dq_{dA_1-dA_2}}{q_{dA_1-\text{Semiespai}}} = \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2 dA_2}{\pi r^2} \quad [1.12]$$

$q_{dA_1-dA_2}$ potència radiant que abandona dA_1 i incideix directament en dA_2

$q_{dA_1-\text{Semiespai}}$ potència radiant que abandona dA_1 cap a tot el semiespai

Radiació en medis participants

Fins ara els conceptes que s'han tractat referents a la radiació consideraven que el medi a través del qual es transmetia la radiació no interactuava amb aquest fenomen, és a dir, el medi era no-participant. En la majoria de casos reals, però, el medi a través del qual passa la radiació pot també absorbir, emetre o dispersar la radiació. En aquest cas, resoldre el problema de transferència d'energia radiant requereix conèixer la temperatura, la intensitat de radiació i les propietats físiques arreu del medi. Alguns dels conceptes que es donen a continuació ajuden a tractar el cas dels medis participants (Siegel i Howell, 1992).

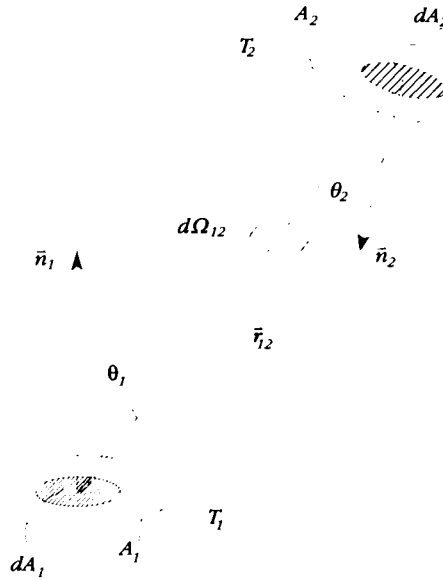


FIGURA 1.3. Bescanvi d'energia radiant entre dues superfícies diferencials difuses.

Coefficient d'extinció (K)

Quan la radiació travessa un determinat medi, aquest pot absorbir i dispersar part d'aquesta energia. S'ha trobat que la variació en la intensitat de la radiació és proporcional al valor local de la intensitat. El coeficient de proporcionalitat és el que s'anomena *coeficient d'extinció* i és una propietat física del medi. És funció de la temperatura, la pressió, la composició del medi i la longitud d'ona de la radiació incident.

$$dI_\lambda = -K_\lambda(s)I_\lambda ds \quad [1.13]$$

Integrant aquesta expressió per un camí de llargada finita S , es pot veure que la intensitat de radiació queda atenuada exponencialment mentre passa per un medi participant:

$$I_\lambda(S) = I_\lambda(0) \exp \left[- \int_0^S K_\lambda(s) ds \right] \quad [1.14]$$

El coeficient d'extinció es compon de dues parts, el *coeficient d'absorció* (a_λ) i el *coeficient de dispersió* (σ_λ), tots aquests s'expressen en m^{-1} .

$$K_\lambda(\lambda, T, P) = a_\lambda(\lambda, T, P) + \sigma_\lambda(\lambda, T, P) \quad [1.15]$$

En molts casos, els efectes de la dispersió no es tenen en compte i aleshores $K_\lambda = a_\lambda$.

En un medi on només hi hagi absorció i emissió, $K_\lambda = a_\lambda$ i la intensitat espectral al llarg d'un camí S serà atenuada per l'absorció i augmentada per l'emissió donant:

$$I_\lambda(S) = I_\lambda(0)\exp(-K_\lambda S) + I_{b\lambda}[1 - \exp(-K_\lambda S)] \quad [1.16]$$

D'aquí se'n pot deduir que l'absorbància i l'emissància (emissivitat) totals d'un medi de composició i temperatura uniformes siguin:

$$\alpha(S) = \frac{\int_0^\infty I_\lambda(\lambda, 0)[1 - \exp(-K_\lambda(\lambda)S)]d\lambda}{\int_0^\infty I_\lambda(\lambda, 0)d\lambda} \quad [1.17]$$

$$\varepsilon(S) = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^\infty I_{b\lambda}(\lambda)[1 - \exp(-K_\lambda(\lambda)S)]d\lambda \quad [1.18]$$

Pel que fa a la transmitància, es determina:

$$\tau(S) = 1 - \alpha(S) \quad [1.19]$$

Distància mitjana de penetració de la radiació

La *distància mitjana de penetració de la radiació*, l_m , s'obté multiplicant la fracció absorbida entre S i $S + dS$ per la distància S i integrant per tots els camins des de S fins a ∞ :

$$l_m = \int_{S=0}^\infty SK_\lambda(S)\exp\left[-\int_0^S K_\lambda(S)dS\right]dS \quad [1.20]$$

Quan el coeficient d'extinció no varia en tot el recorregut de S , aleshores:

$$l_m = \frac{1}{K_\lambda} \quad [1.21]$$

El concepte de *distància mitjana de penetració de la radiació* permet avaluar si un determinat medi és molt opac o poc a la radiació que passa a través seu.

Gruix òptic o opacitat

S'anomena *gruix òptic*, $k_\lambda(S)$, el factor exponencial de l'equació [1.20]. El gruix òptic o opacitat és una mesura de la capacitat que té un determinat medi per a atenuar la radiació d'una determinada longitud d'ona.

$$k_\lambda \equiv \int_0^S K_\lambda(S) dS \quad [1.22]$$

Quan el coeficient d'extinció és constant el gruix òptic només dependrà d'aquest i de la llargada del camí recorregut:

$$k_\lambda(S) = K_\lambda S \quad [1.23]$$

o el que és el mateix:

$$k_\lambda(S) = \frac{S}{l_m}$$

Quan $k_\lambda \gg 1$ es diu que el medi és *òpticament gruixut*, és a dir, que la distància mitjana de penetració de la radiació és molt més petita que la dimensió característica del medi. Quan $k_\lambda \ll 1$ es diu que el medi és *òpticament prim*, és a dir, que la distància mitjana de penetració de la radiació és força més gran que la dimensió característica del medi, en aquest cas la radiació passarà a través del medi sense que hi hagi una atenuació significativa d'aquesta.

Poder emissiu de la flama

El *poder emissiu d'una flama* és la calor emesa per radiació cap a l'exterior, per unitat d'àrea de la flama. Aquesta definició és, però, bastant simplista i sovint porta a confusions, ja que la radiació no s'emet des d'una «superfície», sinó que prové dels productes calents de la combustió, del vapor combustible i de les partícules de cendra incandescentes. Generalment, les confusions provenen del

fet que hi ha diverses maneres de definir la superfície associada a un determinat poder emissiu:

1. Poder emissiu puntual: correspon al poder emissiu mesurat mitjançant un radiòmetre telescòpic o d'angle estret. El valor obtingut correspon a una petita porció de la flama.
2. Poder emissiu mitjà: correspon al poder emissiu mesurat mitjançant un radiòmetre d'angle ample, el qual rep radiació de tota la flama. El problema del valor així obtingut rau en conèixer la forma de la flama que s'ha utilitzat per a calcular-lo.
3. Modelització del poder emissiu mitjà: correspon al poder emissiu calculat mitjançant models que utilitzen formes de la flama senzilles i que s'empren per a calcular la transferència de calor per radiació cap a objectes externs a la flama. El valor obtingut d'aquesta manera sol ser inferior als altres dos, ja que els models de superfície de la flama tenen àrees superiors a la flama visible real.

Més endavant (apartat 1.3), es mostren alguns dels models utilitzats per a estimar el poder emissiu de la flama.

Transmissivitat atmosfèrica

La *transmissivitat atmosfèrica* es pot definir com la fracció d'energia emesa per la flama, que no és absorbida o dispersada per l'atmosfera. A l'atmosfera la radiació és absorbida majoritàriament pel diòxid de carboni i el vapor d'aigua. El contingut de l'atmosfera en CO_2 és aproximadament constant, al voltant de 330 ppm en volum; en canvi, el contingut en aigua varia molt en funció de la temperatura i la humitat.

En els càlculs per a la modelització dels efectes d'un incendi intervé la transmissivitat atmosfèrica. Aquest paràmetre es sol calcular en funció de l'absorbància de l'aigua i el diòxid de carboni els quals, a la vegada, es determinen utilitzant els gràfics editats per Hottel i Sarofim (1967) i seguint el procediment següent:

$$\tau = 1 - \alpha_w - \alpha_c \quad [1.24]$$

τ transmissivitat atmosfèrica

α_w absorbància del vapor d'aigua

α_c absorbància del diòxid de carboni

On les absorbàncies del diòxid de carboni i del vapor d'aigua es determinen a partir de les equacions següents:

$$\begin{aligned}\alpha_{u'} &= \varepsilon_{u'} \left(\frac{T_a}{T_s} \right)^{0,45} \\ \alpha_c &= \varepsilon_c \left(\frac{T_a}{T_s} \right)^{0,65}\end{aligned}\quad [1.25]$$

$\varepsilon_{u'}$ emissivitat del vapor d'aigua
 ε_c emissivitat del diòxid de carboni
 T_a temperatura ambient (K)
 T_s temperatura de la font de la radiació (K)

Els gràfics publicats per Hottel i Sarofim donen les emissivitats del diòxid de carboni i el vapor d'aigua en funció de la temperatura de la font i del paràmetre $p_u L$ ($p_c L$, en el cas del diòxid de carboni), que és la pressió parcial del vapor d'aigua (o del diòxid de carboni segons el cas) multiplicada per la llargada del camí que ha de recórrer la radiació. En el cas del diòxid de carboni, la pressió parcial es manté aproximadament constant al voltant de $3 \cdot 10^{-4}$ atm. En el cas del vapor d'aigua, la pressió parcial s'ha de calcular a partir de la humitat relativa i la temperatura ambient:

$$p'_u = \frac{RH}{100} \exp \left(14,4114 - \frac{5328}{T_a} \right) \quad [1.26]$$

$$p_u L = p'_u L \left(\frac{T_s}{T_a} \right) \quad [1.27]$$

RH humitat relativa (%)
 T_a temperatura ambient (K)
 T_s temperatura de la superfície emissora (K)
 L distància que ha de recórrer la radiació (m)

Líquid inflamable

S'entén per *líquid inflamable* aquell que té una temperatura d'inflamació inferior a 37,8 °C i que la seva pressió de vapor (absoluta) no supera els 2,8 bar a 37,8 °C.

Líquid combustible

S'entén per *líquid combustible* aquell que té una temperatura d'inflamació igual o superior a 37,8 °C.

Densitat d'aigua

Unitat d'aplicació d'aigua a una àrea o superfície, expressada en litres per minut i per metre quadrat.

Bec polvoritzador

Dispositiu que produeix aigua polvoritzada, amb unes dimensions de gota, velocitat i densitat determinades.

Equip de detecció automàtica

Equip per a detectar la calor, la flama, el fum, els gasos inflamables o altres condicions que es produeixen degudes a un foc, i accionar automàticament els equips d'alarma i protecció.

1.3. MODELITZACIÓ D'INCENDIS DE BASSALS

A continuació, es fa una breu revisió crítica dels models que s'utilitzen normalment per a predir els efectes d'incendis de bassals, això inclou tant els models per a la determinació de la geometria de la flama com aquells utilitzats en la determinació de la radiació que aquesta emet. No s'inclouen aquí els models específics d'altres tipus d'incendi (com els dolls de foc), ja que no s'han tractat en la modelització i, per tant, no tenen un interès especial dins d'aquest treball.

D'altra banda, tots els models que s'exposen en aquest apartat han estat validats repetidament i, tot i que no sempre són aplicables a qualsevol tipus d'incendi de bassal, estan plenament acceptats en el seu interval d'aplicació i es poden trobar en qualsevol bibliografia bàsica sobre incendis (Scandpower-Sintef, 1992).

Com es veurà, la majoria de models són molt senzills, això fa que siguin àmpliament utilitzats; cal dir, però, que la senzillesa s'aconsegueix també a base de simplificar extremadament el problema fent suposicions que sovint impliquen un

error important. Evidentment, quan els resultats derivats dels models s'empren per a càlculs d'enginyeria aquest error esdevé normalment irrellevant.

1.3.1. DIÀMETRE DEL BASSAL

En molts dels models que es proposen més endavant cal conèixer el diàmetre de l'incendi. En el cas que el líquid combustible hagi quedat retintut en una cubeta, aquest diàmetre serà directament el de la cubeta o, en el cas que la cubeta sigui rectangular, el diàmetre equivalent d'una cubeta circular amb una àrea igual a la de la cubeta rectangular.

En els casos en què no hi hagi mur de contenció caldrà distingir prèviament si la fuga és instantània o és contínua; això es pot fer mitjançant l'expressió següent:

$$\tau_{cr} = \frac{t_s \dot{y}}{V_L^{1/3}} \quad [1.28]$$

τ_{cr} temps crític (—)

t_s durada de la fuga (s)

$\dot{y}$ velocitat de combustió ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)

V_L quantitat total de combustible vessat (m^3)

Si $\tau_{cr} < 2 \cdot 10^{-3}$ es considera que la fuga és instantània; altrament es considera contínua.

Fuita instantània

En el cas que la fuga sigui instantània, el diàmetre en funció del temps, D_c , es pot determinar de la manera següent:

$$D_c = D_m \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{t}{t_m} \left(1 + \left(\frac{2}{\sqrt{3}} - 1 \right) \left(\frac{t}{t_m} \right)^2 \right) \right]^{1/2} \quad [1.29]$$

t temps (s)

D_m diàmetre màxim que pot assolir el bassal (m)

t_m temps necessari per a arribar al diàmetre màxim (s)

on D_m es pot calcular mitjançant:

$$D_m = 2 \left(\frac{V_L^3 g}{\dot{y}^2} \right)^{1/8} \quad [1.30]$$

g acceleració de la gravetat ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)

i t_m :

$$t_m = 0,6743 \left(\frac{V_L}{g \dot{y}^2} \right)^{1/4} \quad [1.31]$$

Com que el diàmetre màxim només es manté durant un temps molt petit, utilitzar-lo pot comportar una sobreestimació considerable dels resultats, per això sovint s'utilitza el diàmetre mitjà en el temps:

$$D_a = 0,683 D_m \quad [1.32]$$

Fuita contínua

Per al cas de *fuita contínua*, les expressions següents permeten calcular el diàmetre d'equilibri, D_{eq} :

$$D_{eq} = 2 \left(\frac{V_L}{\pi \dot{y}} \right)^{1/2} \quad [1.33]$$

$$t_{eq} = 0,564 \frac{D_{eq}}{(g \dot{y} D_{eq})^{1/3}} \quad [1.34]$$

essent t_{eq} el temps necessari per a arribar al diàmetre d'equilibri.

1.3.2. GEOMETRIA DE L'INCENDI D'UN BASSAL

Tot i que hi ha diversos models que permeten determinar la radiació emesa per l'incendi d'un bassal, el que més sovint s'utilitza i més desenvolupat està és el que s'anomena *model de flama sòlida*. Com es veurà en l'apartat següent, en aquest model se suposa que la flama és un sòlid amb una forma ben definida, que es pot aproximar a un cilindre i que, a més, es comporta com un emissor gris.

Així, per a poder descriure l'incendi com un cilindre caldrà determinar-ne el

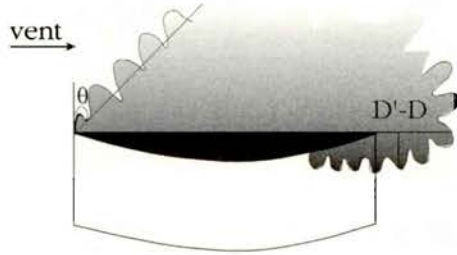


FIGURA 1.4. Esquema que mostra la inclinació i el desplaçament que experimenta la flama en presència de vent.

diàmetre, l'altura i , en el cas que hi hagi presència de vent, també la inclinació i el desplaçament (vegeu la figura 1.4).

Ja s'ha vist, a l'apartat 1.3.1, com determinar el diàmetre de la flama, que depenia sobretot del tipus de vessament, del lloc on es produïa el vessament i de la velocitat de combustió. A continuació, es donen algunes expressions que permeten determinar l'altura, la inclinació i el desplaçament de la flama.

Altura de la flama

Per a l'altura de la flama l'expressió més coneguda és la de Thomas (1963); encara que n'hi ha moltes altres, aquesta és molt general i s'adapta força bé a tot tipus d'incendi:

$$\frac{L}{D} = 42 \left[\frac{\dot{m}''}{\rho_a \sqrt{gD}} \right]^{0,61} \quad [1.35]$$

- g acceleració de la gravetat ($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$)
- ρ_a densitat de l'aire ambient ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)
- L altura de la flama (m)
- D diàmetre del basal (m)
- $\dot{m}''$ velocitat màssica de combustió ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

En cas que hi hagi presència de vent, aleshores l'altura variarà. Segons el mateix autor, la nova altura en aquestes condicions serà:

$$\frac{L}{D} = 55 \left[\frac{\dot{m}''}{\rho_a \sqrt{gD}} \right]^{0,67} u^{*-0,21} \quad [1.36]$$

On u^* és la velocitat adimensional del vent:

$$u^* = \frac{u_w}{\left(\frac{g\dot{m}''D}{\rho_v} \right)^{1/3}} \quad [1.37]$$

u_w velocitat del vent ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)

ρ_v densitat del vapor combustible ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)

Inclinació i desplaçament de la flama

En presència de vent la flama s'inclina i també es pot desplaçar per la base, fent que augmenti lleugerament el diàmetre. Les equacions que representen més bé aquest fenomen són les donades per l'AGA (American Gas Association):

$$\begin{aligned} \cos \theta &= 1 && \text{per } u^* \leq 1 \\ \cos \theta &= \frac{1}{\sqrt{u^*}} && \text{per } u^* \geq 1 \end{aligned} \quad [1.38]$$

θ angle d'inclinació de la flama (rad)

Pel que fa al desplaçament de la flama, Lautkaski (1992) proposa l'equació següent, on D' és el nou diàmetre de la base, compronent el desplaçament:

$$\frac{D'}{D} = 1,5 \left(\frac{u_w^2}{gD} \right)^{0,069} \quad [1.39]$$

L'efecte del vent no és gaire important pel que fa a la radiació a una certa distància. En canvi, pot ser extremadament gran a distàncies curtes si el desplaçament de la base de l'incendi origina contacte directe de la flama amb un altre equip (per exemple, un dipòsit). En aquestes circumstàncies, el flux calorífic que rep aquest equip és molt superior i la situació pot agreujar-se considerablement.

1.3.3. EFECTES TÈRMICS

L'efecte tèrmic de l'incendi d'un bassal és degut a la radiació. Quan es parla de radiació tèrmica cal tenir en compte tant l'emissor d'aquesta radiació com l'ob-

jecte o els objectes que es troben exposats. Així, per a modelitzar la radiació emesa per l'incendi els dos models clàssics són el *model de cos sòlid* i el *model de font puntual*, que es descriuran a continuació. D'altra banda, quan un es fixa en quin serà el receptor, cal distingir dos casos clarament diferenciats: quan l'objecte d'interès es troba a una certa distància de l'incendi o bé quan es troba immers. Segons el cas, el mecanisme de transferència de calor varia i, per tant, aquests dos casos s'han de tractar de manera diferent. Tant el model del cos sòlid com el de font puntual estan pensats per a determinar la radiació incident en objectes a una certa distància de la flama, però no per a aquells que hi són immersos.

Model de font puntual

Aquest model es basa en les suposicions següents:

1. La flama es pot representar com una font molt petita (punt) d'energia tèrmica.
2. L'energia emesa en forma de radiació és una fracció determinada de l'energia total emesa durant la combustió.
3. La intensitat de la radiació varia proporcionalment a l'invers de la distància al quadrat.

Segons aquest model, el flux radiant que arriba a un objecte a una distància x de la flama és, doncs:

$$\dot{Q}'' = \frac{E}{4\pi x^2} \quad [1.40]$$

On E és el poder emissiu de la flama expressat en W , que es determina:

$$E = \dot{m}f\Delta H_c \quad [1.41]$$

$\dot{m}$ velocitat màssica de combustió ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$)
 ΔH_c calor de combustió ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)

f correspon a la fracció de l'energia de combustió que és alliberada en forma de radiació. Aquest paràmetre és totalment empíric i es pot trobar tabulat per alguns casos. El punt que farà de font es pot col·locar tant al centre geomètric de la flama, que es pot trobar coneixent la seva altura i inclinació, com al centre del bassal. El punt escollit pot afectar les prediccions si la flama és molt alta o molt inclinada. Un altre factor a tenir en compte és que l'equació que s'ha donat cor-

respon a la màxima radiació que pot assolir un objecte a una distància x sense tenir en compte l'absorció atmosfèrica; cal tenir present, però, que a vegades el factor f pot dur incorporat aquest efecte, depenent de com s'hagi determinat.

Aquest model és aplicable, només, per a distàncies cinc vegades superiors al diàmetre del bassal.

Model del cos sòlid

En aquest model la font de radiació es considera com un cos amb una determinada geometria (en el cas dels incendis de bassals aquesta geometria sol considerar-se cilíndrica), que emet radiació uniformement en tota la seva superfície. El flux de calor incident sobre un objecte a una distància x de la flama es calcula mitjançant l'equació següent:

$$\dot{Q}'' = \tau F E_m \quad [1.42]$$

En aquest cas, F correspon al factor de vista. Com ja s'ha descrit a l'apartat 1.2.4 el factor de vista quantifica la relació entre la superfície emissora i receptora indicant si tot l'objecte, o només una part d'aquest, és vist per la flama. τ fa referència a la transmissivitat atmosfèrica, que també s'ha descrit a l'apartat 1.2.4. Finalment, E_m és el poder emissiu mitjà de la superfície de la flama; a l'apartat 1.2.4 s'ha descrit breument, però aquí es detallaran alguns dels models que s'utilitzen per a predir aquest paràmetre quan s'utilitza el model del cos sòlid.

Normalment, el poder emissiu d'una flama turbulenta es calcula suposant que aquesta es comporta com un cos gris, així:

$$E = E_b \varepsilon \quad [1.43]$$

On suposant que es coneix, o es pot estimar, la temperatura de la flama T_f , segons la llei de Planck el poder emissiu d'un cos negre es pot determinar a partir de l'expressió següent:

$$E_b = \sigma (T_f^4 - T_a^4) \quad [1.44]$$

Com ja s'ha vist a l'apartat 1.2.4, l'emissivitat d'un medi homogeni al llarg d'un determinat camí S es pot determinar mitjançant l'expressió:

$$\varepsilon(S) = \frac{1}{\sigma T_f^4} \int_0^\infty E_b(\lambda) [1 - \exp(-K_\lambda S)] d\lambda \quad [1.45]$$

Si la mescla es considera grisa, aleshores el coeficient d'extinció serà constant per a totes les longituds d'ona i per tant:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-KS) \quad [1.46]$$

A la bibliografia (Atallah i Allan, 1971) es poden trobar alguns valors dels coeficients d'extinció per a diferents combustibles.

El model del cos sòlid, en principi, és més acurat que el model de font puntual, sobretot per a distàncies properes a la flama; evidentment, dependrà també dels models que s'utilitzin per a determinar els paràmetres que intervenen en l'equació i també de la forma de la flama que s'hagi escollit.

Model per a objectes immersos en la flama

Cap dels dos models descrits anteriorment és aplicable en els casos en què la flama incideix directament sobre l'objecte considerat. En el cas d'objectes immersos en les flames, a més de la transferència de calor per radiació, també hi ha una part de la calor que es transfereix per convecció.

Calcular la transferència de calor dins una flama és molt difícil, sobretot pel fet que cal conèixer la temperatura, velocitat i composició de la flama en tot moment i mentre aquesta està reaccionant. D'altra banda, el fet que hi hagi un objecte dins la flama pot alterar tots aquests paràmetres.

En el cas dels combustibles que generen molt de fum i cendra l'efecte de la radiació és molt superior a la convecció perquè la velocitat del flux gasós és inferior als $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Així, la majoria d'autors que han treballat en aquest tema consideren únicament la radiació per a poder simplificar el problema i rares vegades validen els seus resultats amb dades experimentals.

No es pot dir, doncs, que hi hagi, actualment, cap model apte per a calcular la transferència de calor en objectes immersos en flames i l'únic del que es disposa és de dades experimentals d'alguns autors que han treballat sobre aquest tema (en el capítol 2 d'aquest treball es fa una revisió més extensa dels diferents treballs experimentals que s'han realitzat).

Altres models

A més dels models ja descrits, tots ells semiempírics, n'hi ha dos tipus més:

- models diferencials
- models integrals

Els *models diferencials* són matemàticament molt complexos, es basen en la resolució numèrica de les equacions de Navier-Stokes en la seva forma diferencial. Aquests models requereixen altres submodels que descriguin els processos químics i físics que tenen lloc dins la flama. En principi, aquests models representen una manera molt rigorosa de resoldre el problema, en general, però, són encara eines de recerca no aplicables a la realitat. Tot i que poden predir bastant bé el moviment de l'aire i el fum, presenten llacunes importants pel que fa a la forma i posició de la flama, a la radiació externa i a la transferència de calor interna. D'altra banda, rarament es validen amb dades a escala real i aquest és un element fonamental a l'hora de decidir l'aplicabilitat o no d'un model teòric.

Pel que fa als *models integrals*, es pot dir que són un compromís entre els models semiempírics i els models diferencials. Si bé també es basen en la resolució matemàtica de les mateixes equacions i poden incorporar també submodels que descriguin la turbulència, la combustió o la transferència de calor, aquestes equacions estan expressades en la seva forma integral i només es considera com a variable independent la coordenada al llarg de l'eix de la flama. Això fa que la resolució del problema es simplifiqui notablement. A la bibliografia només s'ha pogut trobar referència de dos models que podrien ser aplicables a gran escala, encara que no han estat validats, són els models de Wilcox (1975) i de Vachon i Champion (1986).

1.4. SISTEMES ANTIINCENDI

En general, les mesures de prevenció i protecció contra incendis es poden classificar dins dels dos sistemes següents:

1. sistemes de protecció passiva
2. sistemes de protecció activa

Els *sistemes de protecció passiva* estan constituïts per una sèrie de mesures que normalment són definides amb el mateix disseny de la planta i que tenen funcions de prevenció i protecció, per tal d'evitar que un possible incendi pugui propagar-se per tota la instal·lació. Els *sistemes de protecció activa* els constitueixen tots aquells mecanismes pensats específicament per a la detecció i la lluita contra el foc. La diferència essencial entre els dos sistemes és que la protecció passiva no cal activar-la, encara que no hi hagi foc té les mateixes funcions, mentre que la protecció activa hi és, però no actua fins que no s'activa com a resposta a un incendi.

1.4.1. SISTEMES DE PROTECCIÓ PASSIVA

Els *sistemes antiincendi de protecció passiva* són barreres o aïllants que protegeixen les estructures reduint la velocitat d'increment de temperatura d'aquestes. Aquests sistemes no requereixen energia per a dur a terme la seva acció, aquesta va únicament associada a les característiques tèrmiques del material utilitzat (conductivitat tèrmica, capacitat calorífica, etc.), el qual es disposa al voltant de l'objecte a protegir.

El material utilitzat per a fer l'aïllament ha de ser capaç de mantenir l'estructura a protegir per sota d'una determinada temperatura (normalment 540 °C) durant un període de temps preestablert (una hora o una hora i mitja) quan aquesta es troba sotmesa de manera contínua a temperatures al voltant de 980 °C. Els materials més utilitzats són el formigó i el ciment vermiculita, tot i que n'hi ha molts d'altres. No s'han de confondre amb els aïllaments que es posen per a evitar les pèrdues de calor, ja que aquests poden tenir propietats de protecció contra el foc, però també poden no tenir-les.

També formarien part dels sistemes de protecció passiva totes aquelles mesures destinades al transvasament del material cap a zones més segures. És el cas de les vàlvules de venteig en dipòsits a pressió o de les bombes en els dipòsits atmosfèrics, que en cas d'incendi permeten transportar els productes emmagatzemats cap a altres zones de la planta més segures.

Finalment, cal tenir en compte que un disseny adequat de la instal·lació pot constituir un bon element de protecció passiva, mentre que un mal disseny i distribució pot agreujar les conseqüències del mateix incendi.

1.4.2. SISTEMES DE PROTECCIÓ ACTIVA

Els *sistemes de protecció activa* són sistemes integrats de detecció i activació automàtica de mecanismes per a combatre les flames, el fum i les càrregues tèrmiques. En el *Reglamento de instalaciones de protección contra incendios* (BOE núm. 298, del 14 de desembre de 1993) es distingeixen els sistemes de protecció activa següents:

- extintors d'incendis
- sistemes d'hidrants
- sistemes de boques d'incendi equipades
- sistemes fixos d'extinció amb aigua polvoritzada
- sistemes fixos d'extinció amb ruixadors d'aigua
- sistemes fixos d'extinció amb escuma física de baixa expansió
- sistemes fixos d'extinció amb pols
- sistemes fixos d'extinció amb ruixadors i/o polvoritzadors d'escuma

Extintors d'incendis

Un *extintor* és un aparell que conté un agent extintor que pot ser projectat i dirigit sobre un foc per l'acció d'una pressió interna. Els extintors portàtils estan concebuts per a ser portats i utilitzats a mà, de manera que en condicions de funcionament han de tenir una massa inferior o igual a 20 kg.

Els extintors es classifiquen segons l'agent extintor que contenen, així es distingeixen:

- extintors a base d'aigua
- extintors d'escuma
- extintors de pols
- extintors d'anhídrid carbònic
- extintors d'hidrocarburs halogenats

Sistemes d'hidrants

Els *hidrants* són uns aparells hidràulics, connectats a una xarxa de subministrament, destinats a proporcionar aigua en totes les fases de l'incendi. N'hi ha de tres tipus:

- de columna seca
- de columna humida
- soterrats

Els *hidrants de columna seca* tenen forma de columna que emergeix del sòl, que està connectada a la xarxa general de distribució i que disposa d'uns ràpids de connexió. L'aigua entra a la columna només quan s'obre la vàlvula principal, situada sota el sòl.

En el cas de l'*hidrant de columna humida*, el sistema és molt semblant a l'anterior, però amb la diferència que l'aigua està ocupant sempre l'interior de l'hidrant.

Per a acabar, els *hidrants soterrats* són bàsicament com els anteriors, però es troben situats sota terra, en una arqueta amb tapa i cercol de ferro colat.

Boques d'incendi equipades

Estan constituïdes pel conjunt d'elements necessaris per a transportar i projectar aigua des d'un punt fix de la xarxa de subministrament d'aigua, fins al lloc de l'incendi. Això inclou una debanadora giratòria d'alimentació axial, una vàlvula de secció, una longitud unitària de mànega semirígida, una llança i, opcionalment, un armari de protecció del conjunt.

Sistemes fixos d'aigua polvoritzada

El sistema més estès de protecció activa en àrees de procés són els polvoritzadors fixos d'aigua. Actualment, aquests sistemes s'han de dissenyar, construir i instal·lar d'acord amb normativa de la National Fire Protection Association NFPA15 (1985) i NFPA13 (1987) o en el cas de les plataformes petrolíferes s'utilitzen també normatives específiques com la SI 611 (1978).

Aquests sistemes estan formats per una sèrie de polvoritzadors suspesos del sostre, de manera que l'aigua aplicada cobreixi tota l'àrea de procés a protegir. Addicionalment, es poden disposar altres polvoritzadors al voltant d'equipaments específics de grans dimensions.

Normalment, els becs dels polvoritzadors utilitzats tenen un orifici de dimensions entre 6 i 10 mm, i poden abocar cabals entre 30 i 100 l·min⁻¹. La pressió al bec és al voltant d'1,4 ÷ 2,8 bar. En sortir, l'aigua forma un con de gotes molt fines (al voltant de 400 µm de diàmetre) amb un angle d'obertura que pot anar des de 90° fins a 120°, això fa que el diàmetre de cobertura sigui d'uns 2 ÷ 2,3 m. Aquest diàmetre, força petit, juntament amb el fet que aquests cons són poc estables obliga normalment a col·locar un gran nombre de polvoritzadors encara que l'àrea a protegir sigui relativament petita.

En el cas de les plataformes petrolíferes es poden trobar sistemes que tinguin al voltant de 300 polvoritzadors, capaços de subministrar cabals de fins a 15.000 l·min⁻¹. Evidentment, aquests sistemes requereixen uns càlculs hidràulics molt sofisticats, cal tenir en compte que les canonades de distribució de l'aigua van disminuint progressivament de diàmetre fins a arribar al polvoritzador.

Aquests sistemes s'utilitzen normalment per a la protecció d'equips i instal·lacions de procés, recipients de gasos i líquids inflamables, canonades i altres equips com motors, transformadors, etc. El seu ús pot ser independent o complementari amb altres sistemes o equips de protecció contra el foc.

L'aigua polvoritzada s'utilitza per a la protecció contra els riscos següents:

- materials inflamables, líquids o gasosos
- transformadors, interruptors d'oli i motors
- combustibles ordinaris com paper, fusta i productes tèxtils
- sòlids que no reaccionin perillosament amb l'aigua

En general, l'aigua polvoritzada pot utilitzar-se per a qualsevol de les finalitats següents:

- extinció de l'incendi
- control de l'incendi
- protecció contra la radiació
- prevenció de l'incendi

Amb aquests sistemes, l'extinció s'aconsegueix per refredament, sufocació pel vapor produït, emulsificació d'alguns líquids, dissolució, etc.

L'activació del sistema es duu a terme mitjançant un equip automàtic de detecció instal·lat en l'àrea a protegir (encara que hi ha casos en què es situa fora d'aquesta àrea).

Els cabals de disseny solen ser de com a mínim $12,2 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$, segons la SI 611 o, segons NFPA15 de $10,2 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$. En les àrees considerades de risc més elevat, aquests cabals poden augmentar fins a $20+24 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$. Això tant es pot fer des del mateix sistema descrit com col·locant polvoritzadors addicionals al voltant de dipòsits, etc. En aquest cas, els polvoritzadors es col·loquen a una distància de 0,6 m i espaiats cada $2 \div 2,5 \text{ m}$, i s'utilitzen cabals entre 10 i $15 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$.

Quan l'incendi és degut a productes inflamables amb una temperatura d'inflamació inferior a la temperatura de l'aigua utilitzada (normalment líquids inflamables amb punts d'inflamació inferiors a 60°C), aquest sistema no permet l'extinció total de l'incendi, sinó únicament el seu control. En aquests casos, hauran de funcionar amb una densitat de com a mínim $20 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ durant el temps necessari per tal que:

- es consumeixi tot el material
- es pugui aturar la fuga
- s'arregli l'avaria que ha provocat l'incendi

Pel que fa al sistema de detecció, haurà de ser capaç d'activar el sistema de protecció dins dels 20 segons en què s'espera que es desenvolupi l'incendi.

Sistemes fixos de ruixadors d'aigua

Aquests sistemes es dissenyen i projecten per a detectar i extingir un incendi en els seus inicis o per a evitar la seva propagació dins uns límits preestablerts quan aquest ja s'hagi desenvolupat (UNE 23-590).

Aquests sistemes es solen utilitzar per a protegir locals i objectes identificats per una activitat general, encara que a vegades s'apliquen amb finalitats més concretes com la refrigeració.

Bàsicament, hi ha dos tipus de ruixadors, els de tipus *obert*, utilitzats sobretot en els sistemes de diluvi, i els de tipus *tancat*, anomenats també *ruixadors automàtics*, utilitzats en la resta de sistemes.

Hi ha quatre tipus de sistemes de ruixadors (SFPE, 1992):

1. *Sistemes de canonada humida*: són amb tota probabilitat els més utilitzats. Consisteixen en una xarxa de canonades que contenen aigua a

pressió. Els ruixadors estan connectats a les canonades de manera que cada un d'aquests protegeix una determinada àrea. Quan un d'aquests ruixadors rep calor s'activa i deixa que l'aigua cobreixi l'àrea a protegir.

2. *Sistemes de canonada seca*: són molt semblants als anteriors, però les canonades es mantenen seques gràcies a una vàlvula especial col·locada a l'entrada de la xarxa. La vàlvula es manté tancada gràcies a que les canonades s'omplen d'aire o nitrogen a pressió, quan el ruixador s'activa surt l'aire fent que la pressió dins la canonada disminueixi i la vàlvula s'obri deixant pas a l'aigua. Aquests sistemes s'acostumen a utilitzar en aquelles àrees on l'aigua de les canonades podria gelar-se.
3. *Sistemes de diluvi*: aquest tipus de sistemes no utilitzen ruixadors automàtics, sinó ruixadors de bec obert. Una vàlvula manté l'aigua a l'entrada de la xarxa, aquesta vàlvula s'activa mitjançant un sistema de detecció a part. Quan la vàlvula és activada, l'aigua entra a la xarxa i surt simultàniament per tots els ruixadors. Aquests sistemes s'utilitzen en el cas d'incendis que es puguin propagar amb molta rapidesa.
4. *Sistemes d'actuació avançada*: són semblants als sistemes de diluvi, però utilitzen ruixadors automàtics. Dins les canonades hi ha aire a pressió i la vàlvula d'entrada d'aire s'activa també a través d'un sistema de detecció a part. Un cop l'aigua entra a les canonades quedarà aturada al ruixador, que com és automàtic només s'activarà quan rebí calor. En aquest cas, l'aigua no té perquè sortir simultàniament per tots els ruixadors, dependrà d'aquells que s'activin per efecte de la calor generada per les flames.

Sistemes fixos d'extinció amb escuma de baixa expansió

Aquests sistemes es poden aplicar a l'emmagatzematge i manipulació de combustibles líquids calents i de líquids inflamables i combustibles amb una temperatura d'inflamació inferior a 60 °C (UNE 23-521). La manera d'aplicació pot ser tant en forma de doll com polvoritzada.

Una aplicació típica dels sistemes fixos d'extinció amb escuma són les àrees d'emmagatzematge, les zones exposades a grans vessaments, els equips de procés, sales de bombes, dipòsits oberts, instal·lacions d'extracció per dissolvents, plantes de destil·lació i refineries.

Un sistema d'escuma consta d'un subministrament d'aigua i escuma, un dosificador, un generador d'escuma i un sistema de distribució, juntament amb els dispositius que descarreguen l'escuma en forma polvoritzada o de doll. El funcionament del sistema pot ser manual o automàtic.

L'escuma subministrada pels polvoritzadors ha de formar ràpidament una capa consistent al voltant dels obstacles a protegir.

Sistemes fixos d'extinció amb pols

Aquests sistemes són aplicables a incendis que requereixen una ràpida eliminació de la flama (UNE 23-541). Així, són adequats per a la protecció de focs de líquids inflamables o combustibles durant la seva càrrega o descàrrega, combustibles ordinaris (fusta, paper, teixit, etc.), focs d'elements que estiguin sotmesos a tensió elèctrica, etc.

Un sistema d'extinció amb pols està format per una sèrie de dispositius en els quals la pols química és transportada mitjançant gas a pressió a través d'un sistema de canonades i es descarrega mitjançant becs o mànegues. Aquests sistemes poden ser manuals o automàtics.

Sistemes fixos de ruixadors aigua/escuma

Aquests sistemes es basen en l'ús d'uns tipus específics de ruixadors i polvoritzadors dissenyats especialment per a poder subministrar escuma o aigua segons convingui. No s'han de confondre amb els sistemes descrits anteriorment, ja que utilitzen dispositius diferents i estan sotmesos a una legislació específica (NFPA16, 1986).

Els sistemes de ruixadors d'aigua/escuma consten d'un conjunt de canonades connectades a una font de concentrat d'escuma i a una font de subministrament d'aigua. Quan s'activa el sistema de detecció, s'obre la vàlvula de subministrament d'aigua i aquesta entra al sistema, el concentrat d'escuma és injectat a l'aigua i la solució resultant surt a l'exterior a través del ruixador que genera i distribueix l'escuma. Quan s'acaba el concentrat d'escuma, l'aigua continua sortint fins que s'atura manualment.

La seqüència amb què es descarrega l'agent extintor és variable, tant pot ser aigua/escuma/aigua com escuma/aigua o viceversa.

Pel que fa als sistemes de polvoritzadors d'aigua/escuma són molt semblants als anteriors, però els becs de descàrrega de l'agent extintor són del tipus polvoritzador en lloc de ruixador (al capítol 3 es descriuen amb més detall les diferències entre un ruixador i un polvoritzador).

En ambdós casos, els becs de sortida són del tipus «aspirant d'aire», només en el cas que s'utilitzin escumes del tipus AFFF (*aqueous film forming foam*) es poden fer servir ruixadors estàndard.

Aquests sistemes són aplicables especialment per a la protecció en incendis de líquids inflamables. No són aconsellables en focs deguts a gasos líquats o comprimits o en materials que reaccionin violentament amb aigua. Per a líquids solubles en aigua cal utilitzar escumes específiques del tipus alcohol.

2. ANTECEDENTS

2.1. INTRODUCCIÓ

Dins aquest capítol es vol donar una visió concreta de la situació en què es troba actualment la investigació en el camp dels incendis, centrada sobretot en aquells aspectes que es desenvolupen posteriorment en aquest treball. Evidentment, cal tenir present que tot el que s'exposa aquí fa referència a investigacions que han estat publicades, i això no sempre representa la globalitat; una part molt important –quantitativament i qualitativament parlant– dels treballs d'investigació es duen a terme dins les empreses i no s'arriben a fer mai públics i això els fa pràcticament inaccessibles.

En primer lloc, s'analitzen els treballs de caire experimental, sobretot de mitjana i gran escala. Posteriorment, es revisen aquells treballs teòrics o semiempírics que estudien aspectes o conceptes també tractats en aquest treball; finalment, es fa un repàs a la situació en què es troba la modelització dins aquest camp.

Atès que aquest treball es centra fonamentalment en incendis de bassals, tots els treballs que s'esmenten aquí fan referència a aquest tipus d'incendi, exceptuant algun cas en què, per alguna aportació específica interessant, s'hagi pogut esmentar treballs referents a algun altre tipus d'incendi.

El final d'aquest capítol s'ha dedicat a la realització d'una anàlisi històrica mitjançant la base de dades d'accidents MHIDAS que ajuda a comprendre la importància del fenomen a través del seu origen, les seves causes i la magnitud de les seves conseqüències. L'anàlisi s'ha dut a terme sobre un total de 6.099 accidents i permet corroborar la importància dels incendis dins la globalitat dels accidents que tenen lloc tant en la indústria de procés com en el transport de mercaderies perilloses.

2.2. EXPERIMENTACIÓ SOBRE INCENDIS DE BASSALS

Fent un repàs a la bibliografia publicada en els darrers quinze anys, es pot comprovar que el nombre de treballs experimentals referents a incendis de bassals és relativament petit (al voltant d'uns vint), especialment si es té en compte la importància del fenomen que s'està tractant.

Aquests treballs abracen un ventall molt ampli de situacions, tant pel que fa a tipus de combustibles, dimensions del bassal, mesures realitzades, disseny, resultats, etc. Això fa, alhora, que el nombre de treballs dels quals se'n pugui extreure resultats interessants –en el context d'aquest estudi– es redueixi encara més; com a contrapunt, aquest fet fa que la tasca realitzada aquí cobri més significat i importància.

Els treballs més interessants, pel que fa a aquest estudi, són aquells en què s'estudia el comportament de dipòsits sotmesos a l'acció directa de les flames. L'any 1988, Moodie publicà un treball on apareix un resum dels experiments duts a terme entre 1964 i 1986 (vegeu la taula 2.1), encara que segons el mateix autor es podien trobar referències des de 1925. Més tard, en un article publicat per Leslie i Birk (1991), apareixen noves referències a treballs experimentals duts a terme entre 1973 i 1988.

En els experiments fets per Bray, una sèrie de termoparells mesuraven la temperatura a la paret del dipòsit –a dins i a fora– tant a la zona de vapor com a la de líquid i també la temperatura del líquid (en aquest cas l'aigua) contingut en el dipòsit. El combustible, querosè, no cremava en un bassal sinó en un cremador. L'objectiu d'aquests experiments era la determinació dels cabals d'aigua necessaris per a evitar que la paret del dipòsit assolís temperatures excessives.

De tots els experiments, el realitzat a una escala més gran és el descrit per Anderson, que involucrava un dipòsit de transport per ferrocarril de 64 tones immers totalment en un incendi de JP-4. En aquest experiment s'enregistraven les temperatures de la paret del dipòsit en diversos punts a dins i a fora d'aquest, les temperatures del líquid i del vapor, el flux de calor provinent de la flama i la temperatura d'aquesta, el nivell del líquid i la pressió dins el dipòsit. L'experiment durà uns vint-i-quatre minuts i mig, fins a la destrucció del dipòsit. Segons aquest autor, com més altes són les temperatures a les que està sotmès el dipòsit, menor és la pressió necessària perquè es produeixi la ruptura del dipòsit. D'altra banda, aquesta s'inicia en la direcció axial. També es dugueren a terme algunes proves més amb el mateix dipòsit a escala 1/5.

En els experiments descrits per Appleyard es dugueren a terme sis proves amb un dipòsit a escala 1/5 ple al 85 % amb propà, s'utilitzava també JP-4 com a combustible i les mesures realitzades eren: pressió interna, temperatures de la paret del dipòsit i nivell del líquid. Aquí el que es valorava era la diferència observada entre les quatre proves realitzades amb els dipòsits protegits amb un aïllament (*Explosafe*) i les dues que es van fer amb el dipòsit no protegit. Els resul-

TAULA 2.1. Experiments realitzats entre 1964 i 1986 d'incendis que involucren dipòsits (Moodi, 1988) (Leslie i Birk, 1991).

Núm.	Autor	Data	Dimensions del dipòsit	Contingut	Entorn
1	G. A. Bray	1964	5 tn	aigua	exterior
2	AAR-RPI	1973	escala 1/5	propà	exterior
3	C. Anderson AAR-RPI	1974	64 tn	propà	exterior
4	R. D. Appleyard Transports del Canadà	1980	escala 1/5	propà	exterior
5	Cutler i Williams HSE/Shell	1980/81	1/4 tn	aigua propà	exterior
6	Cutler i Moodie HSE/Shell	1981/82	1/4 tn 1 tn	aigua propà	exterior
7	B. Droste	1983	2 ½ tn	propà	----
8	Fauske DIERS	1983	laboratori	----	----
9	J. E. S. Venart	1983/86	40 l laboratori	freons	interior
10	K. Billinge/HSE	1985	1/4 tn	propà	exterior
11	Davis Engineering	1985	escala 1/5 0,5 m ³	aigua	interior
12	T. Nylund	1985	diàmetre = 3 m	gasos	exterior
13	Moodie Cowley HSE/Shell/BGC	1985/86	5 tn	propà	exterior

tats obtinguts mostraren que els dipòsits protegits amb *Explosafe* van resistir l'incendi encara que en algun cas el dipòsit es deformà. Els dipòsits sense aïllament van cedir al cap de 8 minuts aproximadament.

En els experiments duts a terme per l'HSE (Health and Safety Executive, RU), una sèrie de dipòsits de fins a 5 tn es sotmeteren a bassals de querosè (Moodi, 1988) (Beynon *et al.*, 1988) (Roberts *et al.*, 1982). En tots els casos, es mesuraven les temperatures a diversos punts de la paret del dipòsit, la temperatura del líquid i del vapor contingut en el dipòsit, així com la pressió interna. Els dipòsits d'1/4 tn s'utilitzaren també per a assajar l'efectivitat de diferents tipus de

materials aïllants, així com de sistemes de polvorització d'aigua. En les proves fetes amb el dipòsit de 5 tn s'enregistrava també el flux de calor incident en el dipòsit i el cabal descarregat a través de la vàlvula de seguretat.

Els experiments descrits per Droste es dugueren a terme al Federal Institute for Material testing de Berlín (Schoen i Droste, 1988). També en aquest cas es mesurà la variació en les temperatures del dipòsit amb el temps. Segons aquest autor, com menor sigui el grau d'ompliment del dipòsit menor serà el temps necessari perquè es produeixi la ruptura.

Pel que fa al projecte DIERS, estava més enfocat al disseny de sistemes d'al·leugeriment (*venting systems*) i vàlvules de seguretat.

Els experiments de Venart es pot dir que són també poc representatius, ja que es feren a escala de laboratori i, a més, la font de calor era elèctrica, en aquest cas es pretenia estudiar el comportament del contingut del dipòsit, més que no pas el dipòsit en si.

En els experiments fets per la Davis Engineering es va utilitzar un model a escala 1/5 d'un dipòsit de transport de mercaderies per ferrocarril, ple d'aigua i immers en un incendi de JP-4. Les mesures realitzades eren: temperatures a la paret del dipòsit, flux de calor, temperatura del contingut i temperatura de la flama.

Finalment, els experiments de Nylung pretenien estudiar el comportament de dipòsits de gasos líquids a pressió quan es sotmetien a l'acció de les flames.

De tots aquests experiments, els resultats que cal destacar i que es repeteixen en la majoria d'ells són els següents:

- Hi ha una gran variabilitat espacial i temporal en la temperatura de la flama depenent sobretot de les condicions meteorològiques.
- Les temperatures enregistrades a la paret del dipòsit, en la zona corresponent al vapor, presenten variacions considerables. En general, però, la temperatura màxima enregistrada just abans que el dipòsit falli es troba al voltant dels 600 °C.
- El flux de calor només s'enregistrà en els experiments de la HSE, Anderson i Davis Engineering. Per a aquests casos, es trobà entre 90 i 104 kW·m⁻², però cal tenir en compte que el combustible no era el mateix en tots els casos i que tampoc es coneixen les dimensions del basal en cada cas per a poder comparar.

A més d'aquests treballs, es pot esmentar també els experiments realitzats per la Sandia National Laboratories (Thermal Test and Analysis Division) (Gregory *et al.*, 1989) (Bainbridge i Keltner, 1988). Els experiments es realitzaren l'any 1983 amb un basal de 9,1 m × 18,3 m i s'utilitzà com a combustible JP-4. Al centre del basal col·locaren un calorímetre de dimensions 1,4 m × 6,1 m, per tal d'analitzar la càrrega tèrmica a la que es trobaven sotmesos grans objectes im-

mersos en les flames. Durant les proves es prenen les mesures en un gran nombre de punts arreu de la instal·lació: temperatura a la paret del calorímetre, flux de calor, temperatura de la flama, velocitat de combustió, condicions atmosfèriques. Aquests experiments són els que més dades aporten pel que fa a l'evolució de la temperatura de la flama amb el temps i també de les variacions espacials que aquesta presenta. Cal remarcar també les dades aportades pel que fa al flux de calor incident en el calorímetre, en funció del temps i de la posició on es prenia la mesura. Més endavant es comenten aquests resultats amb més detall.

D'altra banda, cal esmentar també els experiments duts a terme amb bassals lliures d'obstacles, tant a gran com a petita escala, que també aporten alguna dada interessant pel que fa al comportament dels bassals de foc. En aquest context, s'ha de fer referència al treball de Modak (1981); els incendis es feien en bassals de 0,73 m de diàmetre i s'utilitzava com a combustible polimetilmetacrilat (PMMA), i l'objectiu era donar la distribució radial i vertical de la temperatura, i del coeficient d'absorció de la flama.

Una altra sèrie d'experiments interessants són els descrits per Yamaguchi i Wakasa (1991), sobretot pel fet que els bassals eren de dimensions molt grans, entre 30 m i 80 m de diàmetre. El combustible utilitzat era querosè sobre aigua i mesuraven la temperatura de la flama a 18 punts, la calor emesa en forma de radiació, la velocitat de combustió, la composició dels gasos emesos, la velocitat de l'aire arrossegat per les flames i la forma de la flama. Segons aquest autor, els resultats mostren que no es poden extrapolar els experiments fets en bassals de menys de 10 m de diàmetre per a bassals a escala més gran.

Bosoni *et al.* (1989) descriuen una sèrie d'experiments duts a terme a Itàlia entre 1984 i 1987 amb bassals des de 9 m² a 81 m². L'objectiu d'aquestes proves era investigar l'efectivitat i conveniència en l'aplicació d'escumes AFFF polvoritzades en els incendis típics de les plataformes petrolíferes. El combustible utilitzat era una mescla de gasoil i gasolina (75 % i 25 %, respectivament). Els resultats més interessants fan referència a l'extinció, ja que pel que fa a les flames només es mesurava la radiació en diversos punts al voltant del bassal. En una segona fase d'aquesta sèrie d'experiments es va col·locar un dipòsit al mig del bassal, equipat amb quatre termoparells que mesuraven l'evolució de la temperatura de l'acer; l'objectiu, però, continuava essent el mateix, determinar l'eficiència del sistema d'extinció.

També a Itàlia es van dur a terme els experiments del projecte FIREXP descrits per Mangialavori i Rubino (1992) i Ditali *et al.* (1992). En aquest cas, el bassal era circular amb un diàmetre entre 1 m i 6 m, i s'utilitzaren diferents combustibles (hexà, heptà, toluè i alcohol isobutílic). Els paràmetres mesurats eren els següents: dimensions i geometria de la flama, contorn tèrmic de la flama (mitjançant una càmera d'infraroig), temperatura del líquid i dels gasos, velocitat de combustió, poder emissiu de la superfície de la flama i flux de calor emès.

Per a acabar, es poden esmentar dos treballs experimentals fets a petita es-

cala. El primer, descrit per Stensaas *et al.* (1991), utilitzava una maqueta a escala 1:10 d'un mòdul de plataforma petrolífera. Les mesures que es realitzaven en cada prova eren: velocitat de combustió, temperatura dels gasos en 51 punts, temperatures de l'estructura en 31 punts, temperatura del combustible, concentració de O_2 , CO_2 i CO en els gasos emesos. Els resultats mostren que els incendis presenten un període transitori molt gran, però que disminueix considerablement quan augmenten les dimensions del bassal. D'altra banda, la velocitat de combustió d'un incendi en un recinte tancat es redueix a la meitat quan el mateix incendi es fa a l'aire lliure.

El segon treball correspon a Gore i Klassen (1991). Els experiments es du-gueren a terme amb bassals de 4,6 cm, 7,1 cm i 30 cm, i obtingueren resultats in-teressants sobre la velocitat de combustió i la fracció d'energia emesa en forma de radiació per a diversos combustibles.

2.3. VELOCITAT DE COMBUSTIÓ

A part dels treballs experimentals, descrits en l'apartat anterior, en els quals es mesurava la velocitat de combustió, altres autors han proposat models teòrics o semiempírics específics per tal de poder predir la velocitat de combustió en in-cendis de bassals. En la majoria de casos, per a validar el seu model han utilitzat les dades experimentals dels treballs que ja s'han descrit a l'apartat 2.2.

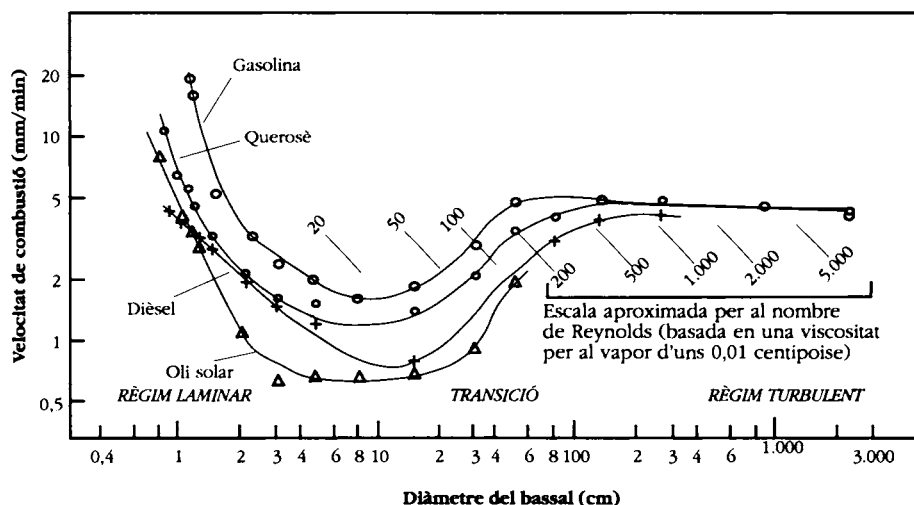


FIGURA 2.1. Velocitat de combustió per a diversos bassals d'hidrocarburs (Mudan, 1984).

Malgrat que la velocitat de combustió és un dels paràmetres més utilitzats quan es vol modelitzar qualsevol fenomen relacionat amb els incendis, pocs autors l'han estudiat en profunditat.

L'any 1984, Mudan feia una revisió dels models proposats per diferents autors per a determinar la velocitat de combustió. Des d'aleshores, a la bibliografia no apareixen models nous, ja que la majoria de treballs que han sortit posteriorment utilitzen aquestes mateixes correlacions.

Segons Mudan, el primer treball sistemàtic realitzat amb diversos combustibles i dimensions de bassals va ésser publicat per Blinov i Khudiakov l'any 1957. Els resultats obtinguts en la fase experimental foren analitzats per Hottel, el qual observà que la relació entre la velocitat de combustió i el diàmetre del basal tenia la mateixa forma per a tots els combustibles analitzats (vegeu la figura 2.1) i, a més, es podia relacionar amb el nombre de Reynolds.

Així, es pot veure del gràfic que, per a Reynolds < 20 (règim laminar) la velocitat decreix amb el diàmetre; entre $20 \leq \text{Reynolds} \leq 200$ la velocitat de combustió creix amb el diàmetre i, finalment, a partir de Reynolds = 500 la velocitat de combustió es manté aproximadament constant i esdevé independent, tant del tipus de combustible com del diàmetre del basal. Aquest comportament, segons Hottel, va associat directament a la transferència de calor que té lloc entre la flama i el basal, que es pot representar per:

$$\frac{\dot{Q}}{(\pi d^2/4)} = \frac{4K_c}{d}(T_f - T_a) + H(T_f - T_a) + \sigma F(T_f^4 - T_a^4)(1 - e^{-kd}) \quad [2.1]$$

Per a bassals de diàmetre superior a un metre, únicament el darrer terme, corresponent a la transferència de calor per radiació, esdevé significatiu. Com que la calor que arriba al basal dividida per la calor de vaporització del combustible dóna la velocitat de combustió (en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), el mateix autor proposa la següent correlació per a la velocitat de combustió:

$$\dot{y} = \dot{y}_{\max}(1 - e^{-kd}) \quad [2.2]$$

K correspon al coeficient d'extinció de la flama (vegeu el capítol 1). Atallah i Allan (1971) donen el valor d'aquest coeficient, determinat experimentalment per alguns combustibles líquids (vegeu la taula 2.2).

Un altre dels estudis esmentats per Mudan és l'efectuat per Burgess *et al.* (1961); aquests autors proposaren la correlació següent, aplicable a combustibles líquids (concretament: metanol, hidrogen líquid, gas natural líquid, butà, hexà,

TAULA 2.2. Coeficients d'extinció per a alguns combustibles líquids (Atallah i Allan, 1971).

<i>Líquid</i>	<i>K (m⁻¹)</i>
Etanol	0,37
Xilè	1,20
Hexà	1,90
Gasolina	2,00
Benzè	2,60
Querosè	2,60
Butà	2,70
LNG	3,00
Metanol	4,60
Hidrogen líquid	7,00

benzè i xilè) en la regió en la qual domina la transferència de calor per radiació (bassals de diàmetre ≥ 1 m):

$$\dot{y}_{max} = 1,27 \cdot 10^{-6} \frac{\Delta H_c}{\Delta H_v} \quad [2.3]$$

Aquesta expressió té l'avantatge de la seva senzillesa, tot i que el fet d'adoptar una sèrie de valors mitjans –compresos en la constant– per al conjunt de combustibles implica una disminució de la precisió.

Per a combustibles on hi hagi mescles de diversos components amb volatilitats molt diferents, Mudan esmenta la correlació proposada per Grumer *et al.* i validada també per Burgess i Zabetakis:

$$\dot{y}_{max} = 1,27 \cdot 10^{-6} \frac{\sum_{i=1}^N n_i \Delta H_{c_i}}{\sum_{i=1}^N n_i \Delta H_{v_i} + \sum_{i=1}^N m_i \int_a^{T_b} c_p(T) dT} \quad [2.4]$$

En general, aquesta equació dóna molt bons resultats per a hidrocarburs líquids, excepte per als gasos líquats on tendeix a subestimar el valor de la velocitat de combustió en un factor de 2.

Posteriorment, Mangialavori i Rubino (1992), en una sèrie d'experiments realitzats dins el programa FIREXP (vegeu l'apartat 2.2) en els quals també mesuraven la velocitat de combustió, obtingueren valors molt similars per al coeficient de l'equació 2.3, concretament $1,16 \cdot 10^{-6}$ en lloc d' $1,27 \cdot 10^{-6}$. La correlació 2.3 s'allunya del valor experimental únicament en aquells casos en què com a combustible utilitzaren alcohol isobutílic.

2.4. CALOR EMESA PER LES FLAMES

Aquest és també un paràmetre important en l'estudi dels incendis. En general, el que acapara més interès és la calor que emeten les flames en forma de radiació i que pot afectar objectes i/o persones que estiguin properes a la flama. No cal oblidar, però, que l'energia emesa en forma de radiació és una determinada fracció de la calor total que emeten les flames, la resta s'emet en forma de convecció (que de fet és la fracció més important).

En el model de font puntual (vegeu el capítol 1) descrit per Mudan (1984) el paràmetre més important és precisament la fracció de l'energia total que s'emet en forma de radiació. Segons l'esmentat autor, aquest paràmetre es pot obtenir a partir de dades derivades de les mesures fetes amb radiòmetres (que de fet és la manera més fiable d'obtenir-lo), però també proposa una correlació atribuïda a Moorhouse i Pritchard:

$$f = \frac{E}{\dot{m}^n \Delta H_c} \left[1 + 4 \frac{H}{d} \right] \quad [2.5]$$

Per a incendis a petita i mitjana escala, Markstein (propà, età, metà, butà i propilè), Burgess i Hertzberg (gasolina, hexà, benzè i LNG) i Burgess i Zabetakis (metanol, hidrogen i UDMH) mostren que la radiació es manté proporcional a la calor total emesa, sempre que la flama sigui totalment turbulenta. A més, demostren que la fracció d'energia emesa en forma de radiació és més gran per a diàmetres de basal més petits, encara que hi ha fortes oscil·lacions entre els valors dels diversos autors. Els valors que donen d'aquest paràmetre van des del 17 % per a bassals de metanol al 38 % per a bassals de benzè.

L'any 1988 en un article publicat per Moodie *et al.* (1988), aquest autor donava com a referència per a la calor total alliberada en incendis de bassals d'hidrocarburs el rang de 100-120 kW·m⁻². Segons Moodie, el valor de 100 kW·m⁻² és el més utilitzat a l'hora de dissenyar vàlvules d'alleugeriment que actuen en cas d'incendi.

Més endavant, en uns experiments fets a petita escala (Gore i Klassen, 1991) en els quals es mesurava la fracció d'energia emesa en forma de radiació per a diferents combustibles, s'observà que per a flames molt poc lluminoses (metanol, hexanol i etanol) la fracció radiant es trobava entre el 17 % i el 21 % de la calor total alliberada. Per a flames força més lluminoses—degut sobretot a les partícules de sutge—(heptà, MMA, toluè i estirè) la fracció d'energia radiant es trobava entre el 27 % i el 34 %. Aquests valors concorden amb els obtinguts per Burgess *et al.* exposats anteriorment.

Uns altres resultats interessants són els derivats del projecte FIREXP (Mangialavori i Rubino, 1992). En aquest cas, la fracció d'energia emesa en forma de

radiació es determinava a partir de les dades obtingudes de diversos radiòmetres i de la calor total alliberada calculada mitjançant la correlació:

$$\dot{Q}_r = \dot{m}'' \frac{\pi}{4D^2} \Delta H_c \quad [2.6]$$

Els valors obtinguts oscil·laven entre el 30 % i el 37 % per a bassals d'heptà de 3 m de diàmetre i entre el 26 % i el 39 % per a bassals d'hexà entre 1 m i 6 m de diàmetre, però sense que hi hagi una relació clara entre aquesta fracció i el diàmetre del bassal. En aquest cas, els resultats també són consistents amb els exposats anteriorment, encara que no mostren amb claredat que la fracció d'energia emesa en forma de radiació sigui més gran per a bassals més petits.

2.5. TEMPERATURA DE LA FLAMA

Modak (1981) presenta una manera de determinar la temperatura de la flama fent una inversió d'Abel a partir de la mesura de la intensitat de la radiació i de la transmissivitat. Els seus resultats, extrets dels experiments fets en bassals de PMMA de 0,73 m de diàmetre, mostren que molt a prop del bassal (20-30 mm per sobre) i al centre d'aquest, la temperatura és relativament freda (900 K), mentre que a la mateixa altura, però a 3/4 del radi, és màxima (1.300 K-1.400 K). A mesura que augmenta l'altura, la temperatura màxima tendeix a trobar-se cap al centre del bassal. Per a altures entre 60 mm i 510 mm la temperatura en el centre del bassal és aproximadament constant i igual a 1.300 K. Segons aquest autor, això indica que en aquesta zona els efectes de la mescla amb l'aire són més o menys uniformes, essent a més aquest efecte prou gran com per a fer que aquesta temperatura estigui bastant per sota de la temperatura adiabàtica de la flama. Als extrems de la flama observa que la temperatura disminueix significativament en augmentar l'altura. Per a l'autor, això és degut a que en aquesta zona hi ha molta més mescla amb l'aire i també les pèrdues per radiació són molt més importants. Malgrat que el mètode proposat per Modak tendeix a sobreestimar la temperatura, el més important és que per a focs grans ($\phi > 0,4$ m) l'autor mostra que la temperatura no és uniforme arreu de la flama com es sol suposar generalment.

Malgrat que és sabut que la temperatura de la flama varia en l'espai i en el temps, DiNenno (1982) proposa, per a simplificar els càlculs, utilitzar una temperatura mitjana per a la flama entre 1.200 K i 1.400 K.

També Mudan (1984) proposa utilitzar una temperatura mitjana, encara que mesurada experimentalment. En la mateixa referència dóna alguns valors com 1.240 K per a la gasolina, 1.200 K per al JP-4 o 1.600 K per al querosè.

Tunç i Venart (1984) i Tunç i Karakas (1985), en l'estudi que fan de la radiació incident sobre un dipòsit immers en flames de JP-4, assumeixen per a la temperatura de la flama un valor constant i uniforme de 1.200 K.

D'altra banda, en els experiments descrits per Yamaguchi i Wakasa (1987), duts a terme en bassals de querosè de 30 m, 50 m i 80 m de diàmetre, una de les mesures realitzades era la temperatura de la flama en diversos punts d'aquesta. Els resultats que obtingueren els esmenten molt de passada sense analitzar-los en profunditat, l'únic que remarquen són els valors màxims de 1.400-1.800 °C que s'assoleixen al centre del bassal i que pràcticament no varien d'un bassal a l'altre.

Un dels treballs més interessants és el publicat per Bainbridge i Keltner (1988) i per Gregory *et al.* (1989) sobre els experiments duts a terme per la Sandia National Laboratories (EUA) l'estiu de 1983. Es dugueren a terme tres proves amb un bassal de JP-4 de 9,1 m × 18,3 m dins el qual hi havia un calorímetre d'1,4 m de diàmetre i 6,1 m de llarg per tal d'analitzar el flux incident sobre un objecte immers en les flames. A més, es mesurava la temperatura de la flama en cinc torres al voltant del calorímetre a les altures d'1,42 m, 2,62 m, 5,49 m i 11,18 m, mitjançant termoparells de tipus K. Els resultats mostren que, en general, la temperatura decreix a mesura que augmenta l'altura, encara que transcorreguts aproximadament 1.600 s des de la ignició, les temperatures tendeixen a igualar-se al voltant de 1.200 K. Ara bé, la desviació estàndard esdevé més gran com més gran és l'altura, degut sobretot a que l'efecte del vent també és més gran. Un altre fet destacable és la asimetria que presenta la flama i que fa que punts equivalents puguin presentar diferències importants en les temperatures enregistrades.

Aquests mateixos autors analitzen el treball fet per Tunç i Venart (1984) i Tunç i Karakas (1985) en el qual, a causa del fet d'haver pres la temperatura de la flama constant arreu d'aquesta, els resultats que obtenen de la modelització no concorden amb els resultats experimentals. Segons Tunç, el flux de calor incident en el dipòsit és màxim a la part superior i va decreixent en tot el contorn fins a arribar a la part baixa on és mínim; els resultats experimentals demostren, però, que en realitat això succeeix exactament a la inversa, com es veurà amb més detall en l'apartat següent.

Beynon *et al.* (1988) proposen un model (HEATUP) per a predir el comportament dels dipòsits de LPG immersos en les flames. El foc el representen per un flux de calor que és variable en el temps i en l'altura, i que segons diuen és definit per una temperatura efectiva de la flama a la qual associen una distribució gaussiana per a poder descriure la variabilitat del flux en el temps i l'altura. La temperatura màxima i la distribució la deixen oberta a l'usuari del model, sense donar cap més indicació sobre això. Aquesta manera de fixar la temperatura de la flama sembla bastant arbitrària i sense cap fonament físic. Segons els autors, el model prediu bé els temps d'obertura de la vàlvula d'alleugeriment, pressió i

temperatura del contingut del dipòsit i de les parets d'aquests, però, evidentment, això es pot aconseguir fàcilment fixant la temperatura de flama adequada per tal que els resultats concordin, ja que aquesta no ve prefixada.

Moodie *et al.* (1988) descriuen una sèrie d'experiments en què un dipòsit de LPG es sotmet a l'acció d'un bassal de foc de querosè, mesurant entre altres paràmetres la temperatura de la flama. Com passa en la majoria d'experiments d'aquest tipus, a l'hora d'analitzar els resultats la temperatura de la flama pràcticament no es menciona; en aquest cas únicament es dona el rang 600-1.050 K i s'associa la fluctuació de 450 K a l'efecte del vent.

Pel que fa a les proves dutes a terme dins el projecte FIREXP (Mangialavori i Rubino, 1992) (Ditali *et al.*, 1992), del qual ja se n'ha parlat anteriorment, els autors estimen la temperatura de la flama indirectament a partir de la lectura obtinguda dels radiòmetres d'angle estret i utilitzant la correlació d'Stefan-Boltzman. Així, per a l'hexà obtenen una temperatura mitjana que va de 1.100 K per a bassals d'1 m de diàmetre fins a 1.350 K per a bassals de 6 m –aquestes temperatures s'han de considerar lleugerament inferiors a les reals, ja que prenen $\varepsilon = 1$. Encara que aparentment aquesta temperatura augmenta amb el diàmetre del bassal, això no concorda amb els resultats d'altres autors (Yamaguchi i Wakasa, 1987).

2.6. RADIACIÓ INCIDENT SOBRE UN OBJECTE IMMERS EN LES FLAMES D'UN BASSAL DE FOC

Roberts *et al.* (1982), a partir d'una sèrie d'experiments en què un dipòsit de 500 l (diàmetre = 0,5 m, llargada = 3 m) es troba immers en un bassal de foc de querosè (4 m × 2,4 m × 0,5 m) dedueixen que en estat estacionari la transferència de calor des del foc cap al dipòsit és d'uns $130 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$. Segons aquests autors, el foc arriba a l'estat estacionari entre 30 i 90 segons després de la ignició (depenent sobretot de les condicions ambientals).

Tunç i Venart (1984) i Tunç i Karakas (1985) proposen un model tridimensional per tal de determinar el flux de calor incident en un dipòsit immers en les flames, durant el règim estacionari. Els autors suposen que la temperatura de la flama és constant arreu d'aquesta i en el temps. Els resultats que ofereixen pretenen valorar l'efecte que tenen la temperatura de la flama i el coeficient d'absorció d'aquesta (vegeu el capítol 1) en la radiació incident en el dipòsit, però en cap cas comparen els resultats obtinguts amb resultats experimentals reals, tot i que afirmen que hi ha una bona concordança amb els experiments descrits per Birk (1988). Segons aquest model, la calor incident a la part superior del dipòsit és màxima al centre d'aquest i va disminuint a mesura que hom s'allunya cap a l'extrem. En principi, segons la descripció que fan del model, aquest comportament sorprèn bastant, ja que el flux hauria de ser el mateix per a tots els punts que es

troben a la mateixa altura. Pel que fa al flux de calor màxim, correspon a la part superior del dipòsit, mentre que el mínim es trobaria just a la part inferior d'aquest. Aquest resultat és d'entrada poc lògic si es té en compte que la temperatura de la flama disminueix amb l'altura, com s'ha vist en l'apartat anterior; aquest resultat, però, es pot explicar pel fet que aquests autors han considerat que la temperatura de la flama és constant, quan en realitat s'ha comprovat que no ho és (Gregory *et al.*, 1989).

En el model proposat per Beynon *et al.* (1988), els autors consideren que el flux de calor és constant al llarg del dipòsit, però que depèn de l'altura i el calculen a partir de la temperatura de flama (segons s'ha definit ja en l'apartat 2.5). No donen, però, els valors que obtenen per a aquest flux, sinó directament les temperatures que assoleix el dipòsit, fet que fa difícil poder comparar els seus resultats amb els d'altres models o amb resultats experimentals.

En els experiments descrits per Moodie *et al.*, el flux de calor incident en el dipòsit és al voltant de $85 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ de mitjana, valor que segons aquests autors s'hauria de corregir per tal de tenir en compte l'absorbància del calorímetre, cosa que faria que en realitat aquest flux fos de $105 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$. Segons aquests mateixos autors, el flux màxim mesurat correspon a la part superior del dipòsit, mentre que el mínim es troba a la part inferior. Això concordaria amb els resultats de Tunç *et al.*

Bainbridge i Keltner (1988) i Gregory *et al.* (1989) obtenen uns resultats totalment diferents. És a dir, que la part baixa del dipòsit és la que rep el flux de calor màxim –uns $110 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ – mentre que la part superior rep el flux mínim –uns $70 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$. A favor d'aquests resultats, cal dir que la instal·lació experimental està molt més ben dissenyada i permet adquirir un nombre de dades més gran i representatiu de totes les zones de la instal·lació.

En general, es sol considerar que el flux incident es transmet tot en forma de radiació. Aquests autors analitzen la part corresponent a convecció i a radiació, i mostren que la part convectiva sol representar entre el 6,5 % i el 19 % del flux total incident, depenent de les dimensions relatives entre l'objecte i la flama; com més gran és el radi del cilindre menor és la part convectiva respecte el flux total.

2.7. EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES A LA PARET D'UN DIPÒSIT IMERS EN LES FLAMES D'UN BASSAL DE FOC

Roberts *et al.* (1982) van dur a terme una sèrie d'experiments en què un dipòsit de 500 l de capacitat que contenia 200 l d'un fluid (aigua o propà) quedava immers en les flames d'un bassal de querosè. Les proves es dugueren a terme per a comprovar l'eficàcia de diversos materials aïllants i d'aquest sistema de protecció respecte a la protecció amb aigua polvoritzada. En el cas del dipòsit sense aïllament que contenia propà, la vàlvula de seguretat es disparava passats tres

minuts des de l'inici de la prova. Una dada molt significativa a tenir en compte és que així com en les proves en què el contingut del dipòsit era aigua, la temperatura a la part superior del dipòsit (zona no mullada pel líquid) era molt superior a la registrada a la part inferior del dipòsit $-900\text{ }^{\circ}\text{C}$ respecte $200\text{ }^{\circ}\text{C}$; en les proves en què el dipòsit contenia propà, pràcticament no hi havia diferència entre ambdues temperatures –com a màxim $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ – i aquestes arribaven fins a $900\text{ }^{\circ}\text{C}$. L'explicació d'aquestes diferències està en el fet que el propà formava un film de vapor en la zona en contacte amb les parets del dipòsit, de manera que aquestes deixaven d'estar mullades pel líquid. En el cas de l'aigua, l'ebullició és nucleada, de manera que el líquid mai deixa de mullar les parets del dipòsit, que poden mantenir així una temperatura molt més baixa.

Aquest fet fa ressaltar la importància que té considerar les temperatures assolides pel dipòsit en la zona on no hi ha líquid o quan aquell es troba totalment buit.

En el cas en què el dipòsit estava aïllat, l'ebullició del propà era nucleada. En aquest cas sí que hi havia diferència en les temperatures assolides, uns $250\text{ }^{\circ}\text{C}$.

En el model proposat per Beynon *et al.* (1988), es pot observar una diferència important en les temperatures assolides durant les proves i les predites pel model, molt inferiors. Segons aquests autors, el problema és que els models bidimensionals com el que proposen, no permeten predir les variacions de temperatura al llarg del dipòsit, encara que aquestes poden ser significatives. Cal tenir, per tant, en compte l'evolució de les temperatures arreu del dipòsit i no valors puntuals, per a poder predir amb més fidelitat el comportament d'aquest, a més de definir millor les característiques de l'incendi.

En els experiments de la Sandia National Laboratories (Bainbridge i Keltner, 1988) (Gregory *et al.*, 1989) dels quals ja s'ha parlat anteriorment, les temperatures assolides a la paret del calorímetre s'utilitzaven per a calcular el flux de calor que entrava. Les dades mostren que les temperatures assolides a la part inferior del dipòsit són significativament superiors (al voltant del 50 %) a les assolides a la part superior.

Moodie (1988), després d'analitzar els experiments fets per diversos autors, destaca que les temperatures màximes assolides per un dipòsit immers en les flames, en la zona de vapor, es troba al voltant dels $600\text{ }^{\circ}\text{C}$. El mateix autor (Moodie *et al.*, 1988) mostra que la temperatura en la zona de vapor creix més ràpidament com més buit estigui el dipòsit. Així, un dipòsit ple al 22 % assoleix uns $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ en 500 segons, mentre que el mateix dipòsit ple en un 72 % presenta únicament $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ al cap del mateix període.

2.8. ANÀLISI HISTÒRICA D'ACCIDENTS AMB FOC

L'anàlisi històrica d'accidents és una tècnica identificativa orientada a la recerca d'informació d'accidents industrials succeïts en el passat (Casal *et al.*, 1996).

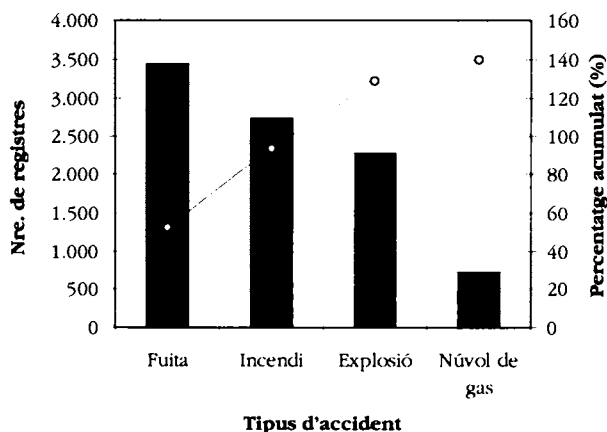
Aquesta tècnica d'anàlisi és essencialment qualitativa, però també permet extreure resultats numèrics o quantitatius si el nombre d'accidents és suficientment elevat per a permetre una anàlisi estadística significativa. La tècnica es basa en l'existència de reculls d'accidents en forma de bancs de dades on es troba emmagatzemada la informació relativa als accidents (tipus, producte involucrat, conseqüències, etc.).

Els incendis són un dels accidents que ocorren amb més freqüència en determinades instal·lacions industrials. És per això que ha semblat interessant fer una anàlisi històrica centrada en aquest tipus d'accident, per a identificar-ne la freqüència i les tipologies més usuals.

Les dades utilitzades en aquesta anàlisi històrica s'han extret de la base de dades MHIDAS (1994) (Major Hazard Incident Data Service), desenvolupada pel Safety and Reliability Directorate (SRD). La MHIDAS inclou accidents de 95 països, ocorreguts des del començament de segle fins al final de 1993, encara que periòdicament es va actualitzant.

TAULA 2.3. Distribució en funció del tipus general d'accident.

<i>Tipus d'accident</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
Fuita	3.448	52,15
Incendi	2.745	41,52
Explosió	2.303	34,83
Núvol de gas	739	11,18
<i>Total</i>	<i>9.235</i>	<i>139,67</i>



Tot i que hi ha altres bases de dades al mercat que disposen d'un nombre més gran d'accidents (per exemple, la FACTS té al voltant de 15.000 accidents), la MHIDAS conté molta més informació i està molt més ben estructurada, fets que la fan molt més interessant des del punt de vista d'anàlisi i prospecció.

La versió que s'ha utilitzat per a fer aquest estudi conté 7.029 registres corresponents a 6.099 accidents ocorreguts fins al novembre de 1993. Quan en un accident hi ha involucrades més d'una substància, la base de dades associa a aquest accident tants registres com substàncies han intervingut en l'accident. Així, per exemple, l'accident número 770 (incendi que involucrà diverses substàncies, ocorregut el 3 de juliol de 1979 a Houston, EUA) té tres registres: 770A (foc amb propà gas), 770B (foc amb dièsel), 770C (foc amb gas natural líquid).

Pel que fa a l'origen de la informació, les dades corresponents a aproximadament el 95 % dels registres han estat recopilades per la SRD (Safety and Reliability Directorate, GB); en l'1 % dels registres no s'indica quina ha estat la font d'informació, i el 4 % restant procedeix de fonts diverses.

Els accidents enregistrats es poden classificar en una primera aproximació en quatre tipus generals: fuga, incendi, explosió i núvol de gas. La taula 2.3 mostra la distribució dels registres en funció del tipus general d'accident.

Com es pot observar, la suma de percentatges és superior a 100. Això és degut a que un mateix registre pot tenir dos o més d'aquests quatre tipus d'accident i, per tant, s'està comptant dues o més vegades. Es pot veure també que després de la fuga, l'incendi és l'accident que presenta un nombre més gran de registres, seguit a certa distància per l'explosió i la formació de núvols de gas. S'ha adjuntat a la taula el diagrama de Pareto corresponent, amb la línia corresponent al percentatge acumulat dels diversos accidents, que ofereix una representació més gràfica de la contribució de cada categoria en el context de tots els accidents.

Atès que els incendis constitueixen de manera específica els accidents objecte d'aquest treball, a partir d'aquí l'anàlisi es centrarà bàsicament en aquest tipus d'esdeveniment, que com s'ha vist a la taula 2.3 està representat en 2.745 registres (en realitat, aquests registres corresponen a 2.283 accidents). Nogensmenys, s'inclourà també alguna informació de tipus més general per a emmarcar aquesta categoria en el context de tots els accidents.

La taula 2.4 mostra la classificació dels registres en funció del tipus de material involucrat. A Vilchez *et al.* (1995) es pot trobar un estudi exhaustiu i general sobre tots els tipus d'accidents. En aquest cas, els autors utilitzen una versió anterior del MHIDAS amb 5.325 accidents. Una part d'aquest estudi ha estat reproduïda aquí amb la versió més moderna de la base de dades; ha semblat interessant veure la classificació dels accidents en funció del tipus de substància involucrada, segons la classificació contemplada en la base de dades (gas, líquid, sòlid, partícules, etc.). En la meitat dels casos aproximadament (53 %), el material implicat en l'accident era un líquid, en aquest cas es pot veure que la proporció és lleuge-

TAULA 2.4. Classificació dels accidents en funció del tipus de substància involucrada.

<i>Tipus de material</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>% del total</i>
Conegut	2.398	87,4
Desconegut	347	12,6
	<i>Nre. de registres</i>	<i>% de material conegut</i>
Líquid	1.410	58,80
Gas líquat a pressió	338	14,10
Gas	294	12,26
Sòlid	239	9,97
Pols	52	2,17
Dissolució	26	1,08
Gas líquat a baixa temperatura	16	0,67
Líquid sobreescalfat	10	0,42
Gas líquat (indeterminat)	10	0,42
Llot	2	0,08
Gas dissolt	1	0,04

rament més gran (59 %); en el 30 % dels accidents es tractava de gasos (gasos i gasos líquats a pressió), en aquest cas és lleugerament inferior (26 %); i en el 90 % de casos hi havia un fluid involucrat, en aquest cas correspon al 88 %.

2.8.1. DISTRIBUCIÓ EN EL TEMPS DELS ACCIDENTS INVOLUCRANT INCENDIS

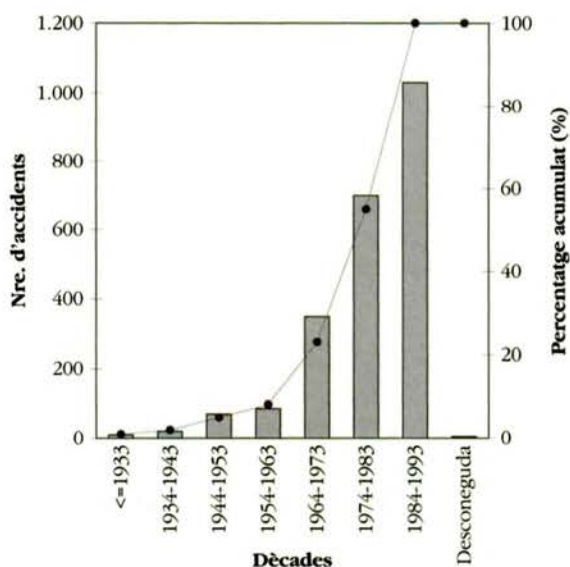
Com que en la base de dades utilitzada es disposa de registres fins al final de 1994, s'ha fet la distribució comptant dècades enrere des d'aquest any. Si es fes per dècades naturals es perdria la informació dels darrers quatre anys, amb un nombre de registres significatiu.

Evidentment, a l'hora d'analitzar aquestes dades cal tenir en compte que hi ha efectes difícils d'avaluar, com és l'important creixement que ha experimentat la indústria química al llarg d'aquest segle, o la dificultat d'incloure en un banc de dades creat fa pocs anys, informació sobre accidents ocorreguts en la primera meitat del segle; possiblement això només ha estat possible en el cas d'accidents de gran magnitud.

La taula 2.5 i el gràfic corresponent mostren la distribució dels registres per dècades. Com pot observar-se hi ha hagut un increment notable del nombre d'accidents en les darreres dècades.

TAULA 2.5. Distribució dels registres en funció de les dècades.

<i>Data</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
≤1933	10	0,44
1934-1943	18	0,79
1944-1953	65	2,85
1954-1963	82	3,59
1964-1973	343	15,02
1974-1983	715	31,32
1984-1993	1.044	45,73
desconeguda	6	0,26
<i>Total</i>	<i>2.283</i>	<i>100</i>



Mirant el gràfic es pot veure que aproximadament el 92 % d'aquests accidents s'han produït en els darrers trenta anys. Aquest fet cal atribuir-lo tant al creixement de la indústria en el període esmentat com també a la facilitat, cada vegada més gran, d'accedir a la informació.

De fet, l'evolució en el temps de la freqüència d'accidents involucrant incendis no és pas un tret específic d'aquest tipus d'esdeveniments, sinó que segueix la tendència general mostrada pels diferents accidents. Això es pot posar

de manifest veient com ha evolucionat al llarg del temps la freqüència de tots els accidents. Prenent dades dels autors abans esmentats (Vílchez *et al.*, 1995), la figura 2.1 mostra aquesta evolució que, com és evident, és de la mateixa forma que la de la taula 2.5.

La informació continguda en aquestes dues taules no ha de ser pas considerada en termes alarmistes, veient només els valors absoluts d'increment del nombre d'accidents; cal tenir en compte els efectes abans esmentats, especialment el que fa referència al considerable augment experimentat per la indústria química. De tota manera, és un fet cert que el nombre d'accidents s'ha incrementat considerablement, i fa evident la necessitat de dedicar un major esforç al millorament de la seguretat.

2.8.2. DISTRIBUCIÓ SEGONS EL TIPUS D'ACCIDENT

A l'inici de l'apartat 2.9 s'ha vist quina era la distribució dels registres segons els quatre tipus generals d'accidents. Si hom es centra, però, en els incendis, es pot fer una classificació molt més acurada.

La base de dades MHIDAS distingeix els set tipus d'incendis següents: basals de foc, foc en un dipòsit, incendi d'un núvol de gas o flamarada (*flash fire*), doll de foc, bola de foc, tempesta de foc i incendi indeterminat. Cada un d'aquests accidents es pot presentar combinat amb altres tipus d'accidents (explosions, fuites, núvols de gas i BLEVE) o amb ells mateixos. En la majoria de ca-

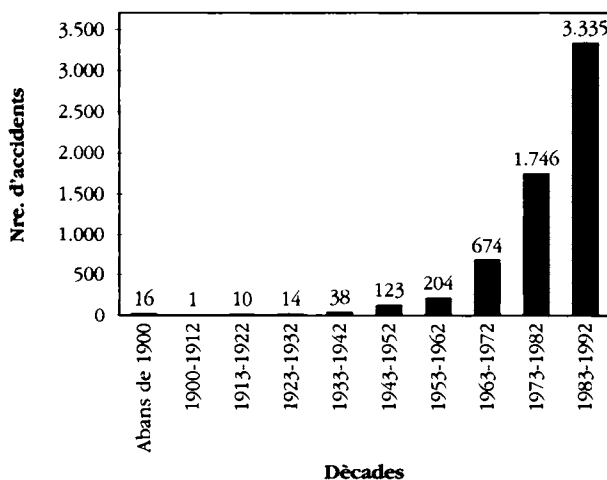


FIGURA 2.2. Distribució dels accidents en funció del temps (Vílchez *et al.*, 1995).

sos, els accidents són combinats; la taula 2.6 mostra el gran nombre de combinacions que hi ha. En els casos en què es combinen dos accidents, la informació disponible no distingeix aquell que es produïa primer; és a dir, allà on diu *incendi + explosió* inclou tant els accidents on l'incendi s'ha produït primer seguit de l'explosió com aquells en què la seqüència ha estat la inversa.

La combinació de foc i explosió és la que constitueix l'accident més freqüent, amb aproximadament el 40 % de registres. En segon lloc, es troba el foc sense característiques específiques (foc indeterminat), amb el 30 % de registres. Amb una incidència considerablement menor (12,5 %) apareix la combinació de foc i fuga, essent els restants accidents molt menys freqüents. Cal destacar que els tres primers grups: foc combinat amb explosió, foc indeterminat i foc combinat amb fuga, representen més del 80 % dels registres d'incendis. La taula 2.4 es pot resumir en els set tipus bàsics d'incendi, i s'obté la informació continguda en la taula 2.5.

Es pot veure que després del grup majoritari on hi ha els incendis indeterminats, el tipus d'incendi més freqüent és el corresponent a la ignició dels bassals de combustible. De fet, aquesta dada és coherent amb la informació continguda a la taula 2.2, segons la qual en el 53 % dels accidents hi estava involucrat un líquid. Cal tenir en compte que la major part dels productes manipulats per la indústria química són fluids, entre els quals una vegada més la major part són líquids. Atès que molts d'aquests líquids són inflamables, especialment en determinats sectors (extracció de petroli i refinatge, petroquímica) és relativament freqüent que el vessament d'un d'aquests, depenent de la disposició del terreny o de l'existència de cubetes, origini un bassal inflamable.

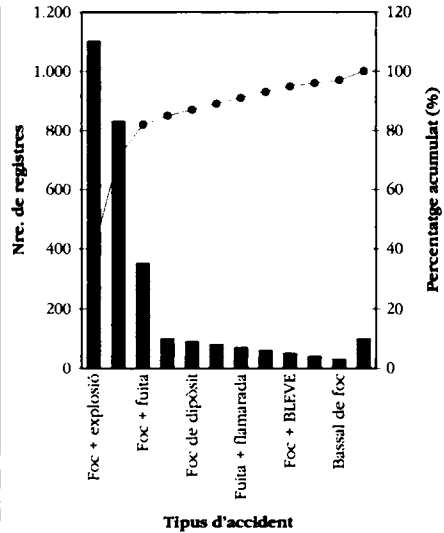
2.8.3. DISTRIBUCIÓ SEGONS L'ORIGEN DE L'ACCIDENT

La base de dades MHIDAS considera set tipus diferents d'origen: planta de procés, transport, planta d'emmagatzematge, càrrega i descàrrega, magatzem de mercaderies, domèstic/comercial i magatzem de residus. Dels 2.745 registres d'incendis, només el 2,5 % són d'origen desconegut. A la taula 2.6 es mostra la distribució dels registres segons l'origen de l'accident, atenent aquesta classificació.

Un fet que cal destacar és que la contribució més important correspon als accidents en plantes de procés (28,4 %) seguit de molt a prop dels accidents ocorreguts durant el transport (27,2 %); en canvi, si s'analitzen globalment tots els tipus d'accidents (Vílchez *et al.*, 1995) els que es produeixen durant el transport són més nombrosos (aproximadament el 39 %). La incidència dels incendis és, doncs, específicament més elevada en les plantes de procés que en el transport de materials perillosos. Cal veure també que aproximadament el 50 % dels accidents tenen l'origen en àrees de procés o d'emmagatzematge dins una planta.

TAULA 2.6. Distribució segons el tipus d'incendi, incloent les combinacions.

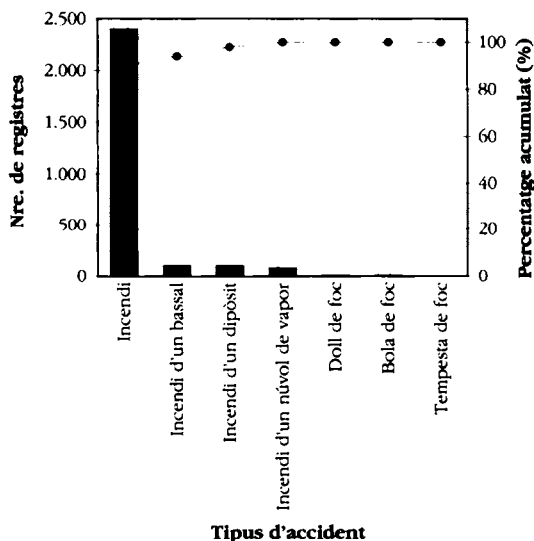
Tipus d'accident	Nre. de registres	Percentatge
Foc + explosió	1.090	39,71
Foc indeterminat	834	30,38
Foc + fuga	344	12,53
Foc + núvol de gas	92	3,35
Foc de dipòsit	64	2,33
Bassal de foc + fuga	51	1,86
Fuga + flamarada	48	1,75
Explosió + foc de dipòsit	41	1,49
Foc + BLEVE	38	1,38
Bassal de foc + explosió	32	1,17
Bassal de foc	24	0,87
Altres:	87	3,17
Explosió + flamarada	22	0,80
Flamarada	16	0,58
Fuga + doll de foc	10	0,36
Foc + bola de foc	9	0,33
Foc + bassal de líquid	6	0,22
Flamarada + núvol de gas	5	0,18
Explosió + doll de foc	3	0,11
Fuga + foc de dipòsit	2	0,07
Flamarada + foc de dipòsit	2	0,07
Bassal de foc + flamarada	2	0,07
Flamarada + bola de foc	1	0,04
Explosió + tempesta de foc	1	0,04
Doll de foc	1	0,04
BLEVE + foc de dipòsit	1	0,04
BLEVE + flamarada	1	0,04
BLEVE + doll de foc	1	0,04
Bassal de líquid + flamarada	1	0,04
Bassal de foc + núvol de gas	1	0,04
Bassal de foc + foc dipòsit	1	0,04
Bassal de foc + bola de foc	1	0,04
Total	2.745	100



A banda d'aquestes tres grans contribucions, n'hi ha tres més que presenten una freqüència considerablement menor. Entre aquestes la que contribueix amb un nombre més gran de registres és la de càrrega/descàrrega i és interessant notar que un 7 % dels incendis té lloc en operacions de càrrega/descàrrega; tot i

TAULA 2.7. Distribució segons el tipus general d'incendi.

<i>Tipus d'accident</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
Incendi	2.413	87,91
Incendi d'un bassal	112	4,08
Incendi d'un dipòsit	111	4,04
Incendi d'un núvol de vapor	98	3,57
Doll de foc	15	0,55
Bola de foc	11	0,40
Tempesta de foc	1	0,04
<i>Total</i>	<i>2.761</i>	<i>100,58</i>



que aquestes són operacions considerades habitualment perilloses i delicades (és ben coneguda la possible formació d'atmosfera dins els límits d'inflamabilitat en l'ompliment o el buidatge de dipòsits, per exemple, o la possible formació d'electricitat estàtica deguda al moviment de fluids), sembla que caldria fer un esforç suplementari per a augmentar encara més la seva seguretat.

2.8.4. DISTRIBUCIÓ SEGONS LA FONT D'IGNICIÓ

La MHIDAS distingeix cinc tipus generals de font d'ignició: autoignició, guspies elèctriques, flames, guspies per fregament i superfícies calentes, que són

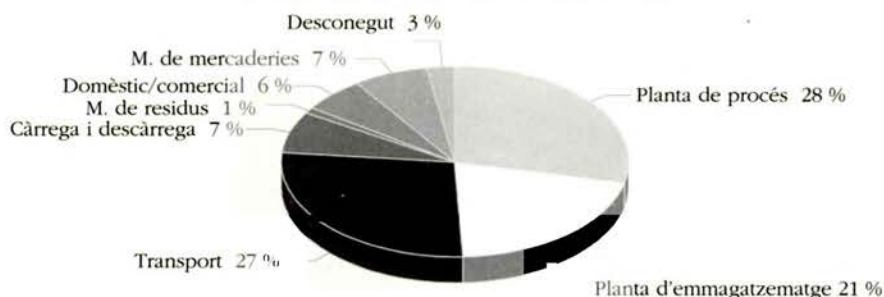
de fet les fonts d'ignició més usuals en instal·lacions industrials. En aquest cas, però, el més destacable és que el 76 % dels registres tenen la font d'ignició desconeguda. Això pot ser atribuït al fet que aquesta és una informació que moltes vegades no és pas evident, i existeixen freqüentment diverses fonts possibles; com que sovint la instal·lació queda destruïda o almenys seriosament afectada per l'incendi, la posterior investigació –si és que existeix– difícilment pot aclarir aquest aspecte. La taula 2.9 mostra la font d'ignició general i específica dels registres en què aquestes són conegudes.

Les fonts d'ignició més freqüents són les guspises elèctriques i les flames. Dels 654 registres en els quals la font és coneguda, les guspises elèctriques són responsables de 217; és a dir, gairebé del 8 % del total i el 33 % dels casos en els que la font d'ignició és coneguda, essent l'origen més freqüent d'aquestes guspises l'electricitat estàtica. Les flames han estat la causa d'ignició en 187 registres; a títol anecdòtic –però amb un rerefons molt interessant– es pot observar que en aproximadament el 6,5 % dels casos les flames foren provocades per l'encesa de llumins.

Amb nombres de registres molt menors apareixen les guspises originades

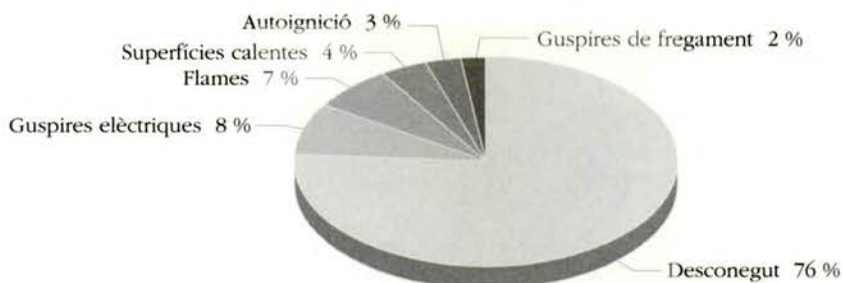
TAULA 2.8. Distribució dels registres segons l'origen de l'accident.

<i>Origen</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
Planta de procés	779	28,38
Transport	747	27,21
Planta d'emmagatzematge	574	20,91
Càrrega i descàrrega	193	7,03
Magatzem de mercaderies	191	6,96
Domèstic/comercial	164	5,97
Desconegut	69	2,51
Magatzem de residus	28	1,02
<i>Total</i>	<i>2.745</i>	<i>100,00</i>



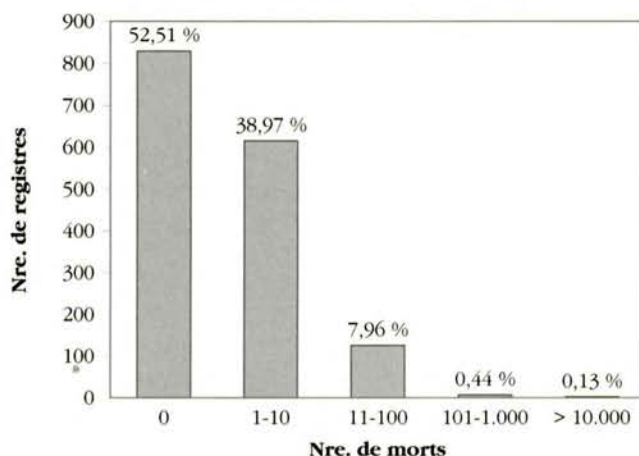
TAULA 2.9. Distribució dels registres segons la font d'ignició general i específica.

<i>Font d'ignició</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
Autoignició:	83	3,02
Guspires elèctriques:	217	7,91
– vehicles	46	21,20
– motors	20	9,22
– instruments	26	11,98
– domèstiques	12	5,53
– estàtica	81	37,33
– desconegut	32	14,75
Flames:	187	6,81
– forns	25	13,37
– calderes	15	8,02
– estufes	12	6,42
– flames	42	22,46
– llumins	12	6,42
– desconegut	81	43,32
Guspires de fregament:	63	2,30
– maquinària	8	12,70
– eines	10	15,87
– desconegut	45	71,43
Superfícies calentes:	104	3,79
– tubs d'escapament	18	17,31
– canonades de vapor	11	10,58
– efectes de fricció	12	11,54
– partícules incandescents	22	21,15
– desconegut	41	39,42
Desconegut:	2.091	76,17
<i>Total</i>	<i>2.745</i>	<i>100,00</i>



TAULA 2.10. Distribució dels registres en funció del nombre de morts.

<i>Nre. de morts</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
0	838	52,51
1-10	622	38,97
11-100	127	7,96
101-1000	7	0,44
>1000	2	0,13
<i>Total</i>	<i>1.596</i>	<i>100,00</i>



mecànicament per fregament, les superfícies calentes i l'autoignició de materials.

Aquesta taula permet observar la indeterminació que, poc o molt, apareix sovint en aquest tipus d'anàlisi a causa de la manca de completesa i de definició de la informació continguda en la base de dades. Així, pot notar-se el solapament existent entre els conceptes «guspires de fregament», «efectes de fricció» i «partícules incandescents». De tota manera, aquesta indefinició sol afectar només una petita part de la informació, sense alterar essencialment els resultats de l'anàlisi.

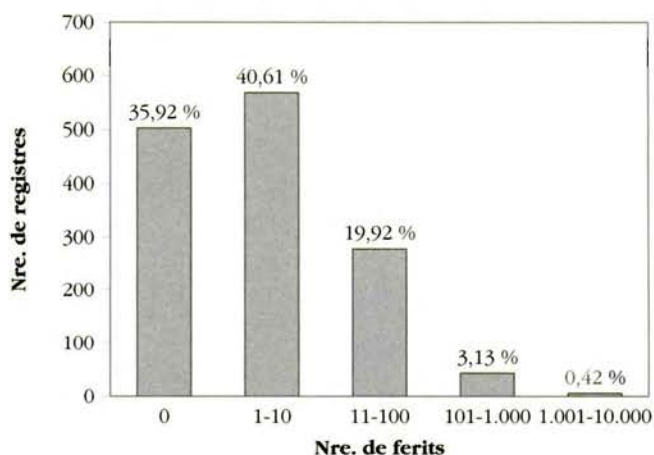
2.8.5. DISTRIBUCIÓ SEGONS LA POBLACIÓ AFECTADA

El MHIDAS classifica la població afectada en tres categories: morts, ferits i evacuats. Pel que fa als accidents del tipus incendi, únicament en el 58 % dels casos es coneixen el nombre de morts i en el 60,5 % es coneixen el nombre de ferits.

Les taules 2.10 i 2.11, juntament amb els gràfics adjunts, mostren la distribu-

TAULA 2.11. Distribució dels registres segons el nombre de ferits.

<i>Nre. de ferits</i>	<i>Nre. de registres</i>	<i>Percentatge</i>
0	597	35,92
1-10	675	40,61
11-100	331	19,92
101-1000	52	3,13
1001-10000	7	0,42
<i>Total</i>	<i>1.662</i>	<i>100,00</i>



ció segons categories arbitràries (0 morts, 1-10 morts, etc.) per a aquells accidents en els quals aquesta informació és coneguda.

En més de la meitat dels registres (838, 52,5 %) no hi hagué víctimes mortals. En un nombre molt elevat de registres (622, 39 %), però, hi hagué un nombre de morts comprès entre 1 i 10. En el 47 % dels casos el nombre de morts estigué comprès entre 1 i 100. Com succeeix en tots els accidents, el nombre de casos en els quals el nombre de víctimes mortals és molt elevat disminueix extraordinàriament: 7 registres per a 101-1.000 morts, i només 2 registres amb més de 1.000 morts (corresponents ambdós a un sol accident ocorregut l'any 1917 a Halifax, Canadà. Col·lisió entre dos vaixells; un d'ells duia clorbenzè i un sòlid explosiu, lidita [de l'anglès *lyddite*], l'altre vaixell estava abandonat. L'accident ocasionà uns 2.000 morts i 9.000 ferits).

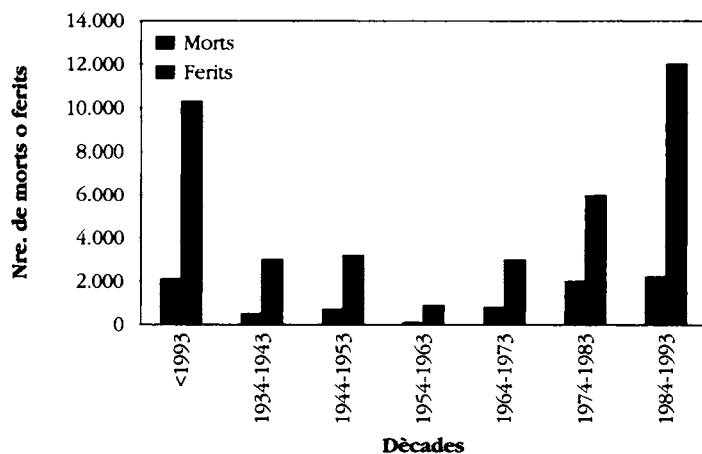
Pel que fa al nombre de ferits, la situació és lleugerament diferent. Només en el 36 % dels accidents no hi hagué ferits, mentre que en quasi el 41 % dels casos el nombre de ferits estigué comprès entre 1 i 10. En el 60,5 % dels casos el

nombre de ferits estigué comprès entre 1 i 100, i només en 7 accidents el nombre de ferits fou superior a 1.000 (entre ells hi ha l'accident d'Halifax esmentat anteriorment i l'accident ocorregut a Ciutat de Mèxic l'any 1984, amb més de 500 morts i uns 2.500 ferits).

Un altre aspecte interessant d'analitzar és la distribució dels morts i els ferits en funció del temps. La taula 2.12 mostra aquesta distribució, utilitzant novament dècades comptades des de 1993. En aquest cas, cal treballar amb accidents i no amb registres del MHIDAS; ja que els morts associats a un accident es comptabilitzarien tantes vegades com registres hi hagi associats al dit accident. Pot observar-se que tant el nombre de morts com el de ferits és aproximadament estacionari durant una quarantena d'anys (de 1934 a 1973), i augmenta seguidament de manera continuada.

TAULA 2.12. Distribució del nombre de morts i de ferits en funció de les dècades.

<i>Dècada</i>	<i>Nre. de morts</i>	<i>Nre. de ferits</i>
<1993	2.210	10.458
1934-1943	477	2.873
1944-1953	637	3.167
1954-1963	177	826
1964-1973	712	2.920
1974-1983	1.906	6.084
1984-1993	2.558	12.131
desconeguda	1	8

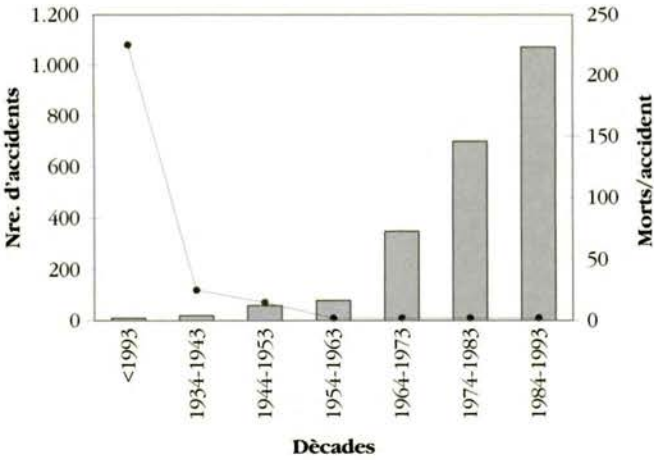


Aquest gràfic resulta, però, poc representatiu si no es relaciona amb el nombre d'accidents ocorreguts. Com s'ha comentat a l'inici de l'apartat 2.9, el nombre de registres ha anat augmentant al llarg del segle i, per tant, és lògic que augmenti també el nombre de morts. El que és molt significatiu, però, és que al començament del segle el nombre de morts és, pel nombre d'accidents que hi ha enregistrats, elevadíssim (vegeu la taula 2.13). Això és probablement un emmascarament del fenomen, degut al fet que –com s'ha esmentat abans– les dades disponibles sobre els accidents ocorreguts abans de 1934 són molt limitades.

És lògic suposar que el que ens ha arribat del primer terç de segle és una informació seleccionada que fa referència només als grans accidents (és a dir, acci-

TAULA 2.13. Distribució del nombre d'accidents i dels morts per accident en funció de les dècades.

<i>Dècada</i>	<i>Nre. d'accidents</i>	<i>Morts/accid.</i>
<1933	10	221,00
1934-1943	18	26,50
1944-1953	65	9,80
1954-1963	82	2,16
1964-1973	343	2,08
1974-1983	715	2,67
1984-1993	1.044	2,45



dents amb greus conseqüències i gran impacte), capaços de generar informació amb un volum i una qualitat prou grans per a sobreviure el pas del temps. És per això que aquests accidents comporten un elevat índex tant de morts com de ferits.

D'altra banda, dels 2.283 accidents totals, en 411 (18 %) no hi va haver ni morts ni ferits i en 718 (31 %) no es coneixen aquests dos valors. El 51 % restant correspon a accidents que van tenir algun mort o algun ferit (o ambdues coses).

2.8.6. PROBABILITAT ACUMULADA DE MORTS EN ACCIDENTS

A partir de la base de dades no és possible obtenir freqüències (morts/any) corresponents a cada accident, ja que no és segur que tots els accidents amb víctimes hi estiguin recollits. Malgrat tot, si s'assumeix que la mostra continguda en la base de dades és representativa, aleshores es poden obtenir les freqüències relatives per a l'ocurrència d'accidents amb un nombre de morts superior a un valor donat.

Les corbes de risc social es poden obtenir així posant com a ordenades els valors de freqüència relativa, essent el valor 1 el corresponent a tots els accidents amb víctimes mortals. Cal aleshores representar en un diagrama logarítmic les probabilitats acumulades d'ocurrència d'un determinat nombre de morts. Aquest tipus de corbes es solen anomenar corbes f/N (Haastrup i Brocckhoff, 1990) (Rømer *et al.*, 1993) (Vílchez *et al.*, 1995) (Planas-Cuchi *et al.*, 1996).

Aquest tipus de representació s'utilitza per a determinar si la probabilitat d'ocurrència d'un tipus d'accident amb una gravetat determinada és proporcional a la probabilitat d'ocurrència d'un altre accident de gravetat diferent. És a dir que, per exemple, la probabilitat de tenir un accident amb més de cent morts és aproximadament deu vegades inferior que la probabilitat de tenir un accident amb més de deu morts.

Per a fer l'anàlisi, cal prendre els registres amb un nombre de morts superior a zero i agrupar-los en categories, segons el nombre de morts. Per a cada categoria es calcula la probabilitat acumulada o freqüència mitjançant l'expressió següent:

$$P(x \geq N) = F_j = \frac{\sum_{i=j}^n N_i}{\sum_{i=1}^n N_i} \quad [2.7]$$

A la figura 2.2 s'ha representat la corba f/N per als 2.745 registres corresponents a incendis. La corba obtinguda es pot aproximar per una línia recta de pendent (-0,909 ($r^2 = 0,95$)). Això indica que la probabilitat d'un accident que tingui

deu o més morts és 9,1 vegades més gran que la d'un accident que tingui cent o més morts.

Aquesta dada es pot comparar amb els resultats obtinguts per altres autors. Vilchez *et al.* (1995), en l'estudi que ja s'ha comentat prèviament, obtenen una pendent de $-0,84$ sobre un total de 1.399 registres que inclouen tot tipus d'accident. En una anàlisi feta sobre 510 accidents (ocorreguts en instal·lacions fixes, canonades, i transport per carretera i ferrocarril), Haastrup i Brockhoff (1990) obtingueren una recta de pendent -1 . És interessant, també, comparar aquests valors amb els corresponents a accidents naturals (terratrèmols, inundacions, etc.); Fryer i Griffiths (1979) en un estudi sobre accidents naturals ocorreguts durant aquest segle trobaren pendents molt més petites, entre $-0,4$ i $-0,7$. Els mateixos autors en un treball sobre explosions, incendis i accidents en mines i en el transport per mar obtingueren corbes f/N que es podien aproximar a rectes de pendent -1 i $-1,1$.

En conjunt, aquesta anàlisi històrica posa de relleu la importància que tenen els incendis en el context dels diversos accidents que tenen lloc en la indústria, el transport de mercaderies perilloses i l'extracció de petroli. Tant pel que fa a la seva freqüència com a les seves conseqüències, els incendis constitueixen un greu flagell en aquestes activitats, i es requereix encara un notable esforç de recerca per a fer front a aquesta situació i aconseguir augmentar la seguretat de determinades instal·lacions.

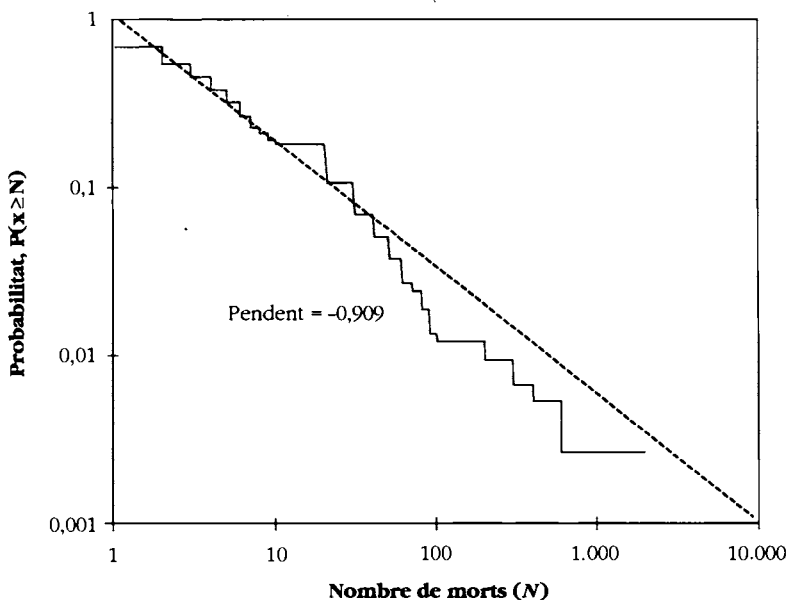


FIGURA 2.3. Probabilitat acumulada d'un accident amb N morts.

3. DESCRIPCIÓ DE LA INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL

3.1. INTRODUCCIÓ

De les proves realitzades, una part fetes a petita escala, es dugueren a terme a Itàlia. En aquestes proves, s'estudiava el comportament d'un basal de 80 cm de diàmetre, utilitzant els mateixos combustibles que després s'utilitzarien en les proves a gran escala. Les proves a gran escala es van dur a terme al Departament de Tecnologia del Foc de l'Institut Nacional d'Assajos i Recerca de Suècia (The Swedish National Testing and Research Institute - Department of Fire Technology), situada a Borås. La nau on es feien les proves, de dimensions 18 m × 22 m i una altura de 20 m, estava equipada amb un calorímetre de gran capacitat (al voltant de 10 MW), constituït per una campana de 6 m de diàmetre situada 8 m per damunt del

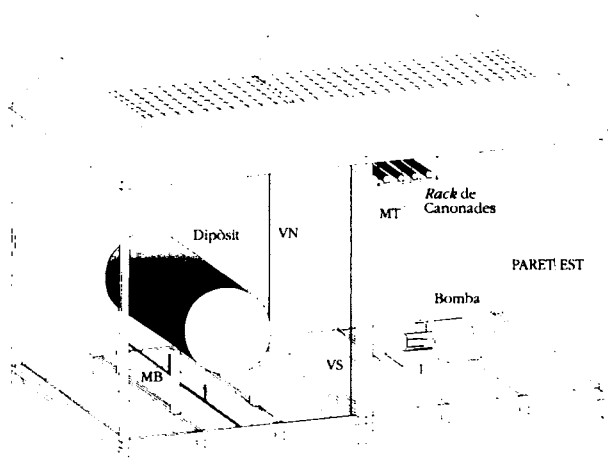


FIGURA 3.1. Esquema general del mòdul de proves.

terra i connectada a un sistema d'evacuació per tal de recollir tots els gasos generats en la combustió. La calor total generada es podia determinar fent mesures contínues de la velocitat, la temperatura i el contingut d'oxigen dels gasos recollits.

Per tal de fer les proves en un entorn el màxim semblant a una situació real, es va projectar una maqueta (vegeu la figura 3.1) del que podria ser un mòdul d'una planta de procés o fins i tot d'una plataforma petrolífera i es va situar sota el calorímetre.

3.2. DESCRIPCIÓ DEL MÒDUL DE PROVES

El mòdul de proves (vegeu la figura 3.2) estava constituït per dos submòduls de les mateixes dimensions, anomenats *mòdul est* i *mòdul oest*, soldats entre ells per l'estructura quedant unides així les dues zones. Les parets nord i est del mòdul conjunt estaven constituïdes per plaques d'acer de 4 mm de gruix, mentre que els costats sud i oest es trobaven oberts, i es podia observar l'interior del mòdul.

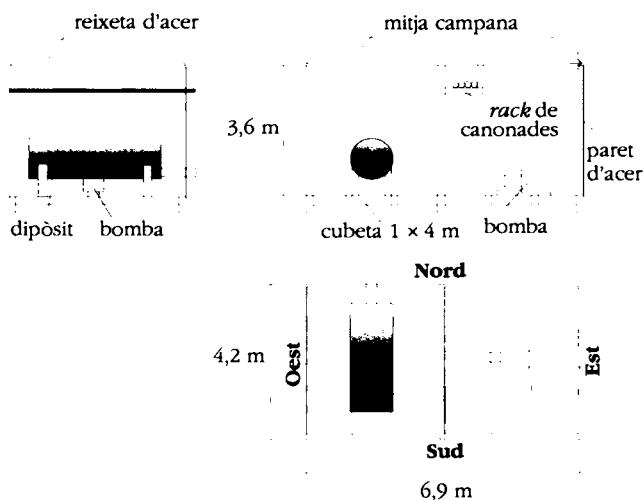


FIGURA 3.2. Esquema detallat del mòdul de proves.

El terra del mòdul estava format per sis cubetes –tres en cada submòdul– d'1 m x 4 m i 15 cm de profunditat, disposades sobre unes bigues horitzontals a 40 cm del terra, i s'evitava així el contacte de les cubetes amb aquest. Cada una de les cubetes disposava d'un sistema de control de nivell i drenatge per a evitar el sobreiximent del seu contingut. A cada una de les cubetes se li va donar un nom, per

tal de poder classificar les proves amb més facilitat: cubeta oest externa (COE), cubeta oest central (COC), cubeta oest interna (COI), cubeta est interna (CEI), cubeta est central (CEC) i cubeta est externa (CEE) (vegeu la figura 3.2). El sostre del mòdul estava construït per una reixeta d'acer que permetia el pas dels fums. Tot al voltant, un inici de campana obligava els fums a anar cap al calorímetre.

A l'interior del mòdul de proves hi havia un dipòsit cilíndric d'acer, una bomba i un *rack* de canonades. El dipòsit cilíndric estava situat al centre del mòdul oest, amb 1,2 m de diàmetre i 3 m de llargada, la paret era de 4 mm de gruix. El *rack* de canonades es trobava a la zona interna del mòdul est; estava format per 4 tubs d'acer de 90 mm de diàmetre i 4 mm de gruix de paret, separats entre ells 50 mm i amb el centre a 0,65 m del sostre. La bomba estava col·locada al mig de la cubeta central del mòdul est; era una maqueta formada per un cub d'acer de 0,5 m de costat i 4 mm de gruix de paret; en un dels costats del cub es col·locà un tub amb una brida.

3.3. COMBUSTIBLES UTILITZATS

Durant les proves, s'utilitzaren tres tipus de combustible: heptà, hexà i querosè. Aquests productes, que han estat utilitzats en altres estudis experimentals sobre incendis, es van seleccionar pel fet de representar un ampli ventall d'hidrocarburs. L'hexà pot considerar-se representatiu dels hidrocarburs lleugers, l'heptà pot considerar-se un hidrocarbur de volatilitat mitjana, i finalment el querosè representa els hidrocarburs pesants. D'aquesta manera, s'obtenen dades experimentals corresponents a les diferents situacions accidentals que poden ocórrer en les instal·lacions industrials. A la taula 3.1 es poden veure algunes de les propietats més importants d'aquests productes.

TAULA 3.1. Propietats més importants dels combustibles utilitzats durant les proves.

<i>Propietat</i>	<i>Heptà</i>	<i>Hexà</i>	<i>Querosè</i>
Nom comercial	Exxol 94/99	n-hexà 95 %	Asol D65
Densitat ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	710	664-669	785-805
Punt d'inflamació ($^{\circ}\text{C}$)	-4	< -20	62 min
Temperatura d'ebullició ($^{\circ}\text{C}$)	98,5	68,7	227
Calor de vaporització ($\text{KJ}\cdot\text{kg}^{-1}$)	365	365	291
Calor de combustió ($\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$)	45	45,2	43,2
C_p ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	2.120	2.203	1.965

L'hexà i el querosè s'emmagatzemaven en dipòsits a l'exterior de la nau on es dugueren a terme les proves; l'heptà s'emmagatzemava en un dipòsit a l'exterior, però soterrat. Això feia que la temperatura de l'hexà i el querosè estigués entre 1 i 5 °C, mentre que la de l'heptà fos aproximadament de 10 °C.

Just abans de cada prova es bombejava el combustible necessari per a l'experiment. Després de cada prova, el combustible remanent i l'aigua (amb o sense escuma) utilitzada durant l'extinció es portaven cap a un dipòsit per a la seva destrucció posterior.

3.4. DESCRIPCIÓ DE LA INSTAL·LACIÓ D'EXTINCIÓ I DELS AGENTS EXTINTORS UTILITZATS

Per tal de poder disposar de la màxima flexibilitat a l'hora de realitzar les proves, es van instal·lar al mòdul sis canonades de distribució d'aigua (vegeu la figura 3.3).

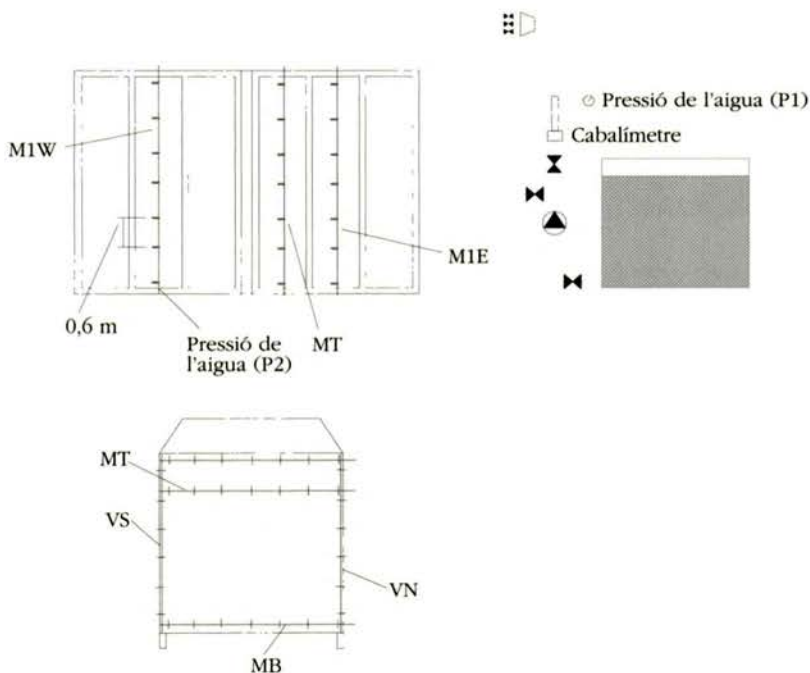


FIGURA 3.3. Disposició del sistema d'extinció.

Dues de les canonades (anomenades *M1E* i *M1W*, respectivament) es trobaven a la part central del sostre dels mòduls est i oest. La tercera es trobava damunt la cubeta central oest (CCO) per a poder protegir el cilindre des de sota (anomenada *MB*). La quarta es trobava just sota el *rack* de canonades (anomenada *MT*).

Les dues darreres (anomenades *VN* i *VS*, respectivament) estaven col·locades verticalment a les cantonades nord-oest i sud-oest del mòdul est, per a poder-les utilitzar com a protecció addicional dels dos submòduls.

Totes les canonades eren d'acer galvanitzat de 38 mm de diàmetre interior i disposaven de sortides cada 0,6 m per a poder posar els ruixadors en un gran nombre de posicions.

L'aigua o la solució d'escuma utilitzades segons la prova, s'obtenien d'un dipòsit d'1 m³ situat al costat del mòdul. La temperatura, tant de l'aigua com de la solució d'escuma, era sempre de 20 ± 2 °C. El cabal i la pressió subministrades es mesurava mitjançant un cabalímetre de flux màssic i un transductor de pressió situats just després de la sortida de la bomba. La pressió i cabal subministrats per la bomba es regulaven de dues maneres: variant el factor K dels ruixadors o bé mitjançant una vàlvula i un *bypass* després de la bomba.

3.4.1. RUIXADORS I CABALS DE DISSENY

Al capítol 1 (apartat 1.4.2) s'ha parlat dels diferents tipus de sistemes d'extinció que s'utilitzen actualment, entre ells hi ha els sistemes fixos d'extinció amb ruixadors i/o polvoritzadors d'escuma, que és el sistema que s'ha utilitzat en l'experimentació per a dur a terme l'extinció dels incendis realitzats en cada prova. Els dos tipus de becs que s'utilitzen en aquests sistemes són els ruixadors i els polvoritzadors d'escuma.

Els ruixadors d'escuma (*foam-water sprinklers*) són del tipus de bec obert –com els que s'utilitzen en els sistemes de diluvi. Estan dissenyats per a rebre la solució d'aigua amb escumogen, barrejar-la amb aire i polvoritzar-la de manera que es formi l'escuma, la qual es dirigeix des del bec obert contra el deflector, dissenyat per tal que distribueixi l'escuma de manera comparable a la distribució amb aigua sola dels ruixadors estàndard. La descàrrega és sempre cap avall encara que el ruixador es pot col·locar cap per amunt o cap per avall. A la figura 3.4 es pot veure un d'aquests ruixadors col·locat cap per avall.

Pel que fa als polvoritzadors d'escuma (*foam-water spray nozzles*) disposen també d'una part on es forma l'escuma i d'una altra part amb un deflector que la distribueix. El mecanisme per a la formació de l'escuma és el mateix que en els ruixadors, però la distribució es farà d'una manera especial depenent del capçal que porti. A la figura 3.5, es pot veure un esquema d'aquests tipus de polvoritzadors.

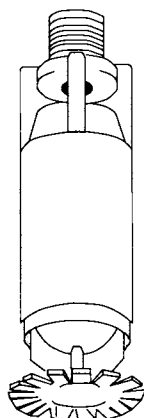


Figura 3.4. Esquema d'un ruixador d'escuma col·locat cap per avall.

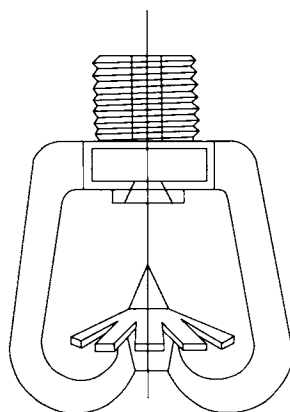


Figura 3.5. Esquema d'un polvoritzador d'escuma.

Durant les proves s'utilitzaren dos tipus de ruixadors –anomenats SPK0 i SPK1– i un tipus de polvoritzador –anomenat SPY0. Per tal d'aconseguir aplicar diferents cabals i cobertures es varen utilitzar diferents mides (factor K) i angles d'obertura d'aquests ruixadors i polvoritzador. El factor K es defineix com:

$$K = \frac{\text{Cabal } (l \cdot \text{min}^{-1})}{\sqrt{\text{Pressió } (\text{bar})}} \quad [3.1]$$

Per tant, el factor K defineix la gamma de cabals i de pressions en la qual es pot treballar amb un determinat ruixador.

L'angle d'obertura és un paràmetre físic del ruixador; ruixadors amb angles d'obertura diferents donaran àrees de cobertura també diferents (vegeu la figura 3.6).

La selecció dels ruixadors a utilitzar es realitzà partint d'estudis anteriors efectuats per grups o entitats expertes en el tema (Bosoni *et al.*, 1989), (Ingason *et al.*, 1992), (Kokkala, 1990), (TECSA, 1989) i segons els criteris següents:

- El ruixador ha d'estar disponible comercialment i ésser reconegut per algun organisme oficial.
- Ha de donar prou escuma com perquè tenint en compte la relació d'expansió i el drenatge, tingui una capacitat extintora acceptable.
- L'escuma generada ha de ser el màxim d'homogènia possible, i s'ha d'evitar

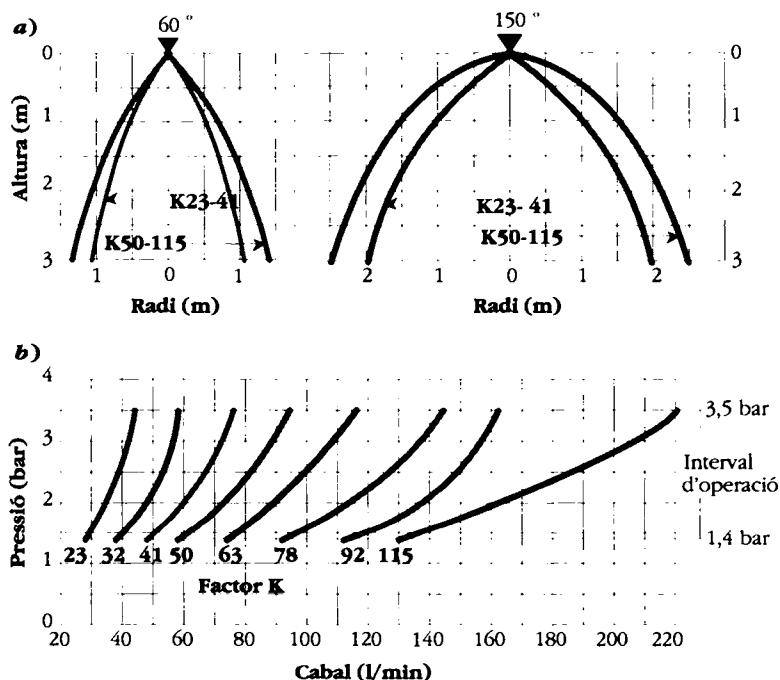


FIGURA 3.6. Comportament del ruixador en funció del seu angle d'obertura i del factor K. a) Perfils de distribució vertical aproximats, a una pressió de 3 bar; b) Gràfic de pressió en funció del cabal per a diferents factors K.

tar que es formin gotes molt grans amb poca expansió, ja que aquestes fan decreïxer la capacitat extintora.

- El con format ha de ser preferiblement ple, més que no pas buit de dins.
- El con format ha de ser resistent a l'efecte deformador del vent.
- El model escollit ha d'estar disponible en un ampli ventall d'angles d'obertura, pels quals ha de presentar característiques similars.

Segons aquests criteris, els millors ruixadors són els de con invertit i velocitat mitjana.

TAULA 3.2. Especificacions tècniques dels ruixadors i polvoritzador utilitzats.

<i>Tipus</i>	<i>Material</i>	<i>Angle d'obertura (°)</i>	<i>Factor K</i>	<i>Cabal a 3 bar (l·min⁻¹)</i>	<i>Cabal a 5 bar (l·min⁻¹)</i>
SPK0	Llautó	125	34,0	58,9	76
		125	38,2	66,2	85,4
		90	58,8	101,8	131,5
		125	58,8	101,8	131,5
		90	80,0	138,6	178,9
		125	80,0	138,6	178,9
		125	99,5	172,3	222,5
SPK1	Ni/Llautó	120	32,0	55,4	71,5
		90	82,6	143,0	184,6
		90	114,9	199,0	256,9
SPY0	AISI 316	90	24,4	42,2	54,5
			37,5	64,9	83,8
			55,1	95,4	123,1
			74,9	129,8	167,5

Es varen escollir, doncs, dos ruixadors d'aquest tipus, de dues cases comercials diferents (que per raons de confidencialitat no poden esmentar-se aquí), ja que tenien propietats generals semblants, però característiques de la polvorització bastant diferents.

Quant al polvoritzador, s'utilitzà del tipus «trena». A la taula 3.2, es donen les especificacions tècniques de cada un dels ruixadors utilitzats.

Per a escollir els cabals d'aplicació ($\text{l} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$) durant les proves, s'utilitzaren les recomanacions donades a l'IRI-Information: «Fixed water spray and deluge protection for oil and chemical plants» (IRI, 1991).

TAULA 3.3. Distribució dels ruixadors necessària per a obtenir diferents cabals d'aplicació.

<i>Cabal d'aplicació (l·m⁻²·min⁻¹)</i>	<i>Nre. de ruixadors a cada mòdul</i>	<i>Distància (m)</i>	<i>Àrea de cobertura (m²)</i>	<i>Cabal per ruixador (l·min⁻¹)</i>
6,5	1	3,6 × 3,6	12,96	84
10,2				132
14,2				184
20,4				264
6,5	2	2,4 × 3,6	8,64	56
10,2				88
14,2				123
20,4				176

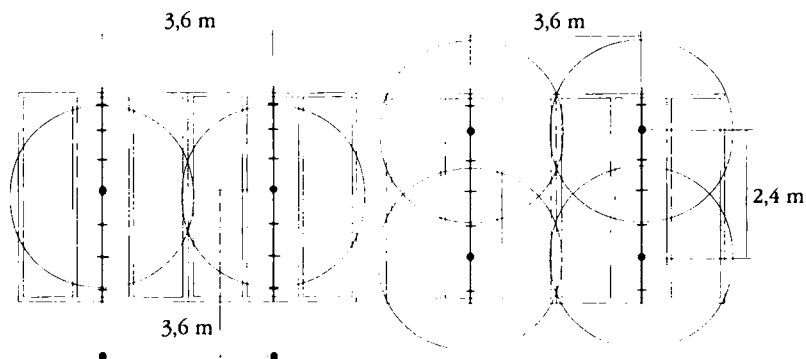


FIGURA 3.7. Esquema de la distribució dels ruixadors segons els cabals d'aplicació desitjats.

Per a aconseguir els cabals d'aplicació desitjats, cal col·locar un determinat nombre de ruixadors disposats d'una manera concreta. La distància entre les dues canonades de distribució, M1W i M1E, està fixada a 3,6 m, però els ruixadors es poden col·locar al llarg de la canonada en diferents posicions (cada 0,6 m). En funció d'això, a la taula 3.3 es pot veure quina és la distribució requerida per a obtenir cada un dels cabals d'aplicació desitjats (vegeu també la figura 3.7).

3.4.2. TIPUS D'AGENTS EXTINTORS UTILITZATS

Hi ha tres tipus bàsics d'escumes que es poden utilitzar en sistemes amb ruixadors i/o polvoritzadors:

1. *Escumes proteiques*: són concentrats d'escumes sintetitzats a partir de la hidròlisi de proteïnes, que a més porten additius estabilitzants i inhibidors. Normalment, vénen preparades per a utilitzar-les en concentracions del 3 % o 6 % en la barreja amb aigua.
2. *Escumes fluoroproteiques*: són molt semblants a les anteriors, però, a més porten incorporat un additiu fluorat d'acció surfactant. Formen una capa d'escuma que impedeix a l'aire de penetrar alhora que inhibeix la vaporització del combustible. També es solen utilitzar en concentracions del 3 % o 6 %.
3. *Escumes formadores de film aquós (AFFF)*: es tracta de surfactants fluorats, amb estabilitzants i additius. Aquestes escumes actuen com una barrera al pas de l'aire o oxigen cobrint la superfície amb un film aquós que impedeix també el pas dels vapors combustibles. Igual que en els dos casos anteriors s'utilitzen en concentracions del 3 % o 6 %.

En la majoria de proves, l'agent extintor utilitzat fou escuma, encara que a efectes comparatius alguns tests es van fer amb aigua sola. El tipus d'escuma utilitzat fou l'AFFF, fabricat per SABO a Itàlia. Les seves característiques són:

AFFF	_____ 3 % Hydral-3 Aqueous Film Forming Foam Proporció de barreja, 3 % Temperatures de treball: -12 °C/+45 °C
-------------	---

Les proves de qualitat de l'escuma pel que fa als aspectes d'expansió i drenatge (no de característiques físiques i químiques) es van fer d'acord amb la norma ISO DIS 7203-1: «Fire Extinguishing media –Foam Concentrates– Part 1, Specification for low expansion foam concentrates for top application to water-immiscible fuels».

3.5. DESCRIPCIÓ DEL SISTEMA DE MESURA I APARELLS UTILITZATS

Durant les proves es realitzaven tota una sèrie de mesures: calor alliberada, radiació, temperatures, cabals i pressió de l'aigua i del combustible. Totes les proves es filmaren en vídeo, així com també en un sistema d'infraroig per a poder complementar els perfils de temperatura.

3.5.1. MESURES DE LA TEMPERATURA

A cada prova es mesurava la temperatura a 83 posicions del mòdul. La majoria de termoparells mesuren temperatures de superfícies, però en alguns punts s'utilitzaven també termoparells de placa. Dins la bomba es mesurava també la temperatura de l'aire.

Els termoparells utilitzats eren del tipus K, amb un diàmetre de cable de 0,51 mm. Normalment, es soldaven a la superfície que calia mesurar perquè hi hagués un bon contacte tèrmic.

TAULA 3.4. Posicions de tots els termoparells per a la mesura de la temperatura al mòdul de proves.

<i>Mesura número</i>	<i>Posició</i>	<i>Mesura</i>	<i>Tipus de termoparell</i>
1-20	Dins el cilindre	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
21-24	Exterior del cilindre	Temperatura d'exposició	Termòmetre de placa
25-29	Exterior de la paret NO	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
30-45	Exterior al <i>rack</i> de canonades	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
46	Exterior al <i>rack</i> de canonades	Temperatura d'exposició	Termòmetre de placa
47-53	Dins la bomba	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
54	Dins la bomba	Temperatura de l'aire	Cable soldat de 0,25 mm
55-59	Exterior de la paret NE	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
60-68	Exterior de la paret E	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
69-71	Interior de la paret E	Temperatura d'exposició	Termòmetre de placa
72-77	Sobre les cubetes	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat
78-83	Exterior de la campana del mòdul	Temperatura de l'acer	Tipus K, soldat

Els termoparells de placa consisteixen en una caixeta d'acer inoxidable (Inconel) de 100 mm × 100 mm × 15 mm, amb un termoparell soldat a la part interna de la cara frontal i tot ple d'aïllant resistent a la temperatura. Per tal d'aconseguir una emissivitat elevada (propera a 1,0) abans d'utilitzar-los per primera vegada s'escalfaven fins a 1.000 °C. Amb aquest sistema, el termòmetre enregistra la temperatura vertadera (combinació de convecció i radiació neta) a la qual es troba sotmesa l'estructura.

Totes les temperatures quedaven automàticament enregistrades en un Schlumberger ORION delta logger –anomenat ORION2–, en intervals de 6 segons. Les mesures s'iniciaven normalment 1 minut abans de la ignició. A la taula 3.4 es detallen les posicions dels 83 punts de mesura (vegeu també la figura 3.8).

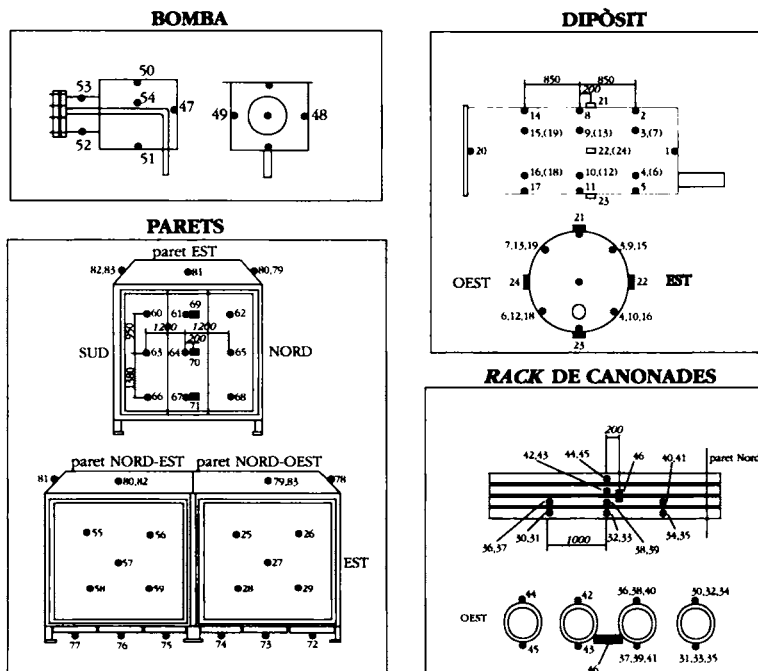


FIGURA 3.8. Posició dels termoparells a les diferents parts del mòdul de proves.

3.5.2. ALTRES MESURES REALITZADES

La calor alliberada durant l'incendi es mesurava amb un calorímetre de gran capacitat (vegeu la figura 3.9). El funcionament d'aquest calorímetre es basa en el fet que la majoria de materials alliberen la mateixa quantitat de calor per unitat d'oxigen consumit –aproximadament $13 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ d'oxigen.

El calorímetre recollia tots els gasos de combustió a través de la campana situada damunt el mòdul de proves, en mesurava el contingut d'oxigen i el cabal per tal d'obtenir el consum d'oxigen per unitat de temps i, per tant, la calor total alliberada. També es mesuraven el contingut de CO_2 i CO , la qual cosa permet calcular la quantitat total d'aquests gasos que s'alliberen durant l'incendi.

El cabal de fums es determinava amb un sensor bidireccional que mesurava la velocitat i amb un termoparell (protegit de la radiació) que en mesurava la temperatura. En un determinat punt del conducte de sortida dels gasos, es prenen mostres del fum i es portaven directament a l'analitzador de gasos. Aquest estava connectat a un registrador Schlumberger ORION delta logger – anomenat ORION1. Les dades es processaven constantment de manera que es podia veure també la part con-

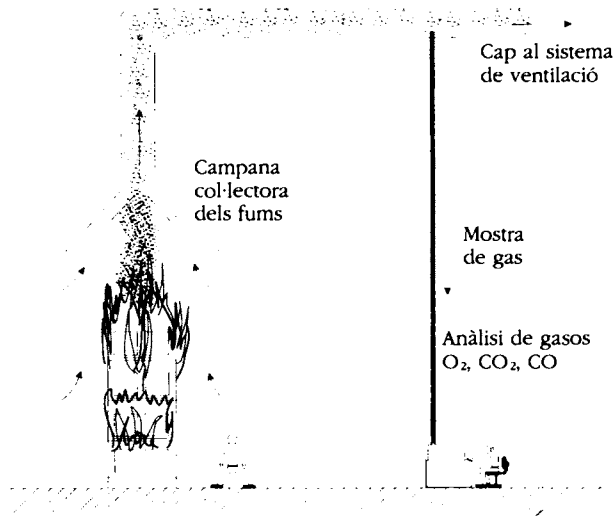


FIGURA 3.9. Esquema del calorímetre industrial de SP.

vectiva de la calor alliberada mentre s'estava realitzant la prova (Dahlberg, 1992).

Una altra de les mesures realitzades és la radiació. La radiació es mesurava en tres punts situats a la cara sud del mòdul (vegeu la figura 3.10), sempre en les mateixes posicions, però encarats cap al centre de l'incendi, segons cada prova.

Els radiòmetres eren del tipus Medtherm, un treballant de $0-20 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ i els altres dos de $0-10 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$. Per tal de poder comparar el grau de control dels incendis, per a cada prova es calculà la «radiació relativa». Això es fa normalitzant el valor de radiació que s'obté just abans que s'iniciï l'extinció de l'incendi a 1,0.

El càlcul de la radiació relativa es fa a partir de la lectura del radiòmetre que treballa en la zona entre $0-20 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$, que era el més proper a l'incendi.

El cabal d'aigua (o barreja) utilitzat pel sistema d'extinció es mesurava amb un cabalímetre Maxi-Mag de Fisher & Porter, que podia treballar entre $0-400 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$ o $0-2.000 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$. Normalment, es treballava en el primer rang.

La pressió es mesurava just després del cabalímetre (vegeu la figura 3.3) mitjançant un transductor de pressió amb un rang de treball entre $0-10 \text{ bar}$. En els casos en els quals el combustible es subministrava a pressió, aleshores també es mesuraven el cabal i la pressió.

Totes aquestes mesures es registraven a l'ORION1 automàticament a intervals d'aproximadament 1,2 segons. Les mesures s'iniciaven aproximadament un minut abans de la ignició. A la taula 3.5 es resumeixen totes aquestes mesures.

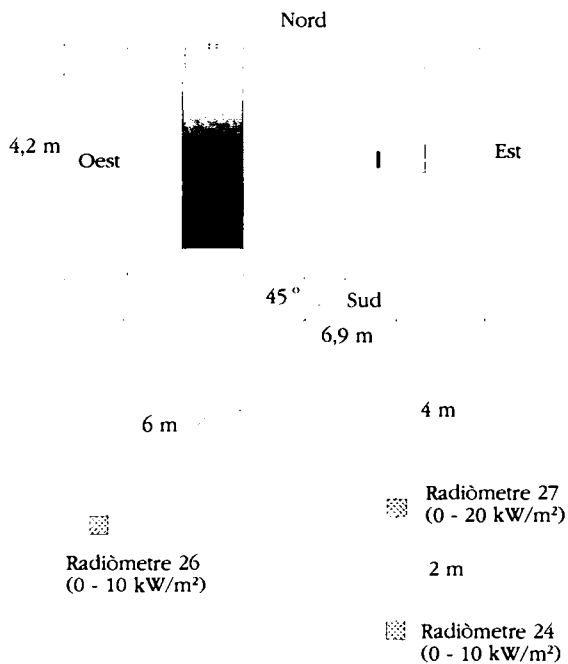


FIGURA 3.10. Posició dels radiòmetres respecte el mòdul.

TAULA 3.5. Distribució dels punts de mesura connectats a l'ORION1.

Mesura número	Mesura	Tipus d'aparell	Observacions
1	Temperatura	Termoparell tipus K	Conducte de sortida
8	Pressió dinàmica	Micromanòmetre F&P	Conducte de sortida
5	CO ₂	Siemens Ultramat 22P	
6	CO	Siemens Ultramat 22P	
7	O ₂	Siemens Oxymat 5E	
12	Cabal d'aigua/escuma	Cabalímetre F&P0-400 l·min ⁻¹	
14	Massa de combustible	Balança de 0-650 kg	
21	Pressió del combustible	Transductor de 0-10 bar	
24	Radiació	Medtherm 0-10 kW·m ⁻²	6 m al sud de cubeta ECT
26	Radiació	Medtherm 0-10 kW·m ⁻²	6 m al sud-oest de la unió dels dos submòduls
27	Radiació	Medtherm 0-20 kW·m ⁻²	4 m al sud de cubeta ECT
31	Pressió d'aigua/escuma	Transductor de 0-10 bar	Anomenada P1

3.6. DESCRIPCIÓ DE LES PROVES REALITZADES

L'objectiu principal de les proves dutes a terme era l'obtenció de dades que permetessin validar estudis de modelització teòrica o semiteòrica del fenomen.

Les variables considerades són les següents (entre parèntesis es donen les abreviacions utilitzades en les taules):

- Tipus d'incendi
 - bassals de foc (PF)
 - incendis de dolls de líquid (LJF)
 - incendis de dolls de gas (GJF)
 - incendis de dolls de líquid procedents de la brida (FLJF)
 - incendis en moviment (3DF)
- Tipus de combustible
 - hexà (HX): representatiu dels hidrocarburs lleugers
 - heptà (HP): representatiu dels hidrocarburs de volatilitat mitjana
 - querosè (KE): representatiu dels hidrocarburs pesants
 - propà (LPG): per als incendis de dolls de gas
- Tipus de ruixadors i polvoritzadors
 - ruixador SPK0
 - ruixador SPK1
 - polvoritzador SPY0
- Nombre i posició dels ruixadors/polvoritzadors
- Condicions d'operació del sistema d'extinció
 - temperatura de l'aigua (solució escumògena): temperatura normal, 20 ± 1 °C (NT); temperatura elevada, 40 ± 1 °C (HT)
 - pressió de l'aigua (solució escumògena): normal (NP), baixa (LP) i alta (HP)
- Temps previ a l'extinció
 - 30 s
 - 60 s

A continuació, es detallen les proves realitzades amb bassals de foc.

Bassals de foc de 4 m² (Proves núm. 1 a núm. 19)

Bassals de foc a les cubetes CCE, CIE, CCO i CEE utilitzant com a combustibles HX, HE i KE, amb escuma i sense, variant el temps previ a l'extinció i el nombre, tipus i posició dels ruixadors, així com el cabal d'aplicació i la pressió. La taula 3.6 resumeix les característiques d'aquestes 19 proves i els resultats més immediats obtinguts.

TAULA 3.6. Resum de les característiques de les 19 primeres proves.

Prova núm.	Cubeta	Comb.	Ruixador polvoritzador	Factor K	Cabal d'aplicació (l·min ⁻¹ ·m ⁻²)	Cabal total (l·min ⁻¹)	Pressió (bar)	Temps de preignició (s)
1	ECT	HE	2 SPK0/125°	58,8	10,2	176	2,2	30
2	ECT	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	30
3	ECT	HE	1 SPK1/90°	82,6	10,2	132	2,6	30
4	EIT	HE	1 SPK1/90°	82,6	10,2	132	2,6	30
5	EIT	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	30
6	ECT	HE	1 SPK0/125°	58,8	10,2	132	5,0	30
7	ECT	HE	1 SPK0/125°	58,8	6,5	84	2,0	30
8	ECT	HE	1 SPK0/125°	58,8	6,5	84	2,0	30
9	ECT	HX	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	30
10	ECT	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	90
11	ECT	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	30
12	WCT	HX	2 SPK0/125°	80	14,2	246	2,4	60
13	WCT	HX	2 SPK0/125° 1 SPY0/90°	80 24,4	14,2+ 14,2	296	2,4	60
14	WCT	HX	2 SPK0/125° 1 SPY0/90°	80 24,4	14,2+ 14,2	296	2,4	60
15	WCT	HX	2 SPK0/125°	80	10,2	246	2,4	60
16	EET	HE	1 SPK0/90°	58,8	10,2	95	2,6	30
17	EET	HE	1 SPY0/90°	55,1	10,2	95	3,0	30
18	EET	HE	1 SPY0/90°	55,1	10,2	95	3,0	30
19	EET	HE	1 SPK0/90°	58,8		95	2,6	30

Bassals de foc en superfícies grans (Proves núm. 88 a núm. 92)

En aquest cas s'utilitzen tres cubetes alhora, de manera que l'àrea del bassal sigui de 12 m² (vegeu la taula 3.7).

A l'annex I es poden trobar les dades referents a la resta de proves realitzades, corresponents a dolls de líquid, dolls de líquid en brides, dolls de gas, dolls de líquid incidint sobre el *rack* de canonades i sobre el dipòsit i incendis en moviment.

TAULA 3.7. Resum de les característiques de les proves 88 a 92.

<i>Prova núm.</i>	<i>Cubeta</i>	<i>Ruixador polvoritzador</i>	<i>Factor K</i>	<i>Cabal d'aplicació (l·min⁻¹·m⁻²)</i>	<i>Cabal total (l·min⁻¹)</i>	<i>Pressió (bar)</i>	<i>Temps de preignició (s)</i>
88	WET-WIT	2 SPK0/125° 1 SPY0/90°	80 24,4	14,2+	296	2,4	30
89	WET-WIT	2 SPK1/125° 1 SPY0/90°	82,6	14,2+	296	2,2	30
90	WET-WIT	2 SPK0/125°	34	6,5	112	2,7	60
91	WET-WIT	2 SPK1/125°	32	6,5	112	3,1	60
92	WIT-ECT	2 SPK0/125° 1+1SPY0/90°	58,8 24,4	6,5+	268	2,0	60

3.7. RESULTATS EXPERIMENTALS

De l'experimentació duta a terme en les instal·lacions d'Itàlia i Suècia se'n seleccionà la part més interessant per al seu tractament en el present treball. Els resultats experimentals obtinguts a Itàlia, que foren en part la base per a l'experimentació efectuada a Borås, foren deixats de banda, ja que aquesta segona fase experimental presentava el major interès de la gran escala a la qual es treballà.

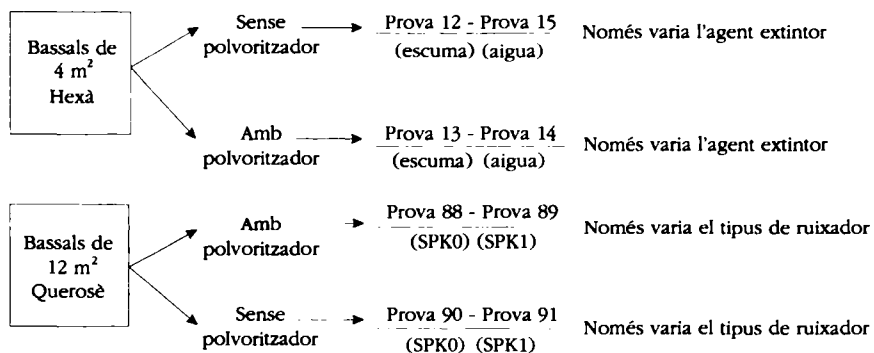
Aquest estudi s'ha basat, doncs, en els incendis de bassals de superfície 12 m² i 4 m² amb diferents combustibles: en el desenvolupament de l'incendi, en la seva acció sobre l'equipament (dipòsit) i en la seva extinció mitjançant l'aplicació d'escuma.

4. DESCRIPCIÓ I ANÀLISI DE RESULTATS

4.1. INTRODUCCIÓ

Per als bassals de foc sota el dipòsit es varen dur a terme vuit proves, quatre amb un bassal de 4 m² i s'utilitzà com a combustible hexà (proves 12, 13, 14 i 15), i quatre més amb un bassal de 12 m² i s'utilitzà com a combustible querosè (proves 88, 89, 90 i 91).

En cada una de les proves, cal distingir dues etapes clarament diferenciades. La primera etapa és de desenvolupament de l'incendi i dura 30 s o 60 s, depenent de la prova; la segona etapa s'inicia a partir del moment en què s'activen els sistemes d'extinció. Pel que fa a la primera etapa, les proves 12, 13, 14 i 15 són exactament iguals entre elles i també ho són les proves 88, 89, 90 i 91. En canvi, durant la segona etapa:



Per a cada mida de bassal, en dos de les proves s'utilitzà un polvoritzador que es situà just a sota del dipòsit, per a millorar-ne la refrigeració. A més, en el cas dels bassals de 4 m², en dues de les proves (12 i 13) s'utilitzà com a agent ex-

tintor una barreja aigua/escuma, mentre que en les altres dues (14 i 15) s'utilitzà aigua sola. Això fa que durant la segona fase les quatre proves siguin diferents. En els bassals de 12 m² el que varia no és l'agent extintor, sinó el tipus de ruixador, però això també fa que durant la segona fase aquestes quatre proves també siguin diferents.

En aquest capítol s'analitzen els resultats obtinguts en aquestes vuit proves pel que fa a reproductibilitat, estat estacionari, calor total i de convecció emesa

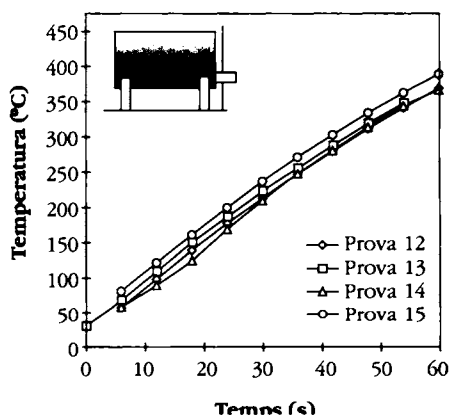


FIGURA 4.1.a. Evolució de la temperatura del dipòsit segons el temps en la posició del termoparell núm. 5. Proves 12, 13, 14 i 15 (4 m², hexà).

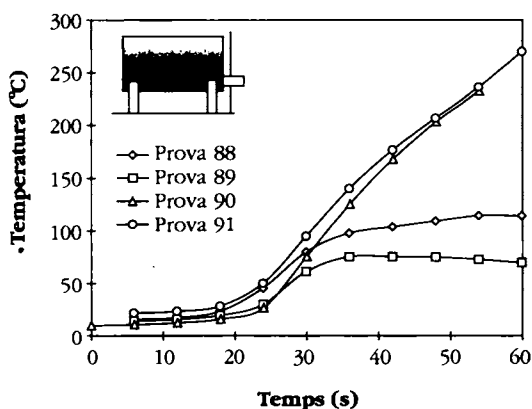


FIGURA 4.1.b. Evolució de la temperatura del dipòsit segons el temps en la posició del termoparell núm. 5. Proves 88, 89, 90 i 91 (12 m², querosè). Pot observar-se com, en bassals de diàmetre gran, l'evolució de l'incendi presenta una certa dispersió en la fase inicial.

per l'incendi i evolució de les temperatures als diferents punts del dipòsit, tant durant el desenvolupament de l'incendi com durant la fase d'extinció.

4.2. REPRODUCTIBILITAT DE LES PROVES I ESTAT ESTACIONARI

Per tal de comprovar la reproductibilitat de les proves i, per tant, assegurar que són comparables, s'ha representat en un gràfic l'evolució de la temperatura del dipòsit en funció del temps, per a cada termoparell, conjuntament per a les proves 12, 13, 14 i 15 i per a les proves 88, 89, 90 i 91, durant els primers 60 s (en els quals les quatre proves de cada grup presenten les mateixes característiques exceptuant la 88 i la 89 que tenen un període de preencesa de 30 s, a partir del qual s'activava el sistema d'extinció). A les figures 4.1.a i 4.1.b es poden veure els gràfics corresponents al termoparell número 5.

En general, el comportament observat en el conjunt de tots els termoparells mostra que les proves 12, 13 i 14 són pràcticament sempre idèntiques. La prova número 15 segueix el mateix comportament que les altres tres (de tipus lineal), però globalment presenta valors de temperatura lleugerament més grans (vegeu la figura 4.2).

Quant als bassals de 12 m² –proves 88, 89, 90 i 91–, la fase de desenvolupament de l'incendi era de 30 s per a les dues primeres proves (amb l'activació immediata del sistema d'extinció) i de 60 s per a les altres dues; això fa que la temperatura registrada en les proves 88 i 89 sigui pràcticament constant després dels primers 30 s.

A la figura 4.1.b es pot observar que la forma de les corbes és la mateixa per

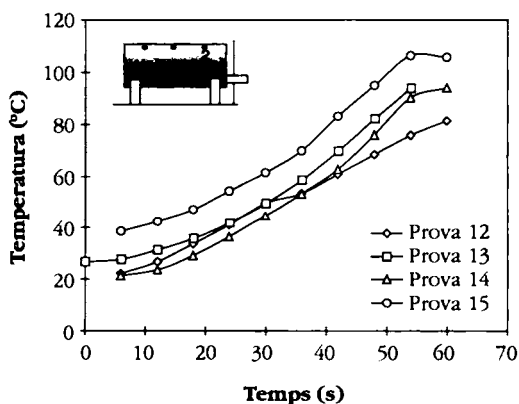


FIGURA 4.2. Evolució de la temperatura segons el temps per al termoparell núm. 2 i per a les proves núm. 12, 13, 14 i 15 (4 m², hexà).

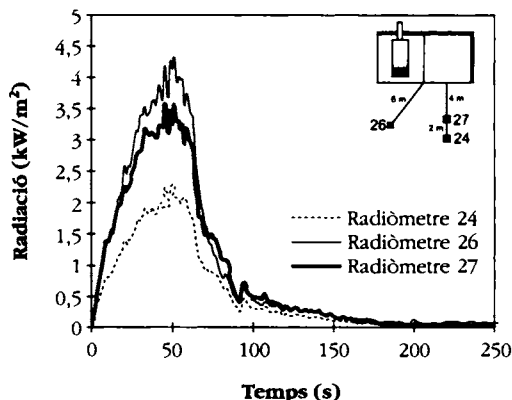


FIGURA 4.3. Evolució de la radiació emesa per l'incendi segons el temps, per a la prova núm. 13 (4 m², hexà). L'esquema de la part superior dreta mostra la disposició dels tres radiòmetres respecte el dipòsit.

a les quatre proves, i s'ha comprovat que també ho és en cada un dels termoparells; és, però, força diferent de la que mostraven les proves 12, 13, 14 i 15. En aquest cas, en lloc de tenir una forma lineal aquesta és aproximadament parabòlica. Això és degut a que el desenvolupament de l'incendi per damunt de la superfície del basal és més lent i això es reflecteix en un augment de la temperatura dels termoparells molt més pausada a l'inici (vegeu la figura 4.1.b). Després de la fase inicial, els 30 s restants –i únicament per a les proves 90 i 91– són pràcticament idèntics quant a la forma, però s'observa una petita desviació en els valors obtinguts.

En qualsevol cas, en ambdós casos les corbes mostren la reproductibilitat de les proves i, per tant, el fet que siguin comparables.

Pel que fa a l'estat estacionari, en les proves 12, 13, 14 i 15 s'assoleix aproximadament entre els 30 s i els 60 s; pot observar-se en la figura 4.2 com les temperatures registrades en les diferents proves arriben a adoptar valors aproximadament constants als 60 s d'iniciar-se el foc. Aquest fet es pot comprovar amb el gràfic de radiació en funció del temps, obtingut a partir de les dades enregistrades pels radiòmetres (vegeu la figura 3.8 per a saber la disposició exacta dels tres radiòmetres respecte el dipòsit).

La figura 4.3 mostra clarament com a partir dels 40 s, per al cas de la prova número 13, la radiació deixa d'augmentar i adquireix un valor aproximadament constant, amb les oscil·lacions usals en aquest tipus de fenomen. Això indica clarament que s'ha arribat a l'estat estacionari. Aquestes oscil·lacions estan associades a la turbulència existent i a la variabilitat en el temps de la forma, grandària i orientació de les flames. Posteriorment, la disminució de la intensitat de la

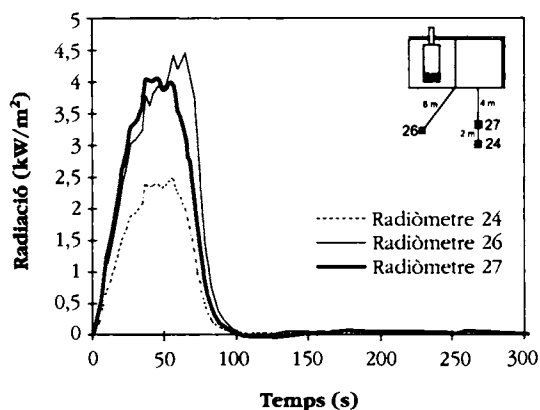


FIGURA 4.4.a. Evolució de la radiació segons el temps per a la prova núm. 88 (12 m², querosè).

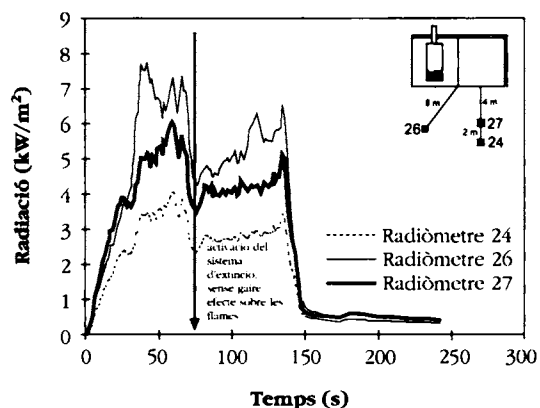


FIGURA 4.4.b. Evolució de la radiació segons el temps per a la prova núm. 91 (12 m², querosè).

radiació mostra els efectes de l'entrada en funcionament del sistema d'extinció.

Pel que fa al conjunt de proves 88, 89, 90 i 91, corresponents als bassals de 12 m², en cap cas es pot afirmar que en 60 s hagin arribat a l'estat estacionari.

Encara que la figura 4.4.a (prova número 88) sembla que mostri que la radiació deixi d'augmentar al voltant de 30 s, això és degut al fet que just en aquest instant es va activar el sistema d'extinció, si no hauria continuat augmentant com ho fan les proves 90 i 91 (vegeu la figura 4.4.b); el mateix pot dir-se de la prova número 89.

D'altra banda, de la figura 4.4.b no se'n pot pas deduir que la radiació deixi d'augmentar als 60 s; això ens indica, per tant, que encara no s'ha arribat a l'estat estacionari, és a dir, que el foc no està encara completament desenvolupat.

4.3. CALOR TOTAL I DE CONVECCIÓ EMESA DURANT L'INCENDI

4.3.1. CALOR TOTAL

La calor total i de convecció emeses durant cada una de les proves es mesuraven mitjançant un calorímetre adiabàtic, el qual permetia obtenir directament les corbes de calor segons el temps. La característica més destacable d'aquestes corbes és el canvi de pendent que es pot observar al voltant de $t = 30$ s (vegeu la figura 4.5); a partir d'aquest punt, la calor total alliberada continua augmentant, però d'una manera més pausada, fins al moment en què s'activa el sistema d'extinció (als 60 s); aleshores, s'observa el màxim de la corba, que coincideix amb la turbulència associada a aquesta activació. Posteriorment, l'acció del sistema d'extinció s'imposa i la calor generada va disminuint ràpidament fins a ser pràcticament nul·la (extinció del foc).

La calor total emesa per un incendi es pot determinar teòricament a partir de la velocitat de combustió i de l'entalpia de combustió del combustible que estigui cremant. Per unitat de superfície i de temps, la calor despresada és, doncs,

$$\dot{Q}_{tot}'' = \dot{m}'' \cdot \Delta H_c \quad [4.1]$$

on $\dot{m}''$ és la velocitat de combustió ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Segons Hottel (Mudan, 1984), la transferència de calor des del foc cap al bassal es pot representar per:

$$\frac{\dot{Q}}{(\pi d^2/4)} = \underbrace{\frac{4K_c}{d}(T_f - T_a)}_{\text{Calor per conducció}} + \underbrace{H(T_f - T_a)}_{\text{Calor per convecció}} + \underbrace{\sigma F(T_f^4 - T_a^4)(1 - e^{-\kappa d})}_{\text{Calor per radiació}} \quad [4.2]$$

En aquesta expressió, el primer terme del segon membre representa la velocitat de transferència de calor per conducció des de la paret del bassal; és un efecte de contorn, important només per a bassals de pocs centímetres de diàmetre i completament negligible en els incendis aquí tractats. El segon terme és la calor transferida per convecció, significativa també només per a diàmetres petits. De Ris i Orloff (Mudan, 1984) demostraren que per a la majoria de combustibles líquids la velocitat de combustió augmentava amb el diàmetre. Per a bassals de diàmetre superior a 1 m el terme de radiació és el que predomina, així es pot dir que en aquest cas:

$$\frac{\dot{Q}}{(\pi d^2/4)} = \sigma F(T_f^4 - T_a^4)(1 - e^{-\kappa d}) \quad [4.3]$$

La velocitat de combustió teòrica es determina dividint la calor que arriba al

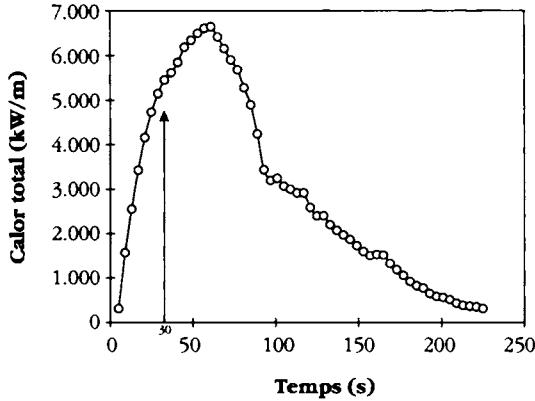


FIGURA 4.5. Evolució de la calor total emesa durant la prova núm. 13 (4 m², hexà), segons el temps.

bassal per la calor necessària per a la vaporització del combustible (escalfament més vaporització). En el cas d'un bassal de dimensions infinites s'obté la velocitat de combustió màxima per unitat de superfície:

$$\dot{m}_{max}'' = \frac{\sigma F (T_f^4 - T_a^4)}{\Delta H_v + c_p (T_b - T_a)} \quad [4.4]$$

Aleshores, per a un bassal de dimensions finites, la velocitat tindrà un valor menor que adopta l'expressió següent:

$$\dot{m}'' = \dot{m}_{max}'' (1 - e^{-Kd}) \quad [4.5]$$

De l'expressió [4.4] se'n pot deduir que durant el règim transitori la velocitat de combustió variarà amb el temps, ja que la temperatura de la flama també ho fa. Per altra part, cal tenir en compte que aquesta varia també amb l'altura. No s'ha trobat a la bibliografia cap correlació que doni la variació de la temperatura de la flama durant el règim transitori, atès que aquest és un aspecte que fins ara no havia estat objecte de cap estudi detallat. Ha estat necessari, doncs, obtenir una expressió que permetés calcular aquesta variació. Amb les dades experimentals de què es disposa s'ha trobat que durant el règim transitori la temperatura de la flama segueix una correlació del tipus:

$$T_f(t, b) = \frac{t}{(b + a \cdot t)} + c \quad [4.6]$$

on a i b són dos coeficients que en principi depenen de l'altura i c és una constant (vegeu l'annex II). Tot i que només es disposa de tres punts per a correlacionar a i b amb l'altura, sembla que dins la zona d'altures en què ens trobem —entre zero i dos metres— els coeficients a i b varien linealment amb l'altura (de manera general). En el cas particular dels bassals d'hexà de 4 m^2 a es manté aproximadament constant; s'obtenen els valors següents d'aquests paràmetres:

$$\begin{aligned}a &= 0,000851 \\b &= 0,0034 + 0,021 \cdot h \\c &= 290\end{aligned}$$

Com que no es disposa de dades experimentals de l'evolució de la temperatura de la flama just damunt del basal ($h = 0$), per a determinar-la es pot aplicar la correlació [4.6]. Per al cas dels bassals d'hexà de 4 m^2 , aquesta expressió adopta la forma següent:

$$T_f(t, h = 0) = \frac{10^4 \cdot t}{(34 + 8,51 \cdot t)} + 290 \quad [4.7]$$

on el temps s'expressa en segons i la temperatura en graus Kelvin. Cal tenir present, però, que aquesta temperatura s'ha extrapolat per a altura zero —a partir d'una correlació obtinguda per a altures entre 0,72 m i 1,92 m— i que a més correspon a la temperatura del centre de la flama, quan el que realment interessa és

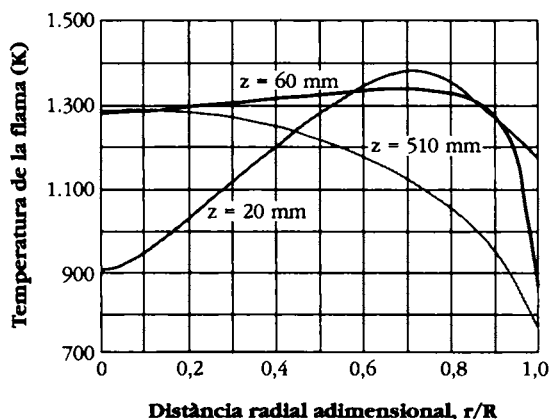


FIGURA 4.6. Variació radial de la temperatura de la flama per a tres altures diferents en un basal de foc de PMMA de 0,73 m de diàmetre (Modak, 1981).

una temperatura mitjana per a tota la superfície del basal. Per tal de corregir els errors que tot això pot comportar s'han tingut en compte els estudis fets per altres autors.

Segons Heskestad (SFPE, 1990), la temperatura de la flama a una determinada altura no és constant, sinó que disminueix a mesura que hom s'allunya del centre de la flama, essent a l'extrem més allunyat un 50 % inferior (en termes d'increment de temperatura respecte la temperatura ambient, que en aquest cas és al voltant de 290 K). Així, la temperatura mitjana de la flama per a una determinada altura es pot expressar:

$$T_{mitjana} = 0,75 \cdot T_f + 72,5$$

Les observacions de Heskestad no són del tot vàlides, però, quan s'està molt proper a la superfície del basal, ja que en aquest cas diversos fenòmens (entre ells el fet que la presència del vapor combustible, molt més fred que les flames, protegeix considerablement la superfície del basal de la radiació, cosa que afecta directament la velocitat de combustió) fan que el perfil de la temperatura sigui considerablement diferent al suposat per Heskestad (aquest autor suposa que el perfil de la temperatura és similar als corresponents a les altures 60 mm i 510 mm, de la figura 4.6). A la figura 4.6 es poden veure alguns dels resultats obtinguts per Modak (1981), on s'observa clarament el comportament de la temperatura de la flama en zones molt properes a la superfície del basal.

Segons aquests resultats, s'estima que l'error comès en determinar la temperatura mitjana de la flama just sobre el basal, segons les observacions de Heskestad, és al voltant del 20 %; és a dir, que en realitat el que es té és:

$$T_{mitjana} = 0,8 \cdot (0,75T_f + 72,5)$$

és a dir:

$$T_{mitjana} = 0,6 \cdot T_f + 58$$

Aquesta és l'expressió que s'utilitzarà per a estimar la temperatura mitjana de la flama a la superfície del basal; evidentment, els valors obtinguts s'han de prendre com a aproximacions al valor real, ja que aquest és desconegut, però es poden considerar prou acurats pels càlculs que s'han de dur a terme. Introduint, doncs, aquesta expressió, juntament amb l'equació [4.7] específica per a l'hexà (o la que correspongui en funció del combustible utilitzat) a l'equació [4.5] s'arriba a una expressió semiempírica que permet calcular la velocitat de combustió durant el règim transitori:

$$\dot{m}(t) = \frac{\sigma F}{\Delta H_v + c_p(T_b - T_a)} \left[\left(0,6 \left(\frac{t}{(b + a \cdot t)} + c \right) + 58 \right)^4 - T_a^4 \right] \cdot (1 - e^{-\kappa_d t}) \quad [4.8]$$

Aquesta equació permet alhora determinar semiempíricament la calor total teòrica alliberada durant el règim transitori en l'incendi d'un bassal. Com que per a la geometria d'aquest cas el factor de vista és la unitat, la calor total alliberada serà donada per l'expressió següent:

$$\dot{Q}_{total\ teòrica}'' = \sigma (T_{mujana}^4(t) - T_a^4) \cdot (1 - e^{-\kappa_d t}) \frac{\Delta H_c}{\Delta H_v + c_p(T_b - T_a)} \quad [4.9]$$

Durant un incendi, no tot el combustible evaporat arribarà a cremar i, per tant, aquesta calor teòrica serà la màxima possible, sempre superior a la calor real alliberada. A la figura 4.7 es pot veure la corba experimental de la calor total alliberada (corresponent a la prova núm. 13) i la corba teòrica calculada tal com s'ha descrit en els paràgrafs precedents.

En el context d'aquest estudi, cal fer una distinció entre dos rendiments diferents. S'entendrà per *rendiment de la combustió en l'incendi d'un bassal*, el quocient entre la calor real alliberada en la combustió d'un bassal lliure (no obstaculitzat) i la calor que s'alliberaria en el mateix bassal en el cas que la combustió fos completa:

$$\eta = \frac{\dot{Q}_{total\ real}''}{\dot{Q}_{total\ teòrica}''} = \frac{\text{Calor real alliberada en la combustió d'un bassal lliure}}{\text{Calor teòrica que s'alliberaria si la combustió fos completa}} \quad [4.10]$$

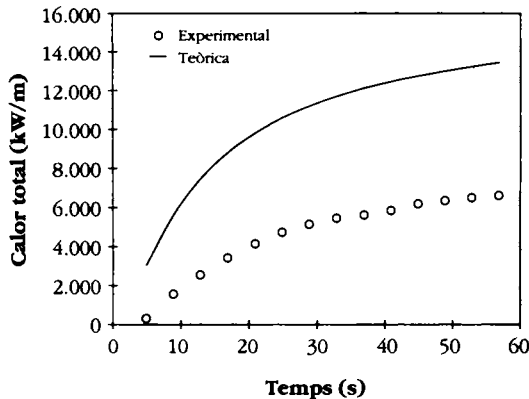


FIGURA 4.7. Evolució de la calor total, experimental i teòrica, segons el temps per a la prova núm. 13 (4 m², hexà).

A causa de les condicions en què s'ha dut a terme l'experimentació (acció del foc sobre un equip envoltat per aquest), s'introdueix un terme nou que s'anomenarà *factor d'obstaculització* (Planas-Cuchi *et al.*, 1996); aquest factor correspon al quocient entre la calor real alliberada en la combustió d'un bassal amb un obstacle (per ex., dipòsit) i la calor real alliberada en el mateix basal sense obstacle. D'aquesta manera, es té en compte la distorsió o alteració que l'obstacle provoca en l'incendi:

$$\xi = \frac{\dot{Q}_{total\ real, obst}''}{\dot{Q}_{total\ real}''} = \frac{\text{Calor real alliberada en la combustió d'un bassal amb un obstacle}}{\text{Calor real alliberada en la combustió del mateix basal sense obstacle}} \quad [4.11]$$

El factor ξ adoptarà, doncs, com a valor màxim la unitat en aquells casos en els que la influència de l'obstacle sigui negligible, i valors decreixents a mesura que augmenti la magnitud de l'obstaculització. Finalment, es defineix el *rendiment de la combustió amb obstacle* com el producte del rendiment de la combustió pel factor d'obstaculització,

$$\eta_{obst.} = \eta \cdot \xi = \frac{\dot{Q}_{total\ real, obst.}''}{\dot{Q}_{total\ teòrica}''} \quad [4.12]$$

És a dir, és la relació entre la calor real alliberada en la combustió d'un basal obstaculitzat (per ex., per un equip) i la calor teòrica que s'alliberaria si la

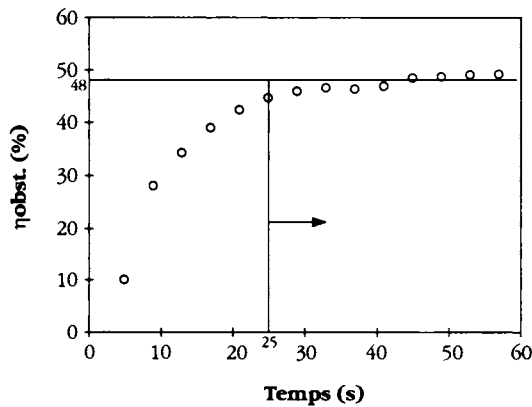


FIGURA 4.8. Evolució del rendiment de la combustió amb obstacle segons el temps per a la prova núm. 13 (4 m², hexà). Per a la $\dot{Q}_{total\ teòrica}''$ s'ha pres el valor obtingut pel mètode nou aquí proposat.

combustió fos completa i no obstaculitzada. Al gràfic de la figura 4.8 es pot veure com evoluciona el *rendiment de la combustió amb obstacle* (η_{obst}) en funció del temps per a la prova número 13.

En principi, aquesta corba hauria de ser, o bé una línia completament horitzontal (en el cas que des de l'inici de la prova es notés l'efecte del dipòsit amb una influència constant), o bé una corba que comencés aproximadament a 100 i anés disminuint fins a esdevenir constant a un valor determinat en el cas que a l'inici de la prova pràcticament no es notés l'efecte del dipòsit; de fet, en aquest cas el rendiment amb obstacle hauria de coincidir amb el rendiment sense obstacle i, per tant, al voltant del 92 % (Tewarson, 1990).

La raó per la qual el gràfic de la figura 4.8 no segueix, durant els 20 primers segons, cap dels dos comportaments exposats és que el mètode nou proposat (i, en particular, el càlcul de la temperatura de la flama) tendeix a sobreestimar la temperatura de la flama en els primers moments; com que en el càlcul de la calor total la temperatura està elevada a la quarta potència, un error que pot ser petit en la determinació de la temperatura passa a ser molt gran una vegada aquesta és introduïda a l'equació per al càlcul de la calor total. A la figura 4.8, doncs, la part de la corba corresponent a l'inici de l'incendi no té cap sentit real; el rendiment amb obstacle es determina pel valor aproximadament constant obtingut a temps més elevats (48 % en el cas de la figura 4.8).

Un altre terme que s'utilitzarà serà el que aquí s'anomena *relació d'obstaculització* i que fa referència al quocient entre la superfície projectada del dipòsit i la superfície del bassal,

$$R_{\text{obst}} = \frac{S_{\text{dipòsit}}}{S_{\text{bassal}}} = \frac{\text{Superfície projectada del dipòsit}}{\text{Superfície del bassal}} \quad [4.13]$$

4.3.2. EFECTE DEL DIPÒSIT SOBRE LA CALOR TOTAL ALLIBERADA EN LA COMBUSTIÓ

A la figura 4.8 es pot observar que el rendiment de la combustió en presència del dipòsit és al voltant del 48 %, força inferior als valors de rendiment de la combustió (sense dipòsit) que es poden trobar a la bibliografia.

Per a bassals d'hexà, les dades obtingudes en la bibliografia (Tewarson, 1990) donen valors al voltant del 92 % per al rendiment de combustió de bassals lliures. Aquesta disminució en el rendiment de la combustió s'ha d'atribuir a la presència del dipòsit, ja que en el cas d'incendis amb les mateixes dimensions i el mateix combustible, en els quals no hi ha dipòsit al mig –com és el cas de les proves número 9 i 87– els rendiments obtinguts són molt més elevats, al voltant dels valors esmentats a la bibliografia (vegeu la figura 4.9.a).

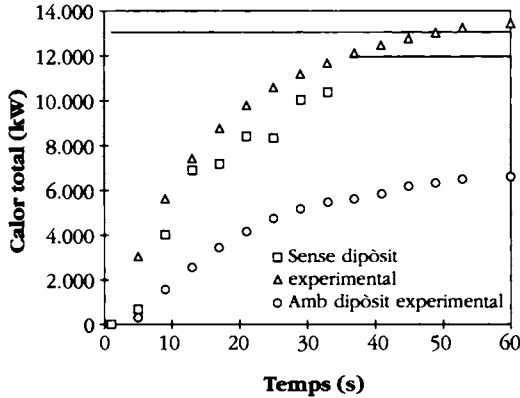


FIGURA 4.9.a. Evolució de la calor total experimental segons el temps per a les proves núm. 9 i 13 (4 m² i hexà, sense i amb dipòsit, respectivament). La línia horitzontal contínua correspon al valor de la calor total teòrica en estat estacionari, calculada a partir de la velocitat de combustió proposada per Babrauskas; la línia discontinua correspon a la calor despresada amb un rendiment de combustió del 92 %.

Si es calcula la calor total teòrica alliberada en estat estacionari, a partir de la velocitat de combustió determinada amb l'equació proposada per Babrauskas (1990), per a un basal d'hexà de 4 m² s'obté una calor de 13.045 kW; aplicant el mètode proposat en els paràgrafs anteriors, vàlid fins i tot durant el transitori, s'obté un valor de 13.440 kW al cap de 60 s (és a dir, una vegada assolit l'estat estacionari). La concordança d'aquests dos valors (un error del 3 % respecte el va-

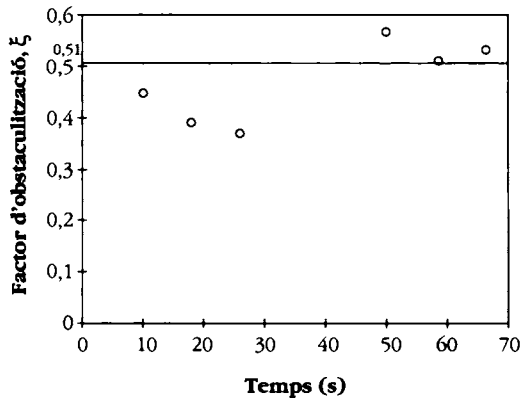


FIGURA 4.9.b. Evolució del factor d'obstaculització segons el temps per a un basal d'hexà de 4 m².

lor més alt) posa de manifest la validesa d'aquest mètode. A la figura 4.9.a es pot veure que sense el dipòsit en, aproximadament, 40 segons s'arriba pràcticament a l'estat estacionari amb un rendiment de la combustió lleugerament inferior al 92 % (79 % als 33 s).

Pel que fa al factor d'obstaculització, es pot veure a la figura 4.9.b que és un paràmetre que, tot i presentar una certa dispersió, es manté aproximada-

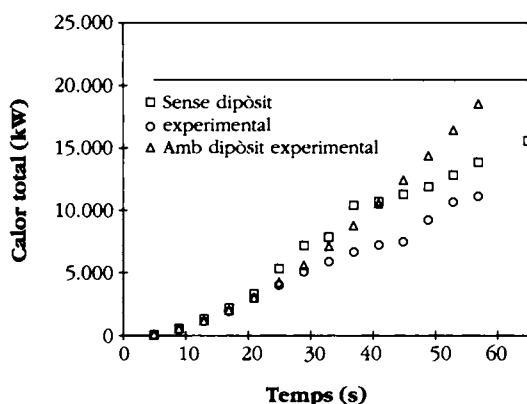


FIGURA 4.10.a. Evolució de la calor total experimental segons el temps per a les proves núm. 91 i 92 (12 m², querosè, amb i sense dipòsit). La línia horitzontal correspon al valor de la calor total teòrica en estat estacionari, calculada a partir de la velocitat de combustió proposada per Babrauskas.

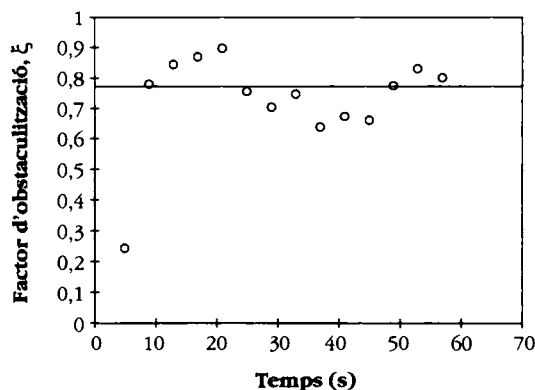


FIGURA 4.10.b. Evolució del factor d'obstaculització segons el temps per a un bassal de querosè de 12 m².

ment constant en el temps (evidentment, ha de ser així per a un sistema donat). En el cas dels bassals d'hexà de 4 m² és al voltant de 0,53 per una relació d'obstaculització del 90 % (és a dir, que el dipòsit fa «ombra» a un 90 % de la superfície del bassal). El factor d'obstaculització ens dóna una idea de la disminució que experimentarà el rendiment de la combustió a causa de la presència del dipòsit.

En el cas dels bassals de 12 m², si es calcula la calor total teòrica alliberada en estat estacionari, a partir de la velocitat de combustió segons Babrauskas, s'obté el valor de 20.452 kW. Aplicant el nou mètode aquí proposat el resultat obtingut és, al cap de 60 s, de 18.535 kW. La notable diferència que hi ha entre ambdós valors s'explica pel fet que 60 s no són suficients perquè els bassals de 12 m² arribin a l'estat estacionari, com ja s'ha vist a l'apartat 4.2; experimentalment, el valor obtingut és d'11.100 kW. Això vol dir que el rendiment de la combustió amb obstacle és, al cap de 60 s, al voltant del 60 % (utilitzant el valor de la calor teòrica per al règim transitori).

Igual que en el cas dels bassals de 4 m², s'ha comparat amb un bassal d'iguals dimensions i amb el mateix combustible (prova 92), però sense dipòsit al mig (vegeu la figura 4.10). En aquest cas, després de 60 s el valor de la calor total emesa era d'uns 15.600 kW i, per tant, el rendiment de la combustió era del 85 % prenent el valor corresponent al règim transitori (si es pren com a referència el valor màxim, corresponent al règim estacionari, calculat segons l'equació de Babrauskas, el rendiment passa a ser del 77 %).

En aquest cas, l'efecte del dipòsit és menys important que en el cas dels bassals de 4 m², ja que la relació d'obstaculització és molt menor, 30 %. Això queda reflectit també a la figura 4.10.b, on es pot veure l'evolució del factor d'obstaculització segons el temps, en aquest cas és molt més elevat; tot i que en aquest cas presenta més oscil·lacions que en els bassals de 4 m², la tendència és la de mantenir-se al voltant del 77 %.

4.3.3. CALOR DE CONVECCIÓ

La calor total emesa durant un incendi es distribueix bàsicament entre una part convectiva i una part radiativa:

$$\dot{Q}_{tot}'' = \dot{Q}_{conv}'' + \dot{Q}_{rad}'' \quad [4.14]$$

Ambdues components es poden determinar separatament i independentment de $\dot{Q}_{tot}''$. La calor de radiació es pot determinar mitjançant la mesura amb radiòmetres. La calor emesa per convecció es pot determinar, per exemple, a partir del cabal i la temperatura dels gasos generats sabent que:

$$\dot{Q}_{conv} = \dot{m}_{fums} \cdot c_{p_{fums}} \cdot \Delta T_{fums} \quad [4.15]$$

Durant les proves realitzades, aquestes mesures es feien en el calorímetre i eren processades donant directament els valors de $\dot{Q}_{tot}^*$. A títol d'exemple, a la figura 4.11 es pot veure la corba de la calor de convecció emesa durant la prova número 14. La tendència és semblant a l'observada en l'evolució de la calor total despresa: un progressiu increment en la calor generada per convecció, amb un fort pendent durant els primers 30 segons; a continuació, un increment més suau –amb una certa dispersió deguda a la turbulència i irregularitat del foc– fins a assolir el valor màxim als 60 segons; posteriorment, una forta disminució originada per l'entrada en acció del sistema d'extinció.

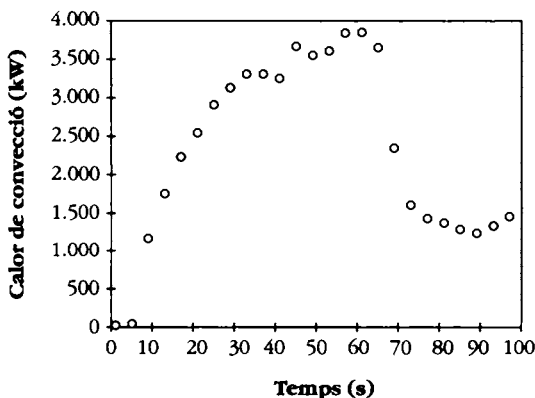


FIGURA 4.11. Evolució de la calor de convecció emesa segons el temps, durant la prova núm. 14 (4 m², hexà).

De les dades obtingudes se'n pot deduir que per als incendis d'hexà (corresponents als bassals de 4 m²) la calor emesa per convecció representa al voltant del 57 % de la calor total. En el cas del querosè, només es disposa de dades per a les proves número 90 i 91, però donen uns valors al voltant del 65 % de la calor total. El fet que els incendis de querosè alliberin més calor en forma de convecció s'ha d'atribuir al fet que els fums que emeten són molt més negres; això fa que l'incendi sigui menys lluminós i, per tant, que s'alliberi menys calor en forma de radiació. Tota la calor que no s'alliberi en forma de radiació ho farà en forma de convecció.

En aquest cas, s'ha volgut comprovar, també, l'efecte que podia tenir el dipòsit en la fracció de calor alliberada en forma de convecció. A la figura 4.12.a i 4.12.b es pot veure com en el cas dels bassals de 4 m², amb una relació d'obstaculització del 90 %, la fracció de calor alliberada en forma de convecció és al voltant d'un 20 % superior a la que s'allibera en bassals amb una relació d'obstaculització del 0 % (sense cap obstacle).

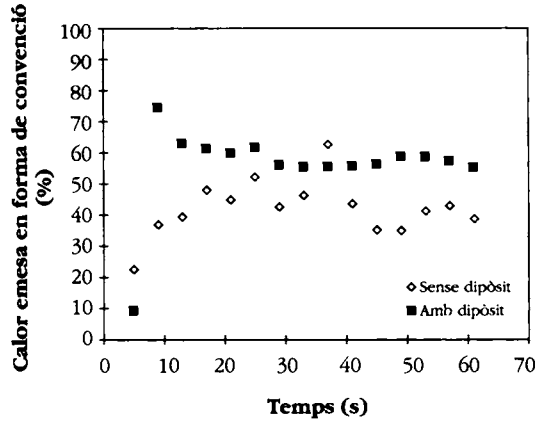


FIGURA 4.12.a. Evolució de la calor emesa en forma de convecció segons el temps per a les proves núm. 9 i 13 (4 m², hexà, sense i amb dipòsit, respectivament).

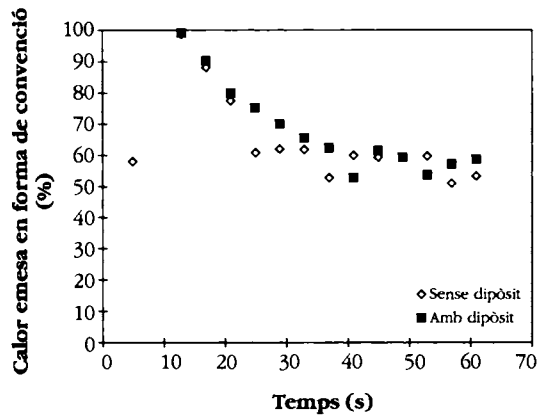


FIGURA 4.12.b. Evolució de la calor emesa en forma de convecció segons el temps per a les proves núm. 91 i 92 (12 m², querosè, amb i sense dipòsit, respectivament).

En canvi, per a relacions d'obstaculització del 30 % (vegeu la figura 4.12.b) i per al cas del querosè, no s'aprecia cap diferència respecte el basal sense dipòsit. Cal dir que en ambdós casos les dades més representatives són les que hi ha a partir de 30 s, ja que la fase inicial presenta moltes fluctuacions degut a que l'incendi tot just està en el seu inici i les dades que apareixen s'ha de considerar que no tenen cap sentit físic.

El més remarcable de la figura 4.12.a és que segons dades obtingudes de la bibliografia (Tewarson, 1990) per a bassals d'hexà, la calor de convecció representa el 61 % de la calor total, mentre que el valor obtingut aquí és al voltant del 45 % per a bassals sense obstacles i del 55 % per a bassals amb obstacles. El valor del bassal amb obstacle s'acosta, doncs, força més al valor de Tewarson; cal tenir en compte, però, que aquest autor (que el dóna per a bassals sense obstacles) experimentà amb incendis de dimensions molt menors (al voltant d'1 m²), per la qual cosa probablement la comparació entre ambdós conjunts de dades no té gaire sentit. D'altra banda, per a bassals de més grandària els tres valors (bibliografia/bassal amb dipòsit/bassal sense dipòsit) coincideixen amb valors al voltant del 65 %.

4.4. EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES A LA PARET DEL DIPÒSIT

En aquest apartat s'analitzen les temperatures del dipòsit, tant durant la fase de desenvolupament de l'incendi com durant la fase d'extinció.

És clar que, atès que la temperatura de les flames varia amb l'altura respecte el bassal, també ho farà la temperatura als diferents punts del dipòsit. Per tant, en principi, sembla evident que al fons del dipòsit la temperatura ha de ser més elevada que no a la part superior. D'altra banda, atesa la simetria del dipòsit i de l'incendi, els punts simètrics situats a una mateixa altura hauran de presentar valors de temperatura semblants (bé que aquí és d'esperar una certa influència de la asimetria del foc deguda a l'aparició de vent).

4.4.1. EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES DURANT EL PRIMER MINUT

L'anàlisi de les gràfiques de l'evolució de la temperatura als diferents punts del dipòsit segons el temps permet –en la majoria dels casos, com ja es veurà– distingir cinc zones diferents, on cada canvi de pendent de la corba representa la transició d'una zona a una altra.

La primera fase correspon al desenvolupament de l'incendi i dura –excepte en les proves 88 i 89– un minut. Durant aquest primer minut es pot veure que la temperatura a qualsevol punt del dipòsit augmenta linealment amb el temps. El pendent de la línia varia segons la posició on es faci la mesura i depenent sobretot del grau d'incidència que tingui la flama en aquell punt. En un minut, al fons del dipòsit, la temperatura passa de la condició ambient (vegeu la figura 4.13) a valors superiors als 350 °C, mentre que als laterals inferiors la temperatura no supera els 250 °C i a la part superior la temperatura màxima és de 125 °C. Aquests valors es repeteixen per a les proves 12, 13, 14 i 15.

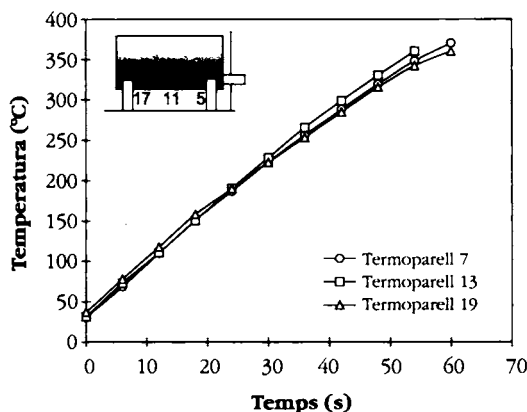


FIGURA 4.13.a. Evolució de la temperatura del dipòsit durant el primer minut per a la prova núm. 13 (4 m², hexà). Part inferior del dipòsit.

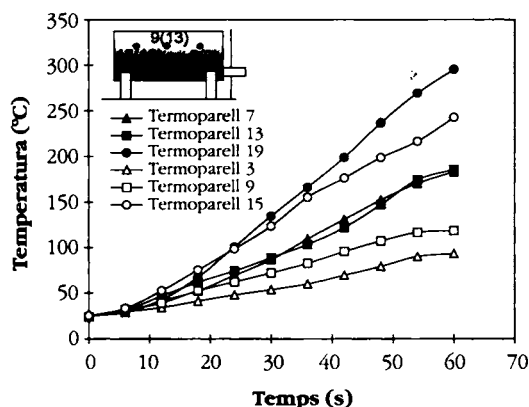


FIGURA 4.13.b. Evolució de la temperatura del dipòsit durant el primer minut per a la prova núm. 13 (4 m², hexà). Laterals superiors del dipòsit.

En canvi, per a les proves 90 i 91, que corresponen als bassals de 12 m², s'observa un lleuger increment en aquests valors màxims i menys diferència entre els diferents punts del dipòsit; en ser més gran, l'incendi arriba de manera molt més uniforme a tots els punts. Així, la part inferior del dipòsit presenta un valor màxim de 350 °C, i els laterals de la part inferior i els punts de la part superior assoleixen valors màxims al voltant dels 300 °C.

A la figura 4.13 es pot veure com dels quatre gràfics que hi ha, el corresponent als termoparells dels laterals de la part superior del dipòsit (vegeu la figura

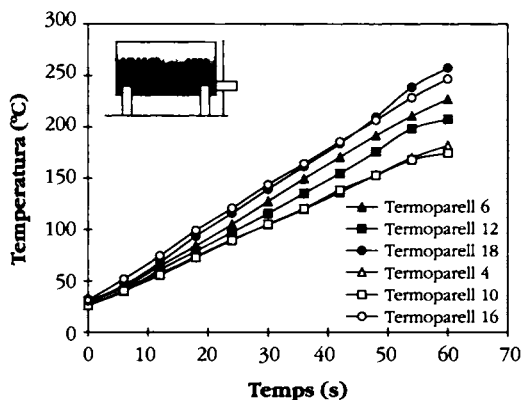


FIGURA 4.13.c. Evolució de la temperatura del dipòsit durant el primer minut per a la prova núm. 13 (4 m², hexà). Lateral inferior del dipòsit.

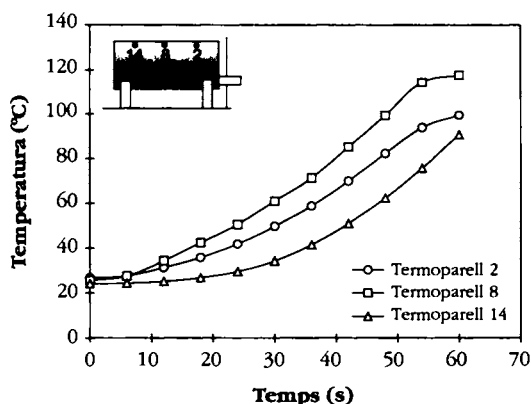


FIGURA 4.13.d. Evolució de la temperatura del dipòsit durant el primer minut per a la prova núm. 13 (4 m², hexà). Part superior del dipòsit (per a més detall sobre la posició dels termoparells del dipòsit vegeu la figura 3.6 al capítol 3).

4.13.b) presenta una dispersió força gran en els valors màxims de temperatura. Aquest fet es compleix també en els bassals de 12 m². Això s'atribueix al fet que en realitat l'incendi no és exactament simètric a causa de la presència de la resta del mòdul i a la pròpia estructura d'aquest. Els termoparells situats a la zona central del dipòsit i els que donen a la cara del mòdul es veuen sotmesos a les flames i a la calor més intensament que la resta (degut tant a l'efecte del vent com a la radiació emesa per l'estructura calenta del mòdul) i com a conseqüència la seva temperatura també és més gran.

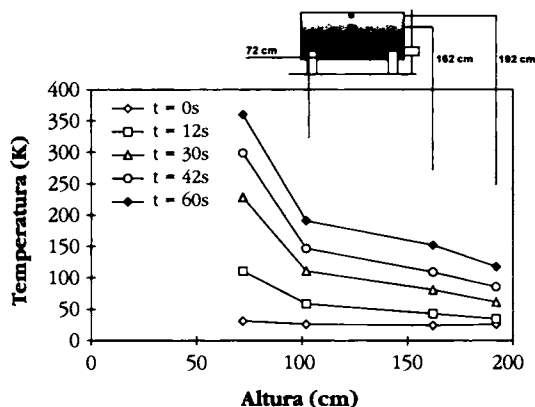


FIGURA 4.14. Evolució de la temperatura del dipòsit segons l'altura per a diferents instants de temps. Prova núm. 13 (4 m², hexà).

L'evolució de la temperatura en els diferents punts del dipòsit en funció del temps pot veure's també a la figura 4.14. Aquest gràfic mostra com va augmentant aquesta variable en les diferents altures del dipòsit. Pot observar-se com a la part més baixa del dipòsit la temperatura augmenta molt en el temps. A mesura que augmenta l'altura, les temperatures enregistrades són cada vegada més baixes, tot i que la diferència més important és a la part més baixa del dipòsit, mentre que les altres tres altures no mostren una diferència tan important.

4.4.2. EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES DURANT L'EXTINCIÓ DE L'INCENDI

L'evolució del foc i del procés d'extinció s'ha representat esquemàticament a la figura 4.15, extreta d'una filmació. En els moments inicials, el foc creix ràpidament, afectant ben aviat tot el dipòsit. Un posterior creixement fa augmentar notablement l'altura de les flames que, com en tots els focs de dimensions una mica grans, mostren una forma variable. A mesura que creix l'altura de les flames n'augmenta la turbulència i la mobilitat.

A partir del moment en què s'activen els sistemes d'extinció, s'observa un augment molt important de la turbulència de les flames, així com la presència d'un vent provinent de la banda oest del mòdul i que desplaça les flames cap al costat est (vegeu la figura 4.15). D'aquesta manera, el costat oest del dipòsit es veu força menys afectat per les flames i els termoparells situats en aquest costat mostren temperatures més baixes que els del costat oposat. Això fa que hi hagi una disminució important en el pendent de les corbes en la representació de la

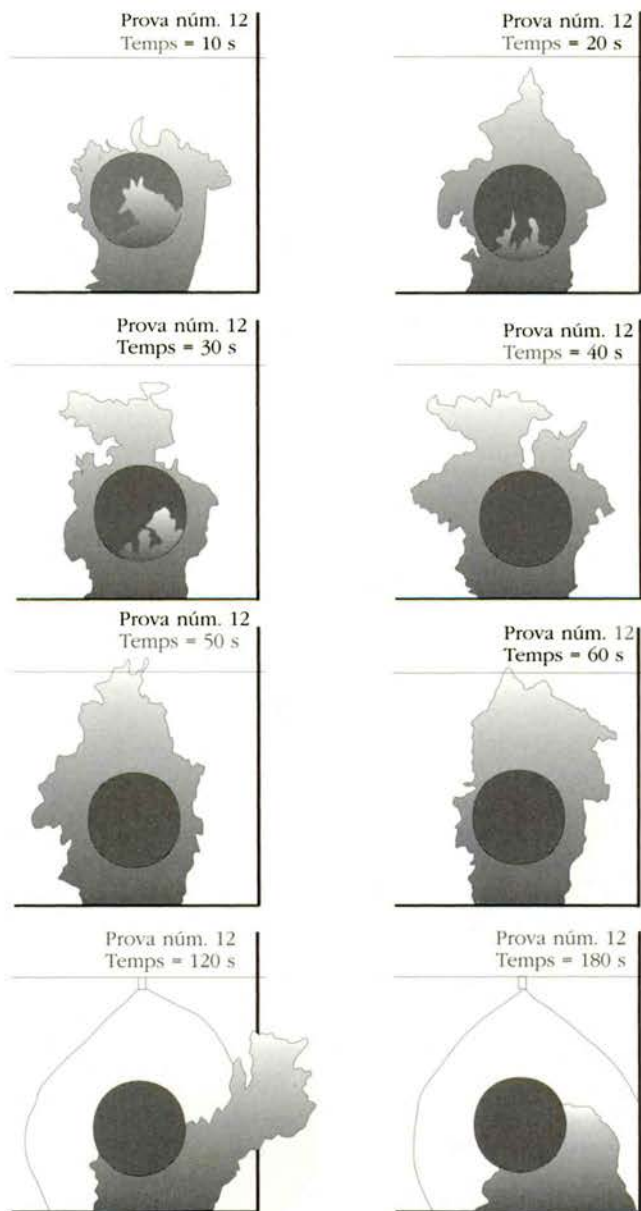


FIGURA 4.15. Forma de la flama en diferents instants, durant la prova núm. 12 (4 m^2 , hexà).

temperatura enfront del temps. Alhora, a la cara est les temperatures continuen augmentant de manera important.

Arriba un moment en què la temperatura assoleix el seu valor màxim i a partir d'aquest instant comença a disminuir; en la representació de la temperatura en funció del temps, el pendent passa a ser negatiu. Aquesta situació correspon al moment en què comença l'efecte refrigerant de l'aigua, és a dir, quan l'aigua arriba a la zona on s'està mesurant la temperatura. De tota manera, mentre continuï rebent l'efecte de les flames la temperatura disminuirà, però lentament.

Posteriorment, a mesura que el bassal va quedant cobert d'escuma, les flames es fan més petites i deixen d'incidir sobre el dipòsit. D'aquesta manera, l'acció refrigerant de l'aigua és molt més gran i el pendent canvia sobtadament, disminuint molt la temperatura dels termoparells. Finalment, quan s'atura el sistema d'extinció/refrigeració es pot observar novament un lleuger augment de la temperatura, degut a la radiació de les parets calentes del mòdul que hi ha al voltant del dipòsit.

El procés descrit estableix, doncs, de manera força clara l'existència de cinc fases netament diferenciades (vegeu la figura 4.16). La primera, corresponent a l'inici i el desenvolupament del foc, es caracteritza per un ràpid creixement de la temperatura; en la representació de la temperatura enfront del temps s'observa una línia pràcticament recta de fort pendent. En la segona fase, que correspon a la situació de foc ja desenvolupat, la temperatura continua creixent, però de manera ja no tan netament lineal, i a una velocitat menor i decreixent; en aquesta fase s'observa l'aparició de vent. La tercera fase s'inicia amb l'entrada en funcionament del sistema de refrigeració/extinció; amb la introducció en el sistema de la barreja

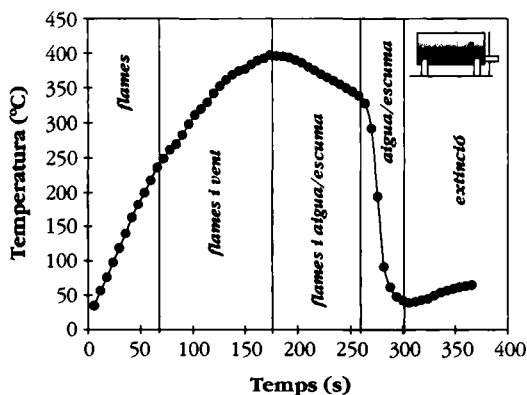


FIGURA 4.16. Evolució de la temperatura segons el temps per al termoparell núm. 6 i la prova núm. 12 (4 m², hexà).

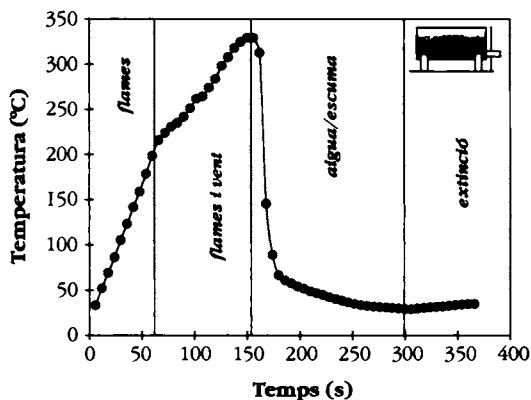


FIGURA 4.17.a. Evolució de la temperatura segons el temps per a la prova núm. 12 (4 m², hexà) i el termoparell núm. 12.

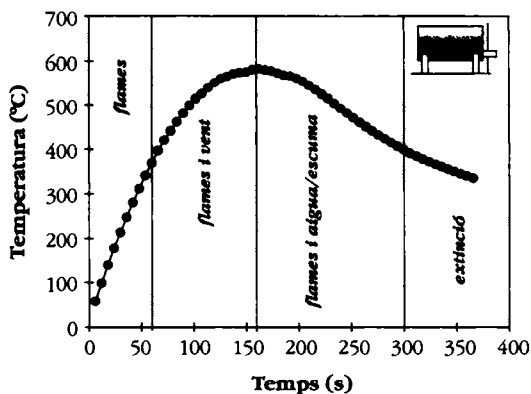


FIGURA 4.17.b. Evolució de la temperatura segons el temps per a la prova núm. 12 (4 m², hexà) i el termoparell núm. 5.

aigua/escuma, la temperatura comença a disminuir –s'ha assolit, doncs, la temperatura màxima en la transició entre aquestes dues fases– de manera regular: la variació d'aquesta variable en funció del temps és aproximadament lineal.

En la quarta fase, l'acció de cobriment del bassal per l'escuma estable és prou forta perquè les flames no arribin al dipòsit (o, més concretament, al punt en el qual s'està mesurant la temperatura); en aquesta situació, el balanç calorífic en la superfície del dipòsit està clarament influenciat pel mecanisme dominant de la refrigeració ocasionada per la pluja d'aigua/escuma (amb un feble component d'aportació calorífica per radiació), o sigui que la temperatura descendeix abrupt-

tament de manera aproximadament lineal. Finalment, la darrera fase –corresponent a l'absència de flames– es caracteritza per una suau calefacció deguda a la radiació des de l'entorn ja esmentada.

La presència d'aquestes cinc fases només es pot observar en les gràfiques més completes, com en el cas de la figura 4.16. En altres mesures alguns dels passos intermedis poden no aparèixer, depenent de la situació del punt en el qual es mesura la temperatura. Això succeeix, per exemple, quan la incidència de les flames en un punt s'acaba en el mateix moment en què hi arriba l'aigua; aleshores la fase 3 desapareix i, just després del màxim, la temperatura baixa de cop (vegeu la figura 4.17. *a*).

Aquesta situació correspondria, per a tot el sistema sotmès al foc (en el present cas, tot el dipòsit), a una extinció immediata de l'incendi. Aquest, que seria el cas ideal des del punt de vista de control de l'emergència, en la pràctica respon a unes condicions que només poden complir-se en alguns punts de la instal·lació. En general, doncs, cal suposar que una bona part d'aquesta continuarà rebent una notable aportació de calor durant un cert temps.

D'altra banda, en la zona inferior del dipòsit s'observa la incidència de la flama sobre el dipòsit durant pràcticament tota la prova; per altra part, en aquesta zona l'aigua no arriba mai a banyar la superfície del dipòsit (excepte en el cas en què s'hi ha instal·lat un polvoritzador). Això fa que els canvis de pendent siguin molt més suaus i que les temperatures mantinguin valors molt elevats fins al final de l'experiment (vegeu la figura 4.17. *b*).

Per a les proves en què s'utilitza únicament aigua com a agent extintor (proves 14 i 15) les corbes són similars, tot i que l'existència de les diferents fases no és tan clara, sobretot pel fet que les flames no s'arriben a extingir i fins i tot resulta difícil de controlar-les (vegeu la figura 4.18). En aquest cas, l'acció de l'aigua és essencialment de refrigeració de la superfície del dipòsit. Hi ha també una certa

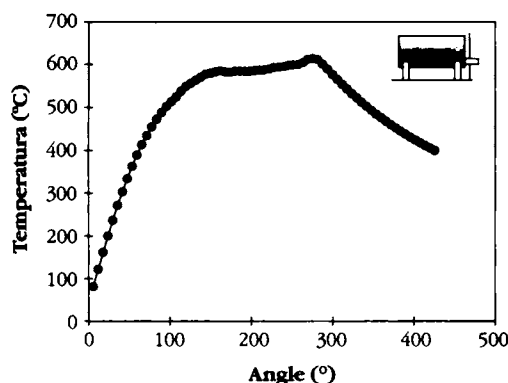


FIGURA 4.18. Evolució de la temperatura segons el temps per a la prova núm. 15 (4 m², hexà) i el termoparell núm. 5.

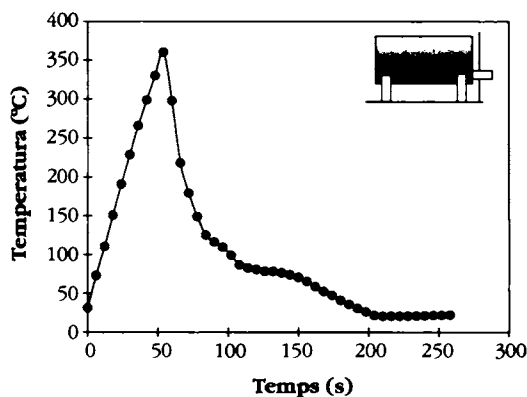


FIGURA 4.19. Evolució de la temperatura segons el temps per a la prova núm. 13 (4 m², hexà) i el termoparell núm. 11.

acció sobre les flames, la importància de les quals disminueix substancialment; aquesta acció és, però, molt inferior a la que s'aconsegueix quan s'utilitza una barreja d'aigua/escuma. És per això que continua havent-hi una notable aportació calorífica. La comparació d'ambdues situacions (aigua sola o barreja d'aigua/escuma) permet posar de manifest la importància de les accions respectives de refrigeració i refrigeració/extinció.

En les proves 13 i 14 s'utilitzà a més dels dos ruixadors habituals, un polvoritzador situat just sota el dipòsit. Això fa que el refredament d'aquesta zona sigui

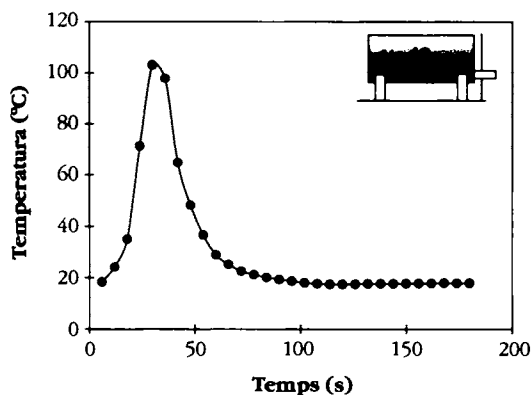


FIGURA 4.20. Evolució de la temperatura segons el temps per al termoparell núm. 10. Prova núm. 89 (12 m², querosè).

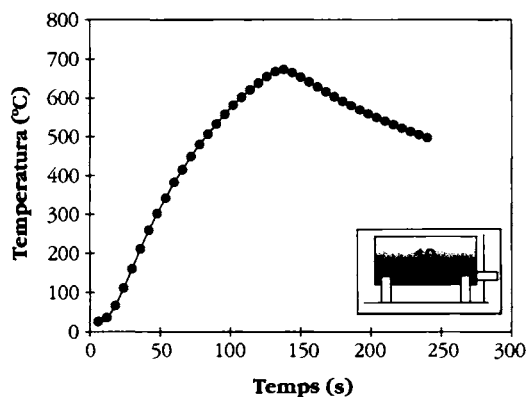


FIGURA 4.21. Evolució de la temperatura segons el temps per al termoparell núm. 10. Prova núm. 91 (12 m², querosè).

molt més ràpid que en els altres casos, tant si s'utilitza aigua sola com mescla aigua/escuma. Utilitzar la mescla aigua/escuma permet extingir les flames a més de refrigerar el dipòsit, mentre que l'aigua sola té només un efecte refrigerant sense contribuir gaire a l'extinció de les flames (vegeu la figura 4.19).

En el cas dels bassals de 12 m², les temperatures observades eren –com ja s'ha dit prèviament– més elevades. En les proves 88 i 89, el foc fou fàcil de controlar degut, probablement, al fet que el temps de preencesa havia estat només de 30 s i el foc no s'havia arribat a desenvolupar completament (vegeu la figura 4.20). En les proves 90 i 91 el temps de preencesa va ser de 60 s i això va fer que fossin més difícils de controlar. De fet, en el cas de la prova 91, fou impossible arribar a apagar el foc. Les temperatures als diferents punts del dipòsit, tot i assolir un màxim i experimentar després una certa disminució (vegeu la figura 4.21), mantingueren uns valors força més elevats que en les altres proves.

5. MODELITZACIÓ DE L'EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES A LA PARET DEL DIPÒSIT SEGONS EL TEMPS

5.1. INTRODUCCIÓ

Després d'analitzar el treball realitzat per altres autors (vegeu el capítol 2) que han estudiat el comportament d'equips sotmesos a l'acció directa de les flames, s'ha vist que ningú es centrava en l'estudi de la fase transitòria. D'altra banda, en l'estudi de l'estat estacionari tots els autors tenen en comú el fet de prendre una temperatura de la flama constant. En la majoria dels casos, els models proposats per aquests autors no són contrastats amb dades experimentals i això els fa evidentment menys interessants pel que fa a la seva aplicabilitat. En el cas de Birk (1988), els resultats de la modelització sí que es comparen amb dades experimentals; sorprenentment, malgrat les suposicions i incerteses que presenta aquest tipus de modelització, els resultats obtinguts són pràcticament idèntics a les dades experimentals, fet que introdueix alguns dubtes en relació amb la seva validesa.

En el cas que es planteja aquí es va partir de la base que actualment les plantes de procés i les plataformes petrolieres disposen de nombrosos sistemes de protecció que s'activen amb una gran rapidesa. Si bé és cert que aquests poden fallar, i aleshores l'incendi podria arribar a l'estat estacionari, en general el temps que passa entre l'inici de l'incendi i l'activació dels sistemes d'extinció sol ser d'uns 60 s de mitjana. Això fa que l'estudi del període transitori, mentre l'incendi s'està desenvolupant, esdevingui molt interessant.

Al capítol anterior s'ha vist que la temperatura de la flama variava considerablement amb el temps i amb l'altura. Ha semblat interessant, doncs, plantejar un model que tingués en compte tant l'estat transitori com la temperatura variable de la flama.

En aquest capítol es proposa, en primer lloc, un model que permet determinar la radiació incident en un punt qualsevol de la superfície del dipòsit, seguint un plantejament semblant al proposat per Tunç i Karakas (1985), però introduint

una nova forma per a la superfície de la flama (adaptada a la forma rectangular del basal) i introduint el concepte de temperatura de la flama variable. A continuació, es proposa un altre model que utilitzant els càlculs obtinguts de l'anterior, permet determinar la temperatura a qualsevol punt de la superfície del dipòsit, en qualsevol instant de temps (abans de l'activació del sistema d'extinció). En aquest darrer cas, els resultats obtinguts de la modelització es comparen amb les dades experimentals descrites en el capítol 4.

Globalment, el model que es proposa en aquest capítol s'ha plantejat i exposat per als incendis de 4 m^2 , això no vol dir que només sigui aplicable a aquest cas, ja que el model s'ha programat de manera que els paràmetres variables es puguin modificar. Així, caldria redefinir les dimensions del dipòsit i les seves característiques, les dimensions del basal i la superfície de la flama, però una vegada modificat això el programa en si no variarà.

5.2. DEFINICIÓ I MODELITZACIÓ DE LA SUPERFÍCIE DE LA FLAMA EN ESTAT ESTACIONARI

La superfície d'una flama, tant en la forma com en les dimensions, difícilment es pot considerar estacionària; està constantment en moviment i si bé aquest moviment no es pot dir que sigui totalment aleatori sí que en ell intervenen tants factors que el fan impossible de predir.

El paràmetre geomètric de la flama que ha estat més estudiat és l'altura, sobretot per a bassals de foc lliures d'obstacles. Normalment, en una flama es pot observar una zona inferior molt lluminosa, que es manté força estable i una zona superior intermitent. Es sol definir l'*altura mitjana de la flama en estat estacionari*¹ com aquella altura per a la qual la intermitència ha disminuït fins a 0,5, entenent per *intermitència*, $I(z)$, la fracció de temps durant la qual la flama es troba per damunt de l'altura z . Pràcticament, totes les correlacions que es troben a la bibliografia es basen en observacions experimentals; la més utilitzada és la de Thomas (SFPE, 1990), encara que n'hi ha moltes d'altres, Zukoski, Heskestad, Stewart, etc.

Pel que fa a la forma de la flama, la majoria d'estudis consideren la flama com un cilindre que en presència de vent es pot inclinar; en el cas que la superfície del basal sigui quadrada o rectangular, el que fan és prendre la superfície circular que tingui la mateixa àrea que el basal rectangular o quadrat. Aquesta aproximació, que en principi és prou bona en termes d'enginyeria, deixa de

1. Quan es parla de la flama en estat estacionari es fa referència a l'estacionarietat de la combustió, és a dir, que la velocitat de combustió es manté constant en el temps. En general, es pot considerar que l'estat estacionari, per a un foc de dimensions entre mitjanes i grans (entre 1 m i 10 m de diàmetre) s'assoleix pocs minuts després de la ignició (entre 1 min i 3 min, depenent també del tipus de combustible que estigui cremant i de la seva temperatura inicial).

ser certa quan dins la flama hi ha un objecte de dimensions prou grans com per a alterar la seva forma.

Tot i que aquest és un cas que apareix amb certa freqüència a la indústria de procés, a la bibliografia hi ha molt poca informació relativa a aquest. La més significativa és potser la que es pot trobar a Tunç i Karakas (1985), on els autors caracteritzen la flama, corresponent a l'incendi d'un bassal circular amb un dipòsit cilíndric horitzontal en el centre, mitjançant una superfície axisimètrica que representen a partir d'un polinomi de quart grau. Aquest polinomi dóna el radi de la superfície externa de la flama en funció de l'altura (vegeu la figura 5.1).

$$r(z) = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 + a_4 z^4 \quad [5.1]$$

Per a definir aquest contorn van utilitzar fotografies obtingudes d'incendis grans (diàmetre $\geq 4,5$ m) on el combustible utilitzat era JP-4 (combustible per a aviació). En aquest estudi s'ha seguit un criteri similar.

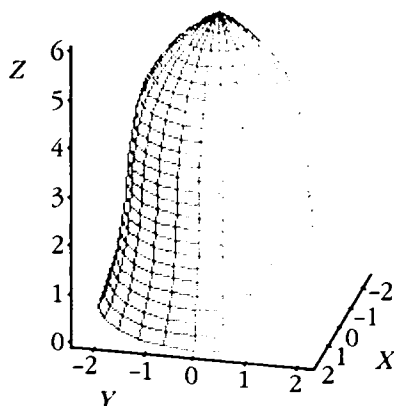


FIGURA 5.1. Forma de la flama segons Tunç i Karakas (1985).

Després d'observar els enregistraments fets en vídeo de les proves dutes a terme i efectuar-ne mesures de les figures obtingudes, s'ha definit la forma per a la superfície de la flama corresponent als bassals de 4 m^2 que es pot veure a la figura 5.2.

En aquest cas, donades les característiques del bassal, de geometria rectangular, i del dipòsit, la flama no es pot aproximar per una superfície de revolució ni per una superfície amb simetria axial, que tot i representar una notable simplificació donarien errors massa grans. Ha calgut, doncs, recórrer a una forma més complexa.

Tot i que durant els primers 60 s l'incendi es trobava en l'estat transitori i, per tant, les dimensions de la flama anaven creixent, observant les imatges enregistrades es pot veure que el creixement té lloc fonamentalment en els primers instants, de manera que a partir dels 10 primers segons les dimensions de la flama es mantenen aproximadament constants i l'únic que va variant és la temperatura. Com s'ha vist al capítol 4, la temperatura de la flama varia segons l'altura i el temps.

Si es considerés la variació en les dimensions de la flama els resultats no diferirien gaire, però el problema es complicaria significativament. És per això que s'ha preferit prendre des de l'inici una superfície mitjana constant i considerar, en canvi, la temperatura variable amb el temps i l'altura.

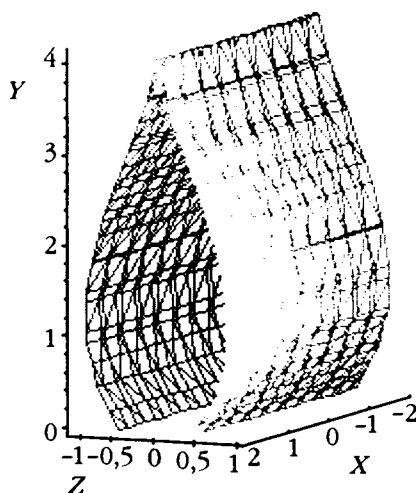


FIGURA 5.2. Contorn de la flama observat per als bassals de 4 m².

La funció següent permet obtenir analíticament el contorn de la flama que s'ha representat a la figura 5.2:

$$\left\{ \begin{array}{ll} g(y) = 0,449 + 0,734 \cdot y - 0,383 \cdot y^2 + 0,043 \cdot y^3 & \forall z > 0 \\ b(y) = -0,449 - 0,734 \cdot y + 0,383 \cdot y^2 - 0,043 \cdot y^3 & \forall z < 0 \end{array} \right\} \quad [5.2]$$

On, com es pot veure, l'amplada de la flama es dona en funció de l'altura i és constant per a cada valor de x . Aquesta funció té en compte la forma rectangular del bassal i no comprèn, en canvi, eventuais deformacions en els extrems; de tota manera, les imatges de vídeo mostren que aquests efectes són negligibles respecte a les oscil·lacions de la flama.

Evidentment, la forma que s'ha associat a la flama no permet tenir en compte les alteracions que aquesta experimenti a causa del vent que indueix ella mateixa i que, com es pot veure als enregistraments, sovint és important. Aquest és un aspecte que es considera fora de l'abast d'aquest estudi i, per tant, en aquest context, es suposarà que la flama és totalment simètrica.

5.3. DETERMINACIÓ DE LA RADIACIÓ INCIDENT SOBRE UN PUNT QUALSEVOL DE LA SUPERFÍCIE DEL DIPÒSIT

5.3.1. CONSIDERACIONS A TENIR EN COMPTE

Per a poder tractar matemàticament el problema s'han hagut de fer algunes suposicions simplificadores. Aquestes, però, s'han adoptat només perquè no suposaven alterar significativament els resultats, prenent sempre un criteri d'enginyeria. Cal tenir en compte que els valors experimentals de què es disposa estan sotmesos a un cert error, inevitable en aquest tipus d'experimentació a gran escala, i que, per tant, obtenir uns resultats teòrics amb una gran precisió a costa de complicar excessivament els càlculs no tindria sentit. Les suposicions que s'han fet són les següents:

1. Les flames es consideren com un cos gris, per tant, l'emissió serà independent de la longitud d'ona.
2. La dispersió de la radiació és negligible.
3. El coeficient d'absorció de la flama (que atès que la dispersió es considera negligible serà igual al coeficient d'extinció) és constant arreu d'aquesta.
4. La temperatura de la flama varia amb l'altura i el temps fins a una altura igual a la de la part més alta del dipòsit (= 1,92 m); per a altures més grans es prendrà un valor constant de temperatura (igual a la temperatura existent a 1,92 m).
5. L'efecte de la transferència de calor per convecció es considera negligible davant la importància de la radiació.
6. El cilindre es considera com un cos negre.

Suposant una superfície arbitrària A_j i un volum de gas arbitrari V_i (vegeu la figura 5.3), el poder emissiu del volum dV_i (en funció de l'angle sòlid al voltant de dV) es dona per l'expressió següent (Siegel i Howell, 1992):

$$E_{\lambda} = K_{\lambda} I_{h\lambda} dV_i d\lambda \quad [5.3]$$

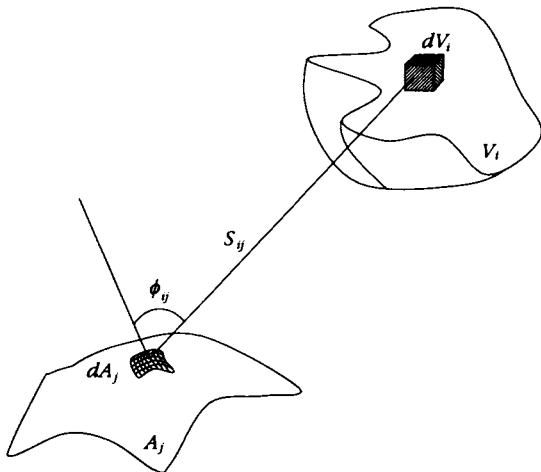


FIGURA 5.3. Intercanvi de calor per radiació entre un diferencial de volum (dV_i) i un diferencial de superfície (dA_j).

L'element de superfície dA_j subtendeix l'angle sòlid següent quan es mira des de dV_i :

$$d\Omega = \frac{\cos \phi_{ij} dA_j}{S_{ij}^2} \quad [5.4]$$

La fracció de l'energia emesa per dV_i que és transmesa (és a dir, que no és absorbida) a través del camí S_{ij} és:

$$\exp\left[-\int K_\lambda(s) ds\right] \quad [5.5]$$

Multiplicant aquests tres factors i integrant per tot el volum V_i i tota la superfície A_j , s'obté l'energia radiant provinent de V_i que arriba a A_j :

$$\dot{Q}_\lambda'' = \int_{A_i} \int_{V_i} \frac{K_\lambda I_{b\lambda} \cos \phi_{ij} \exp\left[-\int K_\lambda(s) ds\right]}{S_{ij}^2} dV_i dA_j d\lambda \quad [5.6]$$

Per a la suposició 3, K_λ és uniforme, aleshores:

$$\exp\left[-\int K_\lambda(s) ds\right] = \exp[-K_\lambda S] \quad [5.7]$$

Segons la suposició 1, la flama es considera com un cos gris, integrant per totes les λ s'obté finalment la quantitat total de calor bescanviada per radiació entre el volum V_i i la superfície A_j :

$$\dot{Q}'' = \int_{V_i} \int_{A_j} \frac{K \cdot \sigma \cdot T_f^4 \cdot \cos(\phi_{ij}) \cdot \exp(-K \cdot S_{ij})}{(S_{ij})^2} dV_i dA_j \quad [5.8]$$

On, com es pot veure a la figura 5.3, ϕ_{ij} és l'angle entre el vector normal a l'element diferencial de superfície i el vector S_{ij} que uneix l'element diferencial de volum amb el diferencial de superfície, i que representa el camí recorregut per la radiació entre ambdós elements.

Per tant, per a poder determinar la quantitat total de calor que incideix sobre un punt qualsevol de la superfície del dipòsit, cal determinar prèviament $\cos(\phi_{ij})$ i S_{ij} entre aquest punt del dipòsit i un punt qualsevol del gas, després cal fer la integració per a tot el volum de gas que veu el punt de la superfície del dipòsit considerat. Aquest volum depèn, evidentment, de la situació del punt en qüestió sobre el dipòsit (vegeu la figura 5.4).

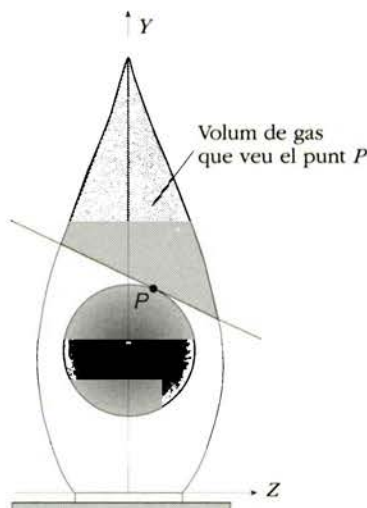


FIGURA 5.4. Volum de gas que emet radiació cap al punt P de la superfície del dipòsit.

La radiació emesa per un punt fora del volum ratllat no incidirà mai sobre el punt P, ja que serà interceptada per una altra part de la paret del dipòsit i, per

tant, no s'ha de considerar en el moment de fer la integració. Així, els límits d'integració queden definits pel pla tangent al punt P del dipòsit, per la superfície de la flama i per les interseccions entre aquestes dues superfícies.

5.3.2. PLA TANGENT A UN PUNT QUALSEVOL DE LA SUPERFÍCIE DEL DIPÒSIT

Per a poder fer els càlculs de manera genèrica per a qualsevol punt del dipòsit, cal conèixer com s'ha vist a l'apartat anterior quina és l'equació del pla tangent a un punt de coordenades (a, b, c) pertanyent a la superfície del dipòsit. L'equació matemàtica que defineix la superfície d'un cilindre de radi R i centre situat a b_3 (vegeu la figura 5.5) és:

$$y = \pm\sqrt{R^2 - z^2} + b_3 \quad [5.9]$$

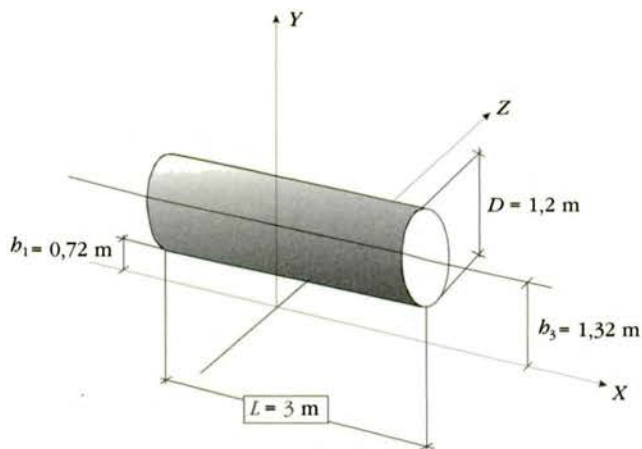


FIGURA 5.5. Esquema del dipòsit amb les seves dimensions i equació que en descriu la superfície.

Per al cilindre de la figura 5.5, l'equació que li correspon seria, doncs:

$$y = \pm\sqrt{0,36 - z^2} + 1,32 \quad \forall -1,5 \leq x \leq 1,5 \quad [5.10]$$

El pla tangent a un punt de coordenades (a, b, c) que pertany a la superfície del dipòsit és definit per l'equació següent:

$$c \cdot z - c^2 + b \cdot y - b^2 - b_3 \cdot y + b_3 \cdot b = 0 \quad [5.11]$$

Depenent del punt P seleccionat, el volum de gas en el qual s'ha d'integrar la funció de l'equació [5.8] i els límits que defineixen aquest volum aniran variant. Així, per exemple, suposant el punt P de la figura 5.6, i anomenant $g(y)$ i $b(y)$ les funcions que defineixen la superfície de la flama a banda i banda de l'eix Y , anomenant $R(y, z)$ l'equació del pla tangent al punt P i $f(x, y, z)$ a la funció que cal integrar dins el volum $V = V_1 + V_2$, la calor per radiació que rep el punt P es calcularia de la manera següent:

$$\dot{Q}'' (\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}) = \int_V f(x, y, z) dx dy dz = \int_{V_1} f(x, y, z) dx dy dz + \int_{V_2} f(x, y, z) dx dy dz \quad [5.12]$$

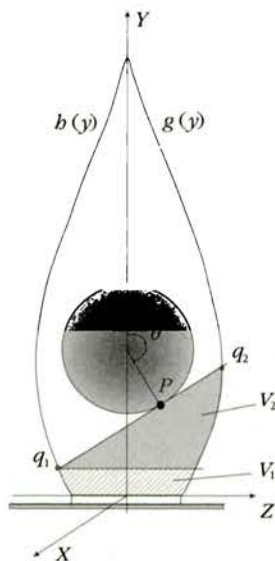


FIGURA 5.6. Definició dels límits d'integració.

Descomponent la integral en subvolums que tinguin els mateixos límits d'integració, al final el que s'ha de calcular és:

$$\dot{Q}'' (\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}) = \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_0^{q_1(x)} dy \int_{b(x,y)}^{g(x,y)} f(x, y, z) dz + \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{q_1(x)}^{q_2(x)} dy \int_{R(y,z)}^{g(x,y)} f(x, y, z) dz \quad [5.13]$$

on q_1 i q_2 són les rectes d'intersecció entre el pla $R(y, z)$ i les superfícies $b(x, y)$ i $g(x, y)$, respectivament.

Evidentment, les rectes q_1 i q_2 es troben resolent el sistema que formen les equacions $R(y, z)$ amb $h(x, y)$ i $R(y, z)$ amb $g(x, y)$. Expressat per al cas concret del dipòsit i el bassal de 4 m² que es tenen en el mòdul experimental:

$$q_1 \Rightarrow \begin{cases} z = \frac{c^2 + b^2 - 1,32 \cdot b - (b - 1,32) \cdot y}{c} & (\text{pla } R(y, z)) \\ z = -0,449 - 0,734 \cdot y + 0,383 \cdot y^2 - 0,043 \cdot y^3 & (\text{superfície } h(x, y)) \end{cases}$$

$$q_2 \Rightarrow \begin{cases} z = \frac{c^2 + b^2 - 1,32 \cdot b - (b - 1,32) \cdot y}{c} & (\text{pla } R(y, z)) \\ z = 0,449 + 0,734 \cdot y - 0,383 \cdot y^2 + 0,043 \cdot y^3 & (\text{superfície } g(x, y)) \end{cases}$$

Com que l'equació del pla tangent al punt $P(R(y, z))$ es troba expressada en funció dels paràmetres a , b , c que defineixen les coordenades del punt P i cada sistema té tres solucions, de les quals com a mínim una és imaginària, es fa impossible de trobar l'expressió analítica de les funcions q_1 i q_2 que corresponen a les solucions reals. Això implica haver de resoldre els sistemes de manera individual per a cada punt abans de calcular la integral (vegeu l'annex III).

5.3.3. VARIACIÓ DEL FLUX DE CALOR LONGITUDINAL ($\theta = 0$)

En aquest apartat es veurà quina és l'expressió de la funció $f(x, y, z)$ que permet determinar el flux de calor incident sobre qualsevol punt de la línia superior del dipòsit i es veurà també quins són els límits d'integració per a aquests punts.

L'equació [5.2] dona la calor total intercanviada per radiació entre la superfície del dipòsit i el volum de gas V_r . Si el que es vol determinar és la calor que rep cada diferencial de superfície, aleshores:

$$\dot{Q}''(kW \cdot m^{-2}) = \int_{V_i} \frac{K \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot \cos(\phi_{ij}) \cdot \exp(-K \cdot S_{ij})}{\pi (S_{ij})^2} dV_i \quad [5.14]$$

On $\cos(\phi_{ij})$ i S_{ij} són els paràmetres que cal definir, que depenen únicament de la geometria del sistema. A la figura 5.7 es pot veure l'esquema corresponent a aquest cas. Es pot deduir que:

$$\cos(\phi) = \frac{y - b_3 - r}{S} \quad [5.15]$$

$$S^2 = (y - b_3 - r)^2 + (x - a)^2 + z^2 \quad [5.16]$$

Per tant, en aquest cas la funció a integrar tindrà l'expressió següent:

$$f(x, y, z) = \frac{k \cdot \sigma}{\pi} \cdot \frac{T_f^4 \cdot (y - b_3 - r) \cdot \exp\left[-k \cdot \left(\sqrt{(y - b_3 - r)^2 + (x - a)^2 + z^2}\right)\right]}{\left((y - b_3 - r)^2 + (x - a)^2 + z^2\right)^{3/2}} \quad [5.17]$$

Els límits d'integració seran:

$$\text{Eix } x \quad [-1,5, 1,5]$$

$$\text{Eix } y \quad [b_2, H]$$

$$\text{Eix } z \quad [b(x, y), g(x, y)]$$

On com ja s'ha vist b i g corresponen a la superfície de la flama.

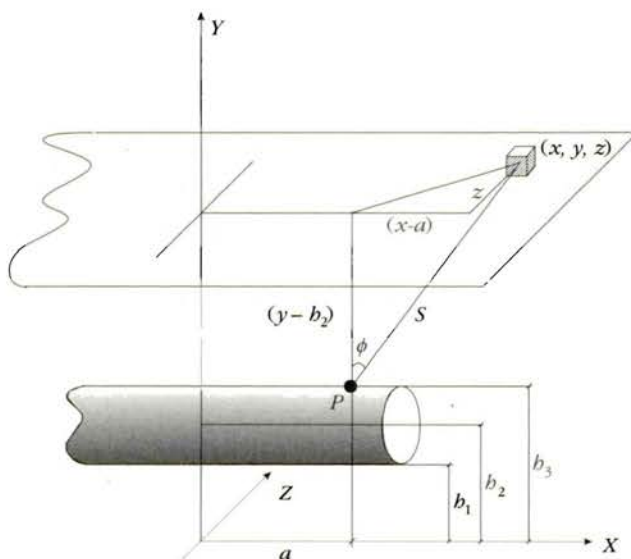


FIGURA 5.7. Esquema que representa la radiació que rep un punt situat a la línia superior del dipòsit.

5.3.4. VARIACIÓ DEL FLUX DE CALOR CIRCUMFERENCIAL ($0 < \theta \leq 180^\circ$)

En l'apartat anterior, s'ha vist com determinar el flux de calor a la línia superior del dipòsit. Aquí es veurà com calcular-lo per a aquells punts de la superfície del dipòsit que no compleixen $\theta = 0$. En principi, segons l'esquema de la figura 5.8, es podria dir que:

$$\cos(\phi) = \frac{(z - r \cdot \sin(\theta))}{S \cdot \sin(\theta)} \quad [5.18]$$

$$S = (y - b_1 - r \cdot \cos(\theta))^2 + (z - r \cdot \sin(\theta))^2 + (x - a)^2 \quad [5.19]$$

Però, així com l'equació [5.19] sí que es compleix per a tots els punts, l'equació [5.18] ja es pot veure que pel fet de tenir el $\sin(\theta)$ en el denominador, a mesura que l'angle θ es faci més petit el quocient es farà cada vegada més gran, tendint a infinit. És clar, doncs, que hi ha d'haver un determinat angle θ a partir del qual l'equació [5.18] deixa de ser vàlida.

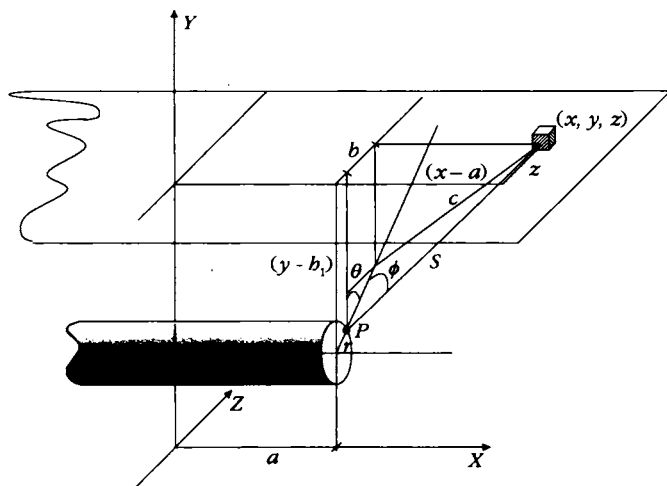


FIGURA 5.8. Esquema que representa la radiació que rep un punt situat a la superfície circumferencial del dipòsit.

A la figura 5.9 es pot veure un dels casos en què l'equació [5.18] no es compleix. Alhora, per a aquests casos es pot comprovar que l'expressió de $\cos(\phi)$ que els correspon seria:

$$\cos(\phi) = \frac{(b_3 + r \cdot \cos(\theta) - y)}{S \cdot \cos(\theta)} \quad [5.20]$$

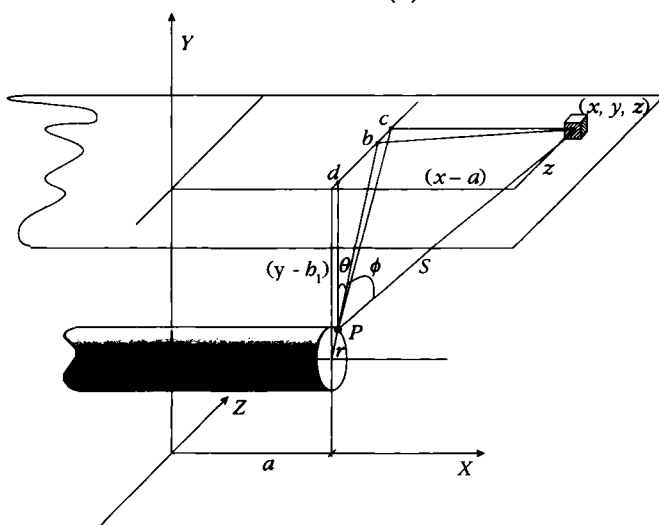


FIGURA 5.9. Esquema que representa la radiació que rep un punt situat a la superfície circumferencial del dipòsit.

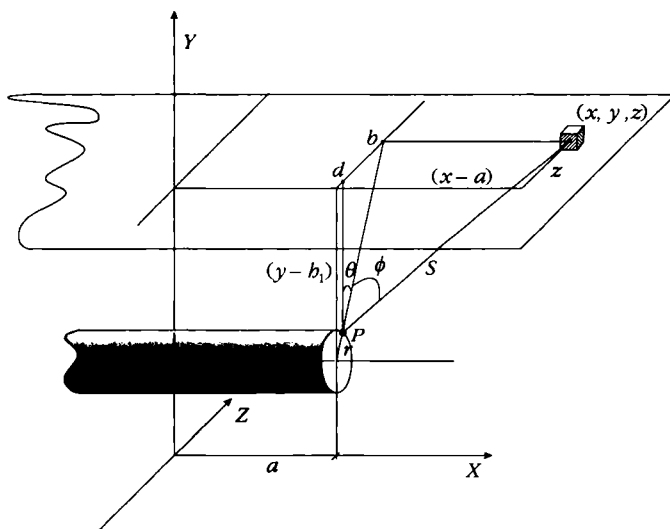


FIGURA 5.10. Esquema que representa la radiació que rep un punt situat a la superfície circumferencial del dipòsit.

Cal observar també que no només l'angle θ fa que es verifiqui una equació o l'altra, també depèn del diferencial de volum que s'hagi agafat. Així, a la mateixa figura 5.9, si la coordenada z del diferencial de volum s'hagués agafat més petita ens trobaríem en el mateix cas que la figura 5.8. Aleshores, la condició que fa que es passi d'una funció a l'altra pot veure's a la figura 5.10, on hi ha una determinada combinació de θ i (x, y, z) per a la qual les dues equacions [5.18] i [5.20] prenen el mateix valor i, per tant, ambdues són igualment aplicables.

Finalment, la funció a integrar serà:

Per a $S \cdot \cos(\phi) > \overline{Pb}$:

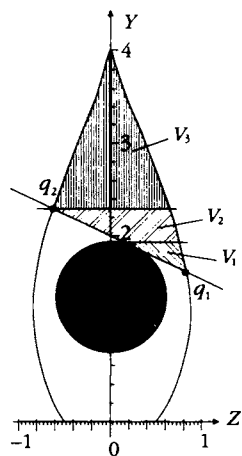
$$f(x, y, z) = \frac{K \cdot \sigma}{\pi} \cdot \frac{T_f' \cdot \left| \frac{(y - b_1 - r \cdot \cos(\theta))}{\cos(\theta)} \right| \cdot \exp \left[-K \cdot \sqrt{(y - b_1 - r \cdot \cos(\theta))^2 + (z - r \cdot \sin(\theta))^2 + (x - a)^2} \right]}{\left((y - b_1 - r \cdot \cos(\theta))^2 + (z - r \cdot \sin(\theta))^2 + (x - a)^2 \right)^{3/2}}$$

i per a $S \cdot \cos(\phi) \leq \overline{Pb}$:

$$f(x, y, z) = \frac{K \cdot \sigma}{\pi} \cdot \frac{T_f' \cdot \left| \frac{(z - r \cdot \sin(\theta))}{\sin(\theta)} \right| \cdot \exp \left[-K \cdot \sqrt{(y - b_1 - r \cdot \cos(\theta))^2 + (z - r \cdot \sin(\theta))^2 + (x - a)^2} \right]}{\left((y - b_1 - r \cdot \cos(\theta))^2 + (z - r \cdot \sin(\theta))^2 + (x - a)^2 \right)^{3/2}}$$

Es pot comprovar que aquestes equacions, així expressades, són vàlides per a qualsevol valor de l'angle θ comprès entre 0° i 180° incloent els dos valors extrems. Donada la simetria del sistema que s'està considerant, la resta de punts entre 180° i 360° tindran el mateix valor de $\dot{Q}''$ que els corresponents a la seva imatge especular.

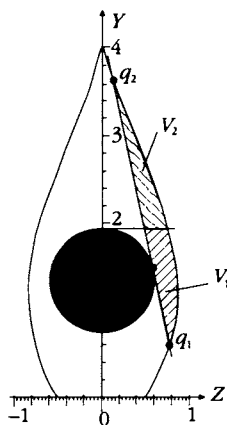
Pel que fa als límits d'integració, en aquest cas la seva definició es complica, ja que s'han de considerar diverses possibilitats. A continuació, s'exposen tots els casos possibles que poden aparèixer depenent del punt de la superfície del dipòsit que s'hagi considerat. Cal recordar que per a altures superiors a b_2 la temperatura de la flama, T_f , es considera constant i igual al valor que pren per a aquesta altura.

CAS 1:


Límits:

$$\begin{aligned}
 V_1 & \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [q_1, b_2] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases} \\
 V_2 & \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [b_2, q_2] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases} \\
 V_3 & \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [q_2, H] \\ z & [b(y), g(y)] \end{cases}
 \end{aligned}$$

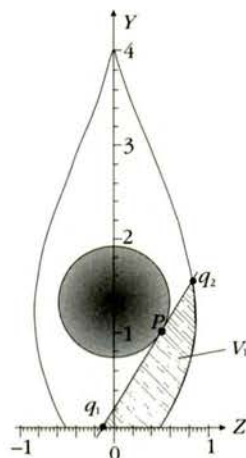
 FIGURA 5.11. Límits d'integració per al cas en què $0^\circ < \theta \ll 90^\circ$.

CAS 2:


Límits:

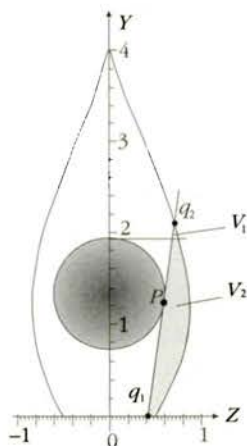
$$\begin{aligned}
 V_1 & \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [q_1, b_2] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases} \\
 V_2 & \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [b_2, q_2] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases} \\
 V_3 & \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [q_2, H] \\ z & [b(y), g(y)] \end{cases}
 \end{aligned}$$

 FIGURA 5.12. Límits d'integració per al cas en què θ és proper a 90° .

CAS 3 ($q_2 < b_2$):

Límits:

$$V_1 \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [q_1, b_2] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases}$$

FIGURA 5.13. Límits d'integració per a $90^\circ < \theta < 180^\circ$ i q_2 inferior a b_2 .**CAS 4 ($q_2 > b_2$):**

Límits:

$$V_1 \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [q_1, b_2] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases}$$

$$V_2 \begin{cases} x & [-1,5, 1,5] \\ y & [b_2, q_1] \\ z & [R(y), g(y)] \end{cases}$$

FIGURA 5.14. Límits d'integració per a θ proper a 90° i q_2 superior a b_2 .

CAS 5:

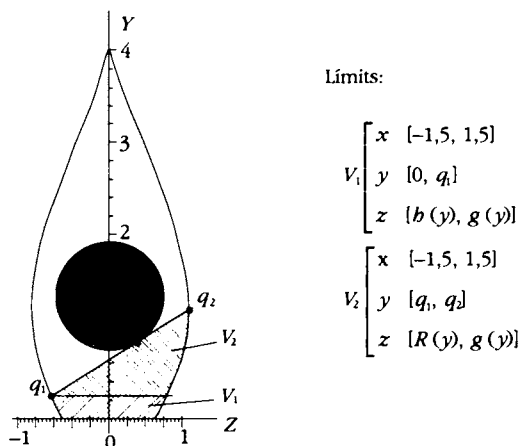


FIGURA 5.15. Límits d'integració per al cas en què θ és proper a 180° .

A l'annex III s'explica el mètode numèric utilitzat per a la resolució de la integral de volum.

5.4. RESULTATS OBTINGUTS AMB EL MODEL PER A L'ESTIMACIÓ DE LA RADIACIÓ QUE REP EL DIPÒSIT

Dels resultats obtinguts amb el model que estima la radiació a qualsevol punt del dipòsit es pot observar que la meitat inferior del dipòsit rep molta més radiació que la meitat superior, al voltant del doble (vegeu la figura 5.16); això es pot atribuir a dos factors: en primer lloc, a la temperatura de la flama que augmenta a mesura que disminueix l'altura i, en segon lloc, a la forma que s'ha associat a la flama, que té molt més gruix a la part inferior que a la superior. Dins la meitat inferior, la línia més baixa corresponent a $\theta = 180^\circ$ és la zona que rep més radiació, això es correspon amb les dades experimentals on aquests punts són els que assolixen temperatures més elevades.

Quan es compara la radiació que reben els punts situats a una mateixa altura (θ igual per a tots els punts), però a diferent distància del centre del dipòsit, totes les corbes es superposen, és a dir, que tots els punts que estan a la mateixa altura reben la mateixa radiació. A la figura 5.17 es pot veure clarament que la radiació que reben els punts situats en un mateix angle es manté constant per a

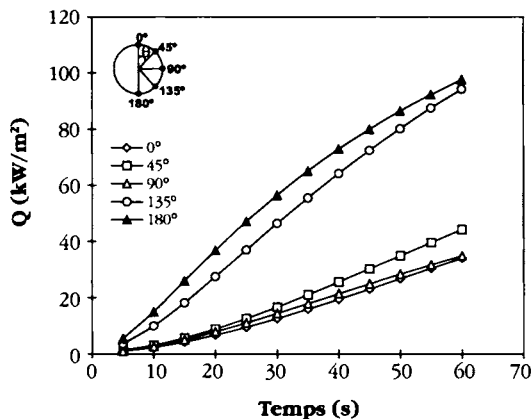


FIGURA 5.16. Calor que reben per radiació els punts situats a una distància d'1 m des del centre del dipòsit ($a = 1$ m).

tot a entre 0 m i 1,5 m. Això cal atribuir-ho també a dos fets; en primer lloc, al fet que s'ha suposat que la temperatura de la flama era constant per a una mateixa altura i, en segon lloc, a la forma que s'ha pres per a representar la flama. Atès que el model de radiació està fortament influenciat per la geometria del sistema, això fa que tots els punts situats a una mateixa altura, independentment de la seva posició en la direcció de l'eix x , rebin la mateixa radiació.

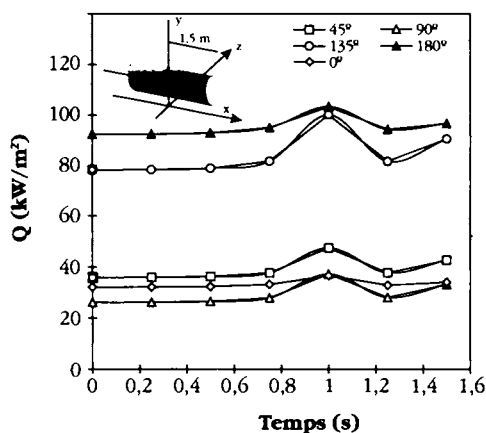


FIGURA 5.17. Evolució de la calor que reben diversos punts de la superfície del dipòsit en funció de la seva posició en l'instant $t = 60$ s.

El fet que les corbes de la figura 5.17 presentin oscil·lacions s'ha d'atribuir a la resolució numèrica de la integral (vegeu l'annex III); aconseguir que donés una recta perfecta implicaria un temps de càlcul excessiu, mentre que els resultats obtinguts d'aquesta manera són suficientment precisos.

Pel que fa a la calor circumferencial, és a dir, a la calor que reben els punts situats a una mateixa distància del centre del dipòsit a mesura que es va variant l'angle, la forma de la corba depèn de la forma que tingui la flama. Si la flama té unes dimensions molt més grans que el dipòsit la calor que reben els punts depèn bàsicament de l'altura i, per tant, la corba és creixent uniformement des de l'angle 0° fins a 180° . En el cas que s'està estudiant, la flama no és gaire més ampla que el dipòsit; això fa que el gruix que tingui en cada punt també tingui una influència important en la radiació.

Aquest fenomen es pot observar a la figura 5.18 on es pot veure que entre els angles 50° i 100° hi ha el mínim de radiació; intuïtivament sembla que els punts de més amunt, per angles més petits, haurien de tenir valors de radiació més petits, però si s'observa la figura 5.13 es pot comprovar que els punts entre 50° i 100° tenen menys volum de flama a la dreta del pla tangent al punt i, per tant, encara que la flama tingui una temperatura més alta que per als punts entre 0° i 50° el balanç fa que la radiació sigui lleugerament inferior.

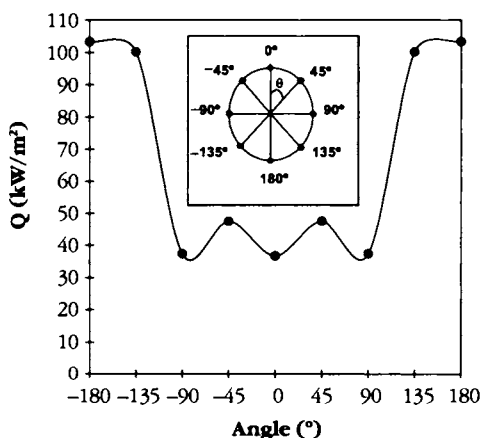


FIGURA 5.18. Variació de la calor en funció de l'angle θ per $\alpha = 1$ m.

A la figura 5.19 es pot apreciar clarament la irregularitat en la distribució de la radiació incident damunt la superfície del dipòsit, a causa principalment de la forma que adquireix la flama.

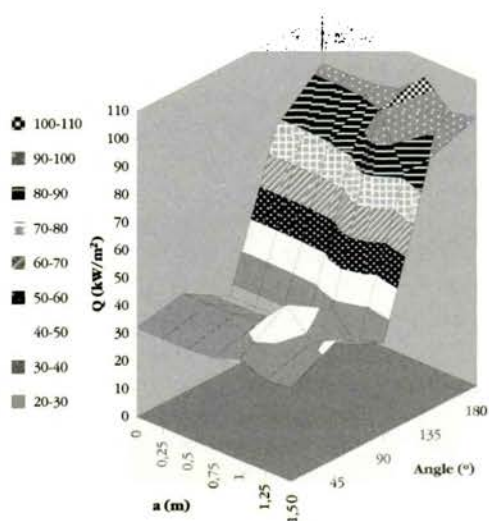


FIGURA 5.19. Calor que rep la superfície del dipòsit en l'instant $t = 60$ s.

Cal tenir en compte que el diàmetre del dipòsit, 1,2 m, és superior a l'amplada del bassal, 1 m, i això fa que la flama es deformi considerablement en la zona on hi ha el dipòsit i el seu gruix sigui menor, sobretot en la zona al voltant de $\theta = 90^\circ$, per això també en aquesta zona és on la radiació incident és menor.

5.5. MODELITZACIÓ DE L'EVOLUCIÓ DE LES TEMPERATURES A LA PARET DEL DIPÒSIT SEGONS EL TEMPS

En aquest apartat es pretén modelitzar l'evolució de la temperatura a qual-sevol punt del dipòsit, en funció del temps. Per a fer-ho, s'ha escollit un mètode numèric per elements finits. La idea consisteix a agafar el cos i dividir-lo en parts;

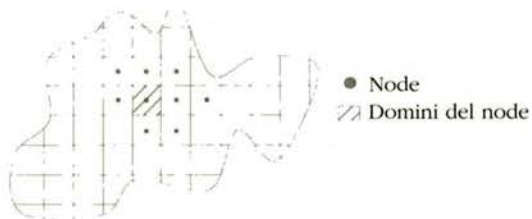


FIGURA 5.20. Disposició discreta d'una superfície. Nodes i dominis.

com que no és possible conèixer la temperatura a tots els punts hom es conforma a conèixer-la en determinats punts anomenats *nodes* (vegeu la figura 5.20).

D'aquesta manera, s'obté una distribució discreta de temperatures. Per a fer el plantejament general es suposa un node qualsevol i envoltat de N nodes i es fixa també una distribució discreta per a l'eix de temps (vegeu la figura 5.21).

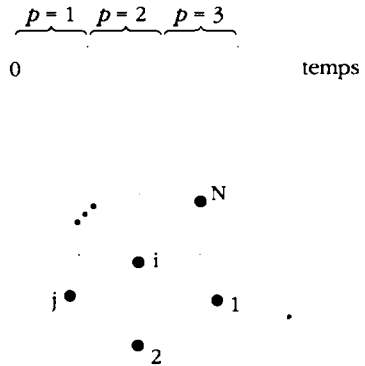


FIGURA 5.21. Disposició discreta del temps i representació d'un node qualsevol envoltat per N nodes.

La calor que el node j cedeix al node i en l'interval de temps p es dona per:

$$q_{j \rightarrow i} = K_{j \leftrightarrow i} \cdot (T_j^{(p)} - T_i^{(p)}) \quad [5.21]$$

per tant, la calor total que els nodes veïns cedeixen al node i serà:

$$\sum_{j=1}^N q_{j \leftrightarrow i}^{(p)} = q_{1 \leftrightarrow i}^{(p)} + q_{2 \leftrightarrow i}^{(p)} + \dots + q_{N \leftrightarrow i}^{(p)} \quad [5.22]$$

A banda d'aquesta calor, el node i pot tenir generació de calor interna que s'anomena q_i . Fent el balanç de calor, tota aquesta energia que entra ha de ser igual a la variació del contingut d'energia del node i en l'interval de temps de p a $p + 1$, expressat en termes de potència:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \rho_i \cdot c_i \cdot V_i \cdot \frac{(T_i^{(p+1)} - T_i^{(p)})}{\Delta t} \quad [5.23]$$

L'equació global del balanç queda, doncs:

$$q_i + \sum_{j=1}^N K_{j \leftrightarrow i} (T_j^{(p)} - T_i^{(p)}) = \rho_i \cdot c_i \cdot V_i \cdot \frac{(T_i^{(p+1)} - T_i^{(p)})}{\Delta t} \quad [5.24]$$

D'aquest plantejament se'n deriven tres mètodes:

- mètode explícit
- mètode implícit
- mètode de Crank-Nicholson

El mètode s'anomena *explícit* quan les temperatures dels nodes veïns s'agafen en l'instant p i es correspon exactament amb l'equació [5.24]. En aquest cas, en l'instant p totes les temperatures són conegudes i determinar la temperatura T_i en l'instant $p + 1$ és directe. Perquè aquest mètode convergeixi cal que es compleixi la condició següent:

$$\Delta t < \frac{c_i \cdot \rho_i \cdot V_i}{\sum_{j=1}^n K_{ij}} \quad [5.25]$$

Pel que fa al mètode *implícit* s'obté quan les temperatures dels nodes veïns s'agafen en l'instant $p + 1$, és a dir:

$$q_i + \sum_{j=1}^N K_{j \leftrightarrow i} (T_j^{(p+1)} - T_i^{(p+1)}) = \rho_i \cdot c_i \cdot V_i \cdot \frac{(T_i^{(p+1)} - T_i^{(p)})}{\Delta t} \quad [5.26]$$

En aquest cas, obtenir les temperatures a cada un dels nodes no és directe, cal resoldre un sistema de tantes equacions i incògnites com nodes es tinguin, però té l'avantatge que no cal verificar cap condició per a l'estabilitat, Δt pot ser en principi tan gran com es vulgui i només cal tenir en compte els errors d'aproximació.

Finalment, en el mètode de *Crank-Nicholson* el que es fa és interpolar les temperatures dels nodes veïns entre l'instant p i el $p + 1$.

$$F \cdot \sum_{j=1}^N K_{j \leftrightarrow i} (T_j^{p+1} - T_i^{p+1}) + (1 - F) \cdot \sum_{j=1}^N K_{j \leftrightarrow i} (T_j^p - T_i^p) + q_i = C_i \cdot \frac{(T_i^{p+1} - T_i^p)}{\Delta t} \quad [5.27]$$

On si $F = 0,5$ es té el mètode de Crank-Nicholson, si $F = 1$ el mètode implícit i si $F = 0$ el mètode explícit. El mètode de Crank-Nicholson també requereix una condició per a l'estabilitat, encara que en aquest cas es pot treballar amb intervals de temps més grans que en el cas del mètode explícit:

$$1 - \frac{(1 - F)\Delta t}{C_i} \sum_{j=1}^N K_{j \leftrightarrow i}^{(p)} \geq 0 \quad [5.28]$$

En aquest cas, s'ha escollit el mètode implícit tot i que qualsevol dels mètodes seria aplicable, ja que els intervals de temps amb què es treballa són suficientment petits. Cal tenir en compte que el temps total de modelització que és d'un minut és ja molt petit.

5.5.1. DIVISIÓ DEL DIPÒSIT EN NODES

A causa de la simetria que té la flama i el dipòsit, aquest es pot dividir en quatre parts que idealment presentaran la mateixa distribució de temperatures. S'ha de dir idealment perquè en la realitat el sistema no és totalment simètric: no ho és la flama ni tampoc el mòdul on es troba el dipòsit i això fa que les temperatures enregistrades experimentalment no siguin les mateixes en punts simètrics dels quatre blocs en què s'ha dividit el dipòsit (vegeu la figura 5.22).

Quan es vol modelitzar el fenomen, però, cal suposar en principi que el sistema és ideal i, en tot cas, posteriorment es pot comprovar mitjançant els resultats experimentals si aquesta suposició és encertada o no.

TAULA 5.1. Equivalència entre nodes i termoparells.

<i>Node</i>	<i>Termoparell</i>
0	20
3	14
5	8
8	15, 19
10	9, 13
18	16, 18
20	4, 6
23	17
25	11

A la figura 5.22 hi ha dibuixats i numerats els 26 nodes en què s'ha dividit la porció de dipòsit que es modelitzarà. Per tal de poder comprovar els resultats obtinguts de la modelització amb les dades experimentals, s'ha fet coincidir alguns d'aquests nodes amb els punts de mesura fets experimentalment. La taula 5.1 mostra l'equivalència entre nodes i termoparells de mesura de la temperatura a la superfície del dipòsit.

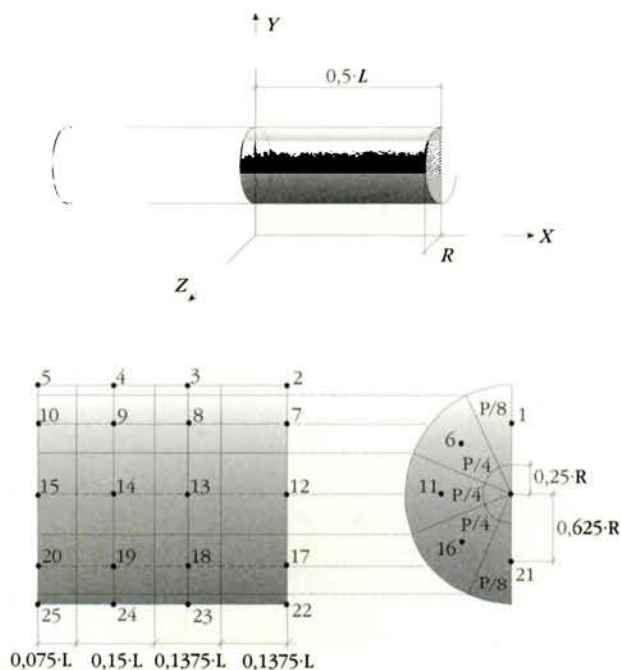


FIGURA 5.22. Esquema on es mostra el tros de cilindre que s'ha pres per a fer la simulació. Distribució dels nodes dins aquest tros seleccionat.

5.5.2. DISTÀNCIES I ÀREES INTERNODALS. VOLUM DELS NODES

Normalment, sempre que es pot es fa una distribució de nodes regular, en la qual tots els nodes tinguin les mateixes dimensions. D'aquesta manera, es simplifica molt la resolució del problema. En aquest cas, s'ha hagut de fer una distribució irregular per tal que tots els punts experimentals tinguessin un node que els correspongués i d'aquesta manera es pogués validar el model amb el màxim nombre de dades possible. Malgrat tot, s'ha procurat que no hi hagués un nombre excessiu de nodes i que aquests no fossin tots diferents uns dels altres. A continuació, es donen els paràmetres geomètrics necessaris per a poder fer la modelització: distàncies internodals, àrees internodals i volum de cada un dels nodes.

Distàncies internodals

$$d_{0 \rightarrow 1} = d_{0 \rightarrow 6} = d_{0 \rightarrow 11} = d_{0 \rightarrow 16} = d_{0 \rightarrow 21} = 0,625 \cdot R$$

$$d_{1 \rightarrow 6} = d_{6 \rightarrow 11} = d_{11 \rightarrow 16} = d_{16 \rightarrow 21} = 0,4909 \cdot R$$

$$d_{1 \rightarrow 2} = d_{6 \rightarrow 7} = d_{11 \rightarrow 12} = d_{16 \rightarrow 17} = d_{21 \rightarrow 22} = 0,375 \cdot R$$

$$d_{2 \rightarrow 3} = d_{7 \rightarrow 8} = d_{12 \rightarrow 13} = d_{17 \rightarrow 18} = d_{22 \rightarrow 23} = 0,2063 \cdot L$$

$$d_{3 \rightarrow 4} = d_{8 \rightarrow 9} = d_{13 \rightarrow 14} = d_{18 \rightarrow 19} = d_{23 \rightarrow 24} = 0,1438 \cdot L$$

$$d_{4 \rightarrow 5} = d_{9 \rightarrow 10} = d_{14 \rightarrow 15} = d_{19 \rightarrow 20} = d_{24 \rightarrow 25} = 0,15 \cdot L$$

$$\left. \begin{aligned} d_{2 \rightarrow 7} &= d_{3 \rightarrow 8} = d_{4 \rightarrow 9} = d_{5 \rightarrow 10} \\ d_{7 \rightarrow 12} &= d_{8 \rightarrow 13} = d_{9 \rightarrow 14} = d_{10 \rightarrow 15} \\ d_{12 \rightarrow 17} &= d_{13 \rightarrow 18} = d_{14 \rightarrow 19} = d_{15 \rightarrow 20} \\ d_{17 \rightarrow 22} &= d_{18 \rightarrow 23} = d_{19 \rightarrow 24} = d_{20 \rightarrow 25} \end{aligned} \right\} = 0,7854 \cdot R$$

Àrees internodals

$$A_{0 \rightarrow 1} = A_{0 \rightarrow 21} = 0,0982 \cdot R \cdot e$$

$$A_{0 \rightarrow 6} = A_{0 \rightarrow 11} = A_{0 \rightarrow 16} = 0,1963 \cdot R \cdot e$$

$$A_{1 \rightarrow 2} = A_{21 \rightarrow 22} = 0,3927 \cdot R \cdot e$$

$$A_{6 \rightarrow 7} = A_{11 \rightarrow 12} = A_{16 \rightarrow 17} = 0,7854 \cdot R \cdot e$$

$$A_{2 \rightarrow 3} = A_{3 \rightarrow 4} = A_{4 \rightarrow 5} = A_{22 \rightarrow 23} = A_{23 \rightarrow 24} = A_{24 \rightarrow 25} = 0,3927 \cdot R \cdot e$$

$$\begin{aligned} A_{7 \rightarrow 8} &= A_{8 \rightarrow 9} = A_{9 \rightarrow 10} = A_{12 \rightarrow 13} = A_{13 \rightarrow 14} = A_{14 \rightarrow 15} = A_{17 \rightarrow 18} = A_{18 \rightarrow 19} = \\ &= A_{19 \rightarrow 20} = 0,7854 \cdot R \cdot e \end{aligned}$$

$$A_{2 \rightarrow 7} = A_{7 \rightarrow 12} = A_{12 \rightarrow 17} = A_{17 \rightarrow 22} = A_{3 \rightarrow 8} = A_{8 \rightarrow 13} = A_{13 \rightarrow 18} = A_{18 \rightarrow 23} = 0,1375 \cdot L \cdot e$$

$$A_{4 \rightarrow 9} = A_{9 \rightarrow 14} = A_{14 \rightarrow 19} = A_{19 \rightarrow 24} = 0,15 \cdot L \cdot e$$

$$A_{5 \rightarrow 10} = A_{10 \rightarrow 15} = A_{15 \rightarrow 20} = A_{20 \rightarrow 25} = 0,075 \cdot L \cdot e$$

Àrea i volum dels nodes

Com que l'àrea dels nodes escollits és gran comparada amb el gruix que pugui tenir la paret del dipòsit, es considerarà que el volum dels nodes és directament la seva superfície multiplicada pel seu gruix, prescindint del fet que la superfície disminueix amb el gruix, ja que es tracta d'un tros de cilindre (vegeu la figura 5.23).

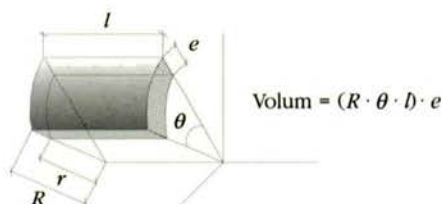


FIGURA 5.23. Representació del volum d'un node.

A continuació, es dona la superfície externa de cada un dels nodes, és a dir, la superfície que rebirà radiació. Pel que ja s'ha explicat, el volum serà el mateix valor multiplicat pel gruix de la paret del dipòsit, e .

$$A_0 = 0,0982 \cdot R^2$$

$$A_1 = A_{21} = 0,1841 \cdot R^2$$

$$A_6 = A_{11} = A_{16} = 0,3682 \cdot R^2$$

$$A_2 = A_3 = A_{22} = A_{23} = 0,054 \cdot R \cdot L$$

$$A_4 = A_{24} = 0,0589 \cdot R \cdot L$$

$$A_5 = A_{25} = 0,0295 \cdot R \cdot L$$

$$A_7 = A_{12} = A_{17} = A_8 = A_{13} = A_{18} = 0,108 \cdot R \cdot L$$

$$A_9 = A_{14} = A_{19} = 0,1178 \cdot R \cdot L$$

$$A_{10} = A_{15} = A_{20} = 0,0589 \cdot R \cdot L$$

5.5.3. CONDUCTÀNCIES

$$K_{0 \leftrightarrow 1} = K_{0 \leftrightarrow 21} = 0,1571 \cdot R \cdot e \cdot \lambda$$

$$K_{0 \leftrightarrow 6} = K_{0 \leftrightarrow 11} = K_{0 \leftrightarrow 16} = 0,3142 \cdot e \cdot \lambda$$

$$K_{1 \leftrightarrow 6} = K_{6 \leftrightarrow 11} = K_{11 \leftrightarrow 16} = K_{16 \leftrightarrow 21} = 1,528 \cdot e \cdot \lambda$$

$$K_{1 \leftrightarrow 2} = K_{21 \leftrightarrow 22} = 1,047 \cdot e \cdot \lambda$$

$$K_{6 \leftrightarrow 7} = K_{11 \leftrightarrow 12} = K_{16 \leftrightarrow 17} = 2,94 \cdot e \cdot \lambda$$

$$K_{2 \leftrightarrow 7} = K_{7 \leftrightarrow 12} = K_{12 \leftrightarrow 17} = K_{17 \leftrightarrow 22} = K_{3 \leftrightarrow 8} = K_{8 \leftrightarrow 13} = K_{13 \leftrightarrow 18} = K_{18 \leftrightarrow 23} = 0,1751 \cdot \frac{L \cdot e \cdot \lambda}{R}$$

$$K_{2 \leftrightarrow 3} = K_{22 \leftrightarrow 23} = 1,904 \cdot \frac{R \cdot e \cdot \lambda}{L}$$

$$K_{7 \leftrightarrow 8} = K_{12 \leftrightarrow 13} = K_{17 \leftrightarrow 18} = 3,807 \cdot \frac{R \cdot e \cdot \lambda}{L}$$

$$K_{3 \leftrightarrow 4} = K_{23 \leftrightarrow 24} = 2,731 \cdot \frac{R \cdot e \cdot \lambda}{L}$$

$$K_{8 \leftrightarrow 9} = K_{13 \leftrightarrow 14} = K_{18 \leftrightarrow 19} = 5,4618 \cdot \frac{R \cdot e \cdot \lambda}{L}$$

$$K_{4 \leftrightarrow 5} = K_{24 \leftrightarrow 25} = 2,618 \cdot \frac{R \cdot e \cdot \lambda}{L}$$

$$K_{9 \leftrightarrow 10} = K_{14 \leftrightarrow 15} = K_{19 \leftrightarrow 20} = 5,36 \cdot \frac{R \cdot e \cdot \lambda}{L}$$

$$K_{3 \leftrightarrow 8} = K_{8 \leftrightarrow 13} = K_{13 \leftrightarrow 18} = K_{18 \leftrightarrow 23} = 0,1751 \cdot \frac{L \cdot e \cdot \lambda}{R}$$

$$K_{4 \leftrightarrow 9} = K_{9 \leftrightarrow 14} = K_{14 \leftrightarrow 19} = K_{19 \leftrightarrow 24} = 0,191 \cdot \frac{L \cdot e \cdot \lambda}{R}$$

$$K_{5 \leftrightarrow 10} = K_{10 \leftrightarrow 15} = K_{15 \leftrightarrow 20} = K_{20 \leftrightarrow 25} = 0,0955 \cdot \frac{L \cdot e \cdot \lambda}{R}$$

5.5.4. RESOLUCIÓ DEL SISTEMA D'EQUACIONS

Partint de l'instant inicial $t = 0$ en què la temperatura de cada node es considera igual a la temperatura ambient, es planteja l'equació del mètode implícit per a cada un dels nodes en l'instant posterior $t = t + \Delta t$. Així, s'obté un sistema de 26 equacions amb 26 incògnites en el qual cada equació dona la temperatura d'un node a l'instant n en funció de la temperatura dels nodes que l'envolten en el mateix instant i del mateix node en l'instant anterior $n-1$.

Aquest sistema s'ha de resoldre per a cada increment de temps que es pren. Aquí el sistema es resol mitjançant una de les rutines de *C* que utilitza un mètode numèric de factorització triangular: la descomposició *LU* (vegeu l'annex III).

5.6. RESULTATS OBTINGUTS AMB EL MODEL QUE PREDIU LES TEMPERATURES A LA PARET DEL DIPÒSIT SEGONS EL TEMPS

Pel que fa a l'evolució de les temperatures amb el temps en general, el model tendeix a subestimar les temperatures assolides en els diferents punts del dipòsit, sobretot a la meitat inferior d'aquest. A la figura 5.24.a es pot veure que per al termoparell 14, situat a la part superior del dipòsit, les temperatures obtingudes experimentalment són força semblants (diferències de 25° essent la temperatura màxima de 350 K) a les determinades pel model; ara bé, per al termoparell 11 (vegeu la figura 5.24.b) situat a la part inferior del dipòsit, les temperatures ob-

tingudes experimentalment són força més grans que les determinades pel model, amb diferències de l'ordre de 230° (essent la temperatura màxima de 650 K), és a dir, que entre la part de dalt i la part de baix l'error pràcticament es duplica. D'altra banda, la forma de les dues corbes tampoc és la mateixa.

A l'hora d'analitzar aquests resultats cal tenir molt present que el paràmetre més important en el model és la temperatura de la flama, ja que és aquesta la que determina la quantitat de calor que rep el dipòsit. Qualsevol error en la determinació de la temperatura de la flama (vegeu l'annex II) repercutirà directament sobre l'estimació de les temperatures assolides pel dipòsit.

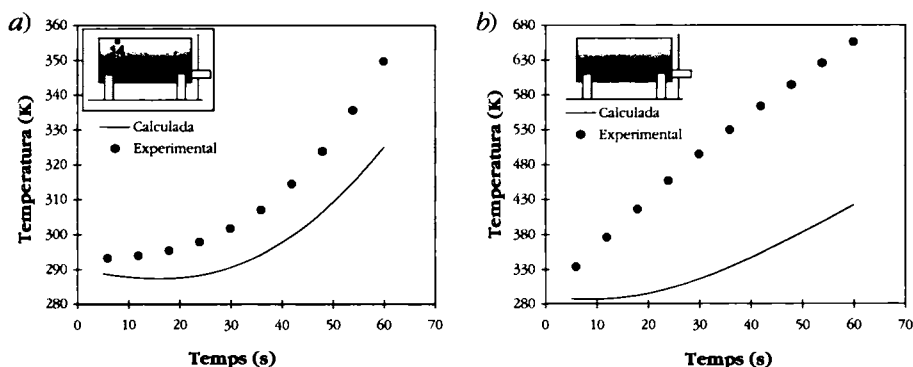


FIGURA 5.24. Evolució de la temperatura amb el temps, experimental i calculada segons el model. *a*) Per al termoparell núm. 14. *b*) Per al termoparell núm. 11.

A la figura 5.25 es pot observar la temperatura assolida per cada termoparell després de 60 s de l'inici de l'incendi, segons els resultats experimentals i el model.

S'han representat els termoparells d'ambdós costats del dipòsit. Evidentment, el model dona resultats totalment simètrics, ja que no té en compte l'efecte del vent induït ni el fet que el sistema no sigui simètric. Tal com estan disposats els termoparells, si el sistema i les flames fossin totalment simètrics, dos termoparells situats a la mateixa altura, a banda i banda del dipòsit —com per exemple el 10 i el 12 o el 9 i el 13—, haurien d'assolir la mateixa temperatura. A la figura 5.25 es pot comprovar que tot i que s'assemblen força, els valors assolits no són totalment idèntics, sobretot en el cas dels termoparells 3 i 7. Això s'ha d'atribuir, d'una banda, a les pròpies flames, que presenten oscil·lacions que fan que els dos costats del dipòsit no rebin exactament la mateixa quantitat de calor, però també al fet que a la banda est del dipòsit hi ha una paret reixada que separa el mòdul oest de la resta del mòdul i a la part del darrere (cara nord) una paret sòli-

da d'acer (a través de la qual surten els cables dels aparells de mesura). Ambdues parets poden absorbir part de la radiació, alhora que dificulten el pas de l'aire cap a les flames.

Si es comparen els valors de la temperatura del dipòsit calculats pel model amb els valors determinats experimentalment, es pot observar que la tendència de les dues corbes (experimental i calculada) és la mateixa, i augmenta la temperatura des de la part de dalt del dipòsit cap a la part de baix i són lleugerament més altes les temperatures de la banda de davant (termoparells núm. 14, 15, 16, 17, 18 i 19) respecte les de la banda del mig (termoparells núm. 8, 9, 10, 11, 12 i 13). Malgrat això, alguns termoparells presenten diferències importants en els valors de temperatura assolits. D'aquests cal destacar els termoparells núm. 5, 11 i 17 que corresponen als tres punts de la part més baixa del dipòsit.

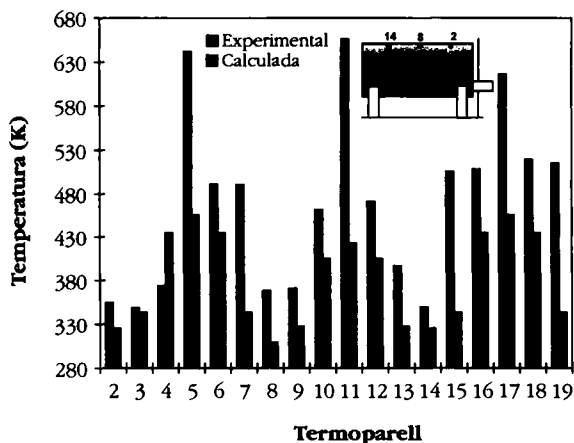


FIGURA 5.25. Temperatura assolida en diversos termoparells de la superfície del dipòsit. Valors experimentals i calculats segons el model. En l'esquema del dipòsit els números entre parèntesi corresponen als termoparells situats a la cara oest del dipòsit.

Com ja s'ha dit anteriorment, els resultats obtinguts pel model estan directament associats a la temperatura de la flama escollida. A l'annex II s'exposa la manera com aquesta s'ha determinat, en primer lloc, correlacionant les dades experimentals i després fent la correcció partint de les dades obtingudes dels radiòmetres. El que fan els radiòmetres és mesurar la radiació provinent de la superfície de la flama i, per tant, la temperatura que s'obté correspon també a la part de la flama que es troba a la superfície. Els termoparells núm. 5, 11 i 17 es troben molt lluny de la superfície de la flama, en una zona on l'aire fred de l'ambient no hi arriba i on la combustió es produeix probablement amb molt menys excés

d'aire que no als extrems de la flama. Tot això fa pensar que probablement les temperatures assolides per la flama en aquesta zona són molt més elevades que les estimades per la correlació utilitzada en el model. No obstant això, aquest és un efecte difícil d'incorporar al model amb la informació de què es disposa actualment i caldria un estudi molt més aprofundit de l'evolució de les temperatures arreu de la flama per tal que el model pogués predir amb fidelitat l'evolució de les temperatures a tots els punts del dipòsit.

Cal tenir en compte, a més, que el fet d'estar subestimant les temperatures a la part més baixa del dipòsit repercuteix també en les temperatures assolides en la resta dels punts (a causa de la conducció) que per aquest motiu també resultaran més baixes del que en realitat els pertocaria.

A banda d'aquests tres termoparells comentats fins ara, n'hi ha uns altres tres que criden l'atenció: el 7, el 15 i el 19. En aquest cas, el model també subestima molt les temperatures assolides pel dipòsit, però la raó no és en absolut la mateixa que en el cas anterior. Els termoparells núm. 7, 15 i 19 es troben a la meitat superior del dipòsit, en un punt no gaire allunyat de la superfície de la flama i ben ventilat, per tant, les temperatures de flama considerades probablement estan ben estimades. Aquí el que cal notar és que els termoparells núm. 3, 9 i 13 situats a la mateixa altura i a una distància inferior a un metre del 15 i el 19, tenen unes temperatures molt més baixes (aproximadament 120° menys); el cas

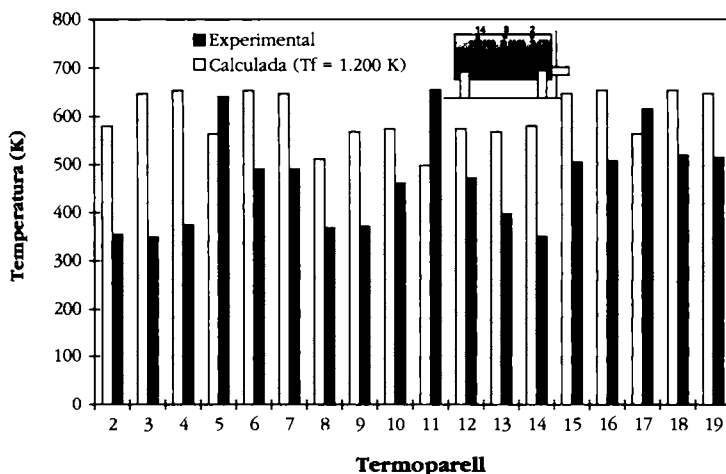


FIGURA 5.26. Temperatura assolida en diversos termoparells de la superfície del dipòsit. Valors experimentals i calculats segons el model considerant una temperatura de la flama constant i igual a 1.200 K. En l'esquema del dipòsit els números entre parèntesi corresponen als termoparells situats a la cara oest del dipòsit.

dels termoparells núm. 3 i 7 encara és més significatiu, ja que ambdós són simètrics i, per tant, haurien de presentar exactament la mateixa temperatura. Això podria fer pensar en un error en la mesura obtinguda per aquests termoparells (en totes les proves passa el mateix) o bé, en què realment i a causa de l'efecte del vent aquests punts reben molta més calor que la resta. Ambdues suposicions són difícils de comprovar, ja que no es disposa de prou informació i els enregistraments fets amb el vídeo només ofereixen imatges frontals de les flames i el dipòsit.

Fins ara les referències que es poden trobar a la bibliografia, pel que fa a l'estudi de les temperatures assolides en dipòsits immersos en flames, o bé analitzen únicament resultats experimentals, o bé, si modelitzen, el que fan és treballar en l'estat estacionari i a més prenen la temperatura de la flama constant.

La figura 5.26 mostra quins són els resultats assolits pel model si s'agafa la temperatura de la flama constant i igual a 1.200 K (que és la temperatura més utilitzada en els treballs en què aquesta es suposa constant i uniforme per a tota la flama). Es pot veure que les diferències amb els resultats experimentals són molt importants, no només en els valors assolits sinó sobretot en la distribució de la temperatura entre els diversos punts del dipòsit.

El gràfic mostra que el dipòsit es troba pràcticament de manera uniforme al voltant de 600 K (de mitjana), quan en realitat la temperatura varia molt d'un punt a l'altre. Cal remarcar també que els experiments es van fer amb el dipòsit buit (cas més desfavorable) quan en realitat això no es dona mai; per tant, la zona que aquí assoleix temperatures més altes (termoparells núm. 10, 11, 12 i 16, 17, 18) seria la que normalment estaria refrigerada internament pel líquid emmagatzemat, essent la temperatura màxima que podria assolir el dipòsit (en el punt més desfavorable) d'uns 400 K.

Les propietats mecàniques de l'acer depenen molt de la temperatura. La temperatura crítica depèn sobretot de la càrrega a la que estigui sotmès el dipòsit i en menor grau de la qualitat de l'acer, però normalment es troba en el rang 673-823 K (Scandpower-Sintef, 1992). En el cas exposat, a 400 K la resistència de l'acer s'hauria reduït un 5 % mentre que a 600 K s'hauria reduït fins a un 25 %.

6. CONCLUSIONS

1. L'anàlisi històrica duta a terme ha posat de manifest l'elevada incidència dels incendis: en el 30 % dels accidents ocorreguts en instal·lacions industrials i en el transport de mercaderies perilloses hi ha hagut foc. Un dels incendis més freqüents en aquest tipus d'accidents és el de bassals de líquid (Planas-Cuchi *et al.*, 1997).

2. Tot i la considerable fluctuació i variació de l'incendi (posició i grandària de les flames) durant les diverses experimentacions efectuades, el tractament de les dades mostra que els resultats (temperatura assolida pels diferents punts del dipòsit) són altament reproduïbles.

3. L'equipament sotmès a l'acció directa de les flames de bassals de foc rep grans fluxos calorífics que poden implicar velocitats d'escalfament molt grans (fins a $1.000\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$) o increments de pressió molt elevats.

4. El creixement del foc fins a la seva grandària màxima té lloc (per als diàmetres de basal estudiats) en un temps aproximat d'1 min. Això estableix un règim transitori, pel que fa a la calefacció de l'equip sotmès a l'incendi, la durada del qual és del mateix ordre de magnitud.

5. En el cas d'equipaments immersos en un basal de foc, si la grandària de l'equip és relativament gran en comparació amb la del basal, es produeix un efecte d'obstaculització que redueix el rendiment de la combustió. S'ha definit un paràmetre, denominat *factor d'obstaculització*, per a quantificar aquest efecte (Planas-Cuchi *et al.*, 1996).

6. S'ha desenvolupat una correlació per a calcular la temperatura de la flama en funció de l'altura i el temps. Això permet efectuar la modelització matemàtica de l'incendi durant el règim transitori de manera molt més real.

7. S'ha desenvolupat un model matemàtic del fenomen que permet determinar la radiació incident en qualsevol punt de la superfície del dipòsit, així com la temperatura assolida per aquest. El fet de contemplar el règim transitori, amb la temperatura de la flama variable amb la posició i el temps, ha millorat conside-

rament la fiabilitat de les prediccions en comparació amb els altres models existents que adoptaven un valor constant d'aquesta temperatura (Planas-Cuchi i Casal, 1998).

8. El sistema emprat en l'extinció s'ha mostrat altament eficaç. La utilització d'escuma en una primera fase, seguida d'aigua immediatament després permet controlar l'incendi, recobrint la superfície del basal en un temps relativament curt, i simultàniament refrigerar l'equip. Això ofereix una via per a controlar l'emergència des del primer moment, i evitar la propagació de l'incendi.

NOMENCLATURA

a	Al capítol 5, coordenada x del punt P de la superfície del dipòsit, m
a, b, c	Coefficients de l'equació [4.6]
a_i	$i = 0 \div 4$, paràmetres de l'equació [5.1]
a_λ	Coefficient d'absorció, m^{-1}
$A_{i \rightarrow j}$	Al capítol 5, àrees internodals, m^2
c_0	Velocitat de la llum en el buit, $2,9979 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
c_1	Constant de l'equació [1.7], $2\pi b c_0^2 = 3,743 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \mu\text{m}^4 \cdot \text{m}^{-2}$
c_2	Constant de l'equació [1.7], $h c_0 / k = 1,4387 \cdot 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$
c_i	Calor específica del node i , $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
c_p	Calor específica a pressió constant, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$c_{p_{\text{fums}}}$	A l'equació [4.15], calor específica a pressió constant del fum, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
CEC	Cubeta est central del mòdul de proves
CEE	Cubeta est externa del mòdul de proves
CEI	Cubeta est interna del mòdul de proves
C_i	Producte de la densitat, calor específica i volum del node i , $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
COC	Cubeta oest central del mòdul de proves
COE	Cubeta oest externa del mòdul de proves
COI	Cubeta oest interna del mòdul de proves

d	A l'equació [2.1] i [4.2], diàmetre del basal, m
$dA \cos \theta$	Àrea projectada de dA en la direcció $\bar{\Omega}$
de_λ	Energia radiant a l'interval de longitud d'ona $\lambda + d\lambda$ que es propaga a través de l'angle sòlid $d\Omega$ de direcció $\bar{\Omega}$
$d_{i \rightarrow j}$	Al capítol 5, distàncies internodals, m
D	A l'equació [1.35], diàmetre del basal, m
D'	A l'equació [1.39], nou diàmetre de la base de la flama, comprenent el desplaçament, m
D_a	Diàmetre mitjà en el temps per a una fuga instantània, m
D_e	Diàmetre del basal en funció del temps per a una fuga instantània, m
D_{eq}	Diàmetre d'equilibri per a una fuga contínua, m
D_m	Diàmetre màxim que pot assolir el basal en una fuga instantània, m
e	Al capítol 5, gruix de la paret del dipòsit, m
E	Poder emissiu total i hemisfèric. A l'equació [1.40], poder emissiu de la flama, W
E_b	Poder emissiu total d'un cos negre, $W \cdot m^{-2}$
$E_{b\lambda}$	Poder emissiu espectral d'un cos negre
E_λ	Poder emissiu espectral
E_m	A l'equació [1.42], poder emissiu mitjà de la superfície de la flama, $W \cdot m^{-2}$
f	A l'equació [1.41] i [2.5], fracció de l'energia de combustió que és alliberada en forma de radiació
F	Factor de visió difusa. A l'equació [5.27] i [5.28], coeficient de l'equació de Crank-Nicholson
g	Acceleració de la gravetat, $m \cdot s^{-2}$
$g(y), b(y)$	A l'equació [5.2], funcions que defineixen el contorn de la flama
h	Constant de Planck, $6,6256 \cdot 10^{-34}$ J·s. A l'equació [4.6], altura, m
h_1	Distància entre la superfície del basal i la part inferior del dipòsit, m
h_2	Distància entre la superfície del basal i la part superior del dipòsit, m

b_3	Distància entre la superfície del basal i el centre del dipòsit, m
H	A les equacions [2.1] i [4.2], coeficient de convecció, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$. A l'equació [2.5], altura de la flama, m
$I_{b\lambda}$	Intensitat de la radiació espectral per a un cos negre
I_λ	Intensitat de la radiació espectral
k	A l'equació [1.6], constant de Boltzmann, $1,38054 \cdot 10^{-23} J \cdot K$
k_λ	Gruix òptic o opacitat
K	Coefficient d'extinció, m^{-1} . A l'equació [3.1], factor K dels ruixadors i polvoritzadors
K_c	A l'equació [2.1] i [4.2], coeficient de conducció, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$K_{j \leftrightarrow i}$	Conductància entre el node j i el node i , $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
l_m	Distància mitjana de penetració de la radiació, m
L	A l'equació [1.27], distància que ha de recórrer la radiació, m. A l'equació [1.35], altura de la flama, m. Al capítol 5, llargada del cilindre, m
LII	Límit inferior d'inflamabilitat, %Vol
LSI	Límit superior d'inflamabilitat, %Vol
m_i	A l'equació [2.4], nombre de mols del component i , en fase líquida, mol
$\dot{m}$	Velocitat de combustió, $kg \cdot s^{-1}$
$\dot{m}''$	Velocitat de combustió, $kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$
$\dot{m}_{fums}$	Cabal de fum generat durant l'incendi, $kg \cdot s^{-1}$
$\dot{m}''_{max}$	Velocitat de combustió màxima (corresponent a un basal de dimensions infinites), $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
n	A l'equació [2.7], nombre total de categories en què s'han agrupat els registres
$\bar{n}$	Vector unitari normal a la superfície
n_i	A l'equació [2.4], nombre de mols de component i , en fase de vapor, mol
N	A l'equació [2.4], nombre de components de la mescla

N_i	A l'equació [2.7], nombre de registres continguts dins la categoria i
p	A l'equació [5.21], interval de temps, s
p_c	Pressió parcial del diòxid de carboni a l'atmosfera, Pa
p_w	Pressió parcial del vapor d'aigua a l'atmosfera, Pa
P	A l'equació [2.7], probabilitat acumulada o freqüència d'una determinada categoria. Al capítol 5, punt d'interès pertanyent a la superfície del cilindre
$q_{dA_1-dA_2}$	A l'equació [1.12], potència radiant que abandona dA_1 i incideix directament en dA_2
$q_{dA_1-Semiespai}$	Potència radiant que abandona dA_1 cap a tot el semiespai
q_i	$i = 1 \div 2$. Al capítol 5, línies d'intersecció entre el pla tangent a la superfície del dipòsit en el punt P i la superfície que defineix el contour de la flama. A l'equació [5.24], generació de calor interna del node i
$q_{j \rightarrow i}$	A l'equació [5.21], calor que el node j cedeix al node i , $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}''$	A les equacions [1.40] i [1.42], flux radiant que arriba a un objecte a una distància x de la flama, $W \cdot m^{-2}$. A les equacions [5.6] i [5.8], calor bescanviada per radiació entre el volum v_i i la superfície A_j , $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}$	A les equacions [2.1], [2.2] i [4.2], calor intercanviada entre la flama i el basal, W
$\dot{Q}''_{conv}$	Calor emesa durant l'incendi, en forma de convecció, $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}''_{rad}$	Calor emesa durant l'incendi, en forma de radiació, $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}_t$	A l'equació [2.6], calor total alliberada en un incendi, W
$\dot{Q}''_{tot}$	A l'equació [4.1], calor total emesa per l'incendi, $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}''_{total\ teòrica}$	Calor teòrica que s'alliberaria en l'incendi d'un basal lliure, si la combustió fos completa, $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}''_{total\ real}$	Calor real alliberada en la combustió d'un basal lliure, $W \cdot m^{-2}$
$\dot{Q}''_{total\ real, obst.}$	Calor real alliberada en la combustió d'un basal amb un obstacle, $W \cdot m^{-2}$
r	Al capítol 5, distància entre el centre del cilindre i el punt P de la superfície del dipòsit, m

$r(z)$	A l'equació [5.1], funció que defineix el contorn de la flama, m
$\bar{r}$	A l'equació [1.12], vector que uneix les superfícies A_1 i A_2
R	A l'equació [5.9], radi del dipòsit, m
$R(y, z)$	Pla tangent a un punt P de la superfície del dipòsit
RH	Humitat relativa de l'ambient, %
$R_{obst.}$	Relació d'obstaculització, %
S	Camí que ha de recórrer la radiació, m
S_{bassal}	Superfície del basal, m ²
$S_{dipòsit}$	Superfície projectada del dipòsit, m ²
t	Temps, s
t_{eq}	Temps necessari per a arribar al diàmetre d'equilibri en una fuga contínua, s
t_m	Temps necessari per a arribar al diàmetre màxim en una fuga instantània, s
t_s	Durada de la fuga, s
T	Temperatura, K
T_a	Temperatura ambient, K
T_{au}	Temperatura d'autoignició, K
T_b	A l'equació [4.4], temperatura del basal, K
T_f	Temperatura de la flama, K
T_{fad}	Temperatura adiabàtica de la flama, K
T_i	Temperatura d'inflamació, K
$T_{mitjana}$	Temperatura mitjana de la flama, K
T_s	A l'equació [1.25], temperatura de la font de la radiació (K)
u^*	Velocitat adimensional del vent, m·s ⁻¹
u_w	Velocitat del vent, m·s ⁻¹
V	Al capítol 5, volum, m ³
V_L	A l'equació [1.28], quantitat total de combustible vessat, m ³

x	A l'equació [1.40], distància entre l'objecte i la flama, m. Al capítol 5, coordenada horitzontal, m
X	Eix horitzontal
y	Al capítol 5, coordenada vertical, m
$\dot{y}$	Velocitat de combustió, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
$\dot{y}_{max}$	Velocitat de combustió per a un basal de diàmetre infinit, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Y	Eix vertical
z	Al capítol 5, coordenada horitzontal, m
Z	Eix horitzontal

LLETRES GREGUES

α	Absorbància
α_c	A l'equació [1.24], absorbància del diòxid de carboni
α_w	A l'equació [1.24], absorbància del vapor d'aigua
ΔE	Variació del contingut d'energia del node i
ΔH_c	Calor de combustió, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
ΔH_v	Calor de vaporització, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
Δt	Increment de temps
ΔT_{fums}	Increment de temperatura del fum respecte la temperatura ambient, K
ε	Emitància
ε_c	A l'equació [1.25], emissivitat del diòxid de carboni
ε_w	A l'equació [1.25], emissivitat del vapor d'aigua
ϕ	Al capítol 5, angle entre el vector S i el vector normal a la superfície del dipòsit en el punt P , rad
η	Rendiment de la combustió, %
$\eta_{obst.}$	Rendiment de la combustió amb obstacle, %

λ	Longitud d'ona, μm . A l'apartat 5.5.3, conductivitat tèrmica de l'acer de la paret del dipòsit, $\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$
λ_{max}	Longitud d'ona per a la qual la funció de distribució de Planck presenta un màxim, μm
θ	A l'equació [1.38], angle d'inclinació de la flama, rad. Al capítol 5, angle entre el vector vertical i el vector que uneix el centre del cilindre amb el punt P de la superfície del dipòsit, rad
θ_1	A l'equació [1.12], angle entre el vector normal a la superfície A_1 , $\vec{n}_1$, i el vector $\vec{r}$
θ_2	A l'equació [1.12], angle entre el vector normal a la superfície A_2 , $\vec{n}_2$, i el vector $\vec{r}$
ρ	Reflectància
ρ_a	Densitat de l'aire ambient, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ρ_i	Densitat del node i , $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ρ_v	Densitat del vapor combustible, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
σ	Constant d'Stefan-Boltzmann, $5.67\cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
σ_{λ}	Coefficient de dispersió, m^{-1}
τ	Transmitància. A l'equació [1.24], transmissivitat atmosfèrica
τ_{cr}	Temps crític
ξ	Factor d'obstaculització, %

ANNEX I

INFORMACIÓ SOBRE LES PROVES DUTES A TERME DURANT LA FASE EXPERIMENTAL

Al capítol 3 s'ha donat la informació corresponent a les proves fetes amb bassals de foc, però a més d'aquestes també es dugueren a terme proves amb dolls de foc, incendis en moviment, etc. Atès que en aquest estudi només s'ha treballat amb els incendis de bassals, la informació relativa a la resta de proves realitzades s'ha detallat en aquest annex.

Incendis de dolls de líquid (Proves núm. 20 a núm. 38)

La vàlvula de sortida del doll es troba a la biga que hi ha entre les cubetes EIT i ECT, a una altura d'1,2 m des de la base del mòdul. A la taula I.1 es mostren les característiques d'aquestes proves.

Incendis de dolls de líquid en brides (Proves núm. 39 a núm. 44)

Aquest tipus d'incendi es simulà fent sortir el combustible a una pressió de 9 bar per una brida de la bomba que s'havia deixat fluixa (vegeu la taula I.2).

Incendis de dolls de líquid (Proves núm. 45 a núm. 65)

Continuació dels incendis de dolls de líquid. Similars als anteriors (vegeu la taula I.3).

Incendis de dolls de gas (Proves núm. 66 a núm. 71)

En aquest cas, el combustible utilitzat és el propà, però la vàlvula de sortida del doll és la mateixa que per als dolls de líquid i es troba en la mateixa posició. Només per als dolls que es fan incidir sobre el dipòsit, la vàlvula s'ha girat cap a l'est, la resta s'ha mantingut igual (vegeu la taula I.4).

Incendis de dolls de líquid incidint sobre el cilindre i el rack de canonades
(Proves núm. 72 a núm. 82)

Per als dolls incidint sobre el cilindre la vàlvula es troba situada entre les cubetes WIT i EIT, al centre de l'eix nord/sud i a una altura de 0,7 m, de manera que el doll incideixi directament sobre l'estructura del dipòsit.

TAULA I.1. Resum de les característiques de les proves 20 a 38.

Núm. de la prova	Comb.	Ruixador polvoritzador	Factor K	Cabal d'aplicació ($l \cdot min^{-1} \cdot m^{-1}$)	Cabal total ($l \cdot min^{-1}$)	Pressió (bar)	Temps de preignició (s)
20	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	30
21	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7	90
22	HE	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7	30
23	HE	2 SPK0/125°	58,8	20,4	264	5,0	30
24	HE	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0	30
25	HE	2 SPK1/90°	82,6	20,4	264	2,6	30
26	HE	2 SPY0/90°	74,9	20,4	264	3,1	30
27	HE	2 SPK0/125°	38,2	10,2	132	3,0	30
28	HE	2 SPK0/125°	58,8	15,3	198	2,8	30
29*	HE	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7	30
30**	HE	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7	30
31	HE	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0	30
32	HE	1 SPK0/125°	80	10,2+	264	2,7	30
		1+1 SPY0/90°	37,5	10,2			
33	HE	1 SPK0/125°	80	10,2+	264	2,7	30
		1+1SPK0/125°	38,2	10,2			
34	HE	1 SPK1/90°	82,6	10,2+	264	2,6	30
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			
35	HE	2 SPK0/125°	80	20,4+	396	2,7	30
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			
36	HE	1 SPK0/90°	80	10,2+	264	2,7	30
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			
37	KE	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7	30
38	KE	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0	30

En tots els casos la pressió del combustible és de 5,4 bar i el cabal de $0,2 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, exceptuant: * cabal de $0,25 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ i pressió de 6,0 bar; ** Cabal de $0,25 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ i pressió de 7,3 bar.

En el cas dels dolls incidint sobre el *rack* de canonades, la vàlvula es troba situada entre les cubetes EIT/ECT, al centre de l'eix nord/sud i a una altura d'1,3 m i inclinada a 65° per a dirigir-la cap al *rack* (vegeu la taula I.5).

Incendis en moviment (Proves núm. 83 a núm. 85)

Per a aquestes proves es va col·locar una mànega al sostre, just damunt la cubeta WCT (i, per tant, del cilindre). El combustible es vessava de manera que incidís en el cilindre i acabés formant un basal. La ignició es provocà a la part superior del cilindre. La taula I.6 mostra les característiques d'aquestes proves.

TAULA I.2. Resum de les característiques de les proves 39 a 44.

Núm. de la prova	Combust.	Ruixador polvoritzador	Factor K	Cabal d'aplicació (l·min ⁻¹ ·m ⁻¹)	Cabal total (l·min ⁻¹)	Pressió Comb. (bar)	Cabal Comb. (kg·s ⁻¹)
39	HE	1 SPK0/125°	80	10,2	132	5,8	0,25
40	HE	1 SPK0/125°	80	10,2+	264	5,5	0,27
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			
41	HE	1 SPK0/90°	80	10,2+	264	5,7	0,27
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			
42	HE	1 SPK1/90°	82,6	10,2+	264	6,0	0,25
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			
43	KE	1 SPK0/125°	80	10,2+	264	7,7	0,33
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			0,33
44	KE	1 SPK0/125	80	10,2+	264	7,4	
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2			

El temps previ a l'extinció és en tots els casos de 30 s i la pressió al ruixador de 2,7 bar.

TAULA I.3. Resum de les característiques de les proves 45 a 65.

Núm. de la prova	Combust.	Ruixador Polvoritzador	Factor K	Cabal d'aplicació (l·min ⁻¹ ·m ⁻¹)	Cabal total (l·min ⁻¹)	Pressió (bar)
45	KE	2 SPK0/125°	58,8	20,4	264	5,0
46	KE	2 SPK1/90°	82,6	20,4	264	2,6
47	KE	2 SPK0/90°	80	20,4	264	2,7
48	KE	2 SPY0/90°	74,9	20,4	264	3,1
49	KE	2 SPK0/125°	80	20,4+	396	2,7
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2		
50	HE	2 SPK0/90°	80	20,4	264	2,7
51*	HX	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7
52*	HX	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0
53*	HX	2 SPK0/125°	58,8	20,4	264	5,0
54*	HX	2 SPK1/90°	82,6	20,4	264	2,6
55*	HX	2 SPK0/90°	80	20,4	264	2,7
56*	HX	2 SPY0/90°	74,9	20,4	264	3,1
57*	HX	2 SPK0/125°	80	20,4+	396	2,7
		1+1SPY0/90°	37,5	10,2		
58*	HX	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7
59*	HX	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0
60	KE	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0
61	KE	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7
62	HE	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7
63	HE	3 SPK0/125°	58,8	30,6	396	5,0
64	HE	1 SPK0/125°	99,5	20,4	264	7,0
65	HE	1 SPK1/90°	114,9	20,4	264	5,3

El temps previ a l'extinció és per a totes les proves de 30 s i la pressió del combustible de 5,4 bar. * Per a aquestes proves, el cabal de combustible és de 0,19 kg·s⁻¹; la resta tenen totes un cabal de 0,2 kg·s⁻¹.

TAULA I.4. Resum de les característiques de les proves 66 a 71.

Núm. de la prova	Ruixador polvoritzador	Factor K	Cabal d'aplicació (l·min ⁻¹ ·m ⁻¹)	Cabal total (l·min ⁻¹)	Pressió (bar)
66	2 SPK0/125°	80	20,4	264	2,7
67	2 SPK1/90°	82,6	20,4	264	2,6
68	1 SPK0/125°	80	10,2	132	2,7
69	1 SPK1/90°	82,6	10,2	132	2,6
70	1 SPK0/125°	99,5	14,2	184	3,4
71	1 SPK0/125°	99,5	14,2	184	3,4

El cabal de propà és en totes les proves de 0,06 kg·s⁻¹ i el temps previ a l'extinció de 30 s.

TAULA I.5. Resum de les característiques de les proves 72 a 82.

<i>Núm. de la prova</i>	<i>Ruixador polvoritzador</i>	<i>Factor K</i>	<i>Cabal d'aplicació (l·min⁻¹·m⁻¹)</i>	<i>Cabal total (l·min⁻¹)</i>	<i>Pressió (bar)</i>
72	2 SPK0/125°	80	14,2+	296	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
73	2 SPK0/125°	80	20,4+	296	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
74	2 SPK0/125°	80	14,2+	428	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
	1+1SPY0/90°	37,5			
75*	2 SPK0/125°	80	14,2+	428	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
	1+1SPY0/90°	37,5			
76	1+1SPK0/125°	99,5	14,2+	418	3,4
	1 SPY0/90°	24,4			
77	2 SPK0/125°	80	14,2+	428	2,4
	1 SPY0/90°	24,4	1		
	1+1SPY0/90°	37,5			
78	2 SPK0/125°	80	4,2	246	2,4
79	2 SPK0/125°	80	14,2+	296	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
80	2 SPK0/125°	80	14,2+	346	2,4
	2 SPY0/90°	24,4			
81	2 SPK0/125°	80	14,2+	396	2,4
	3 SPY0/90°	24,4			
82	2 SPK0/125°	80	14,2+	396	2,4
	3 SPY0/90°	24,4			

El cabal de combustible és 0,2 kg·s⁻¹ i la pressió 5,4 bar, en tots els tests excepte: * cabal: 0,32 kg·s⁻¹ i pressió: 6,5 bar. El temps previ a l'extinció és de 30 s per a totes les proves.

TAULA 1.6. Resum de les característiques de les proves 83 a 85.

<i>Núm. de la prova</i>	<i>Ruixador Polvoritzador</i>	<i>Factor K</i>	<i>Cabal d'aplicació (l·min⁻¹·m⁻¹)</i>	<i>Cabal total (l·min⁻¹)</i>	<i>Pressió (bar)</i>
83	2 SPK0/125°	80	14,2	296	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
84	2 SPK0/125°	80	14,2	428	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
	1+1SPY0/90°	37,5			
85	2 SPK0/125°	80	14,2	428	2,4
	1 SPY0/90°	24,4			
	1+1SPY0/90°	37,5			

El cabal de combustible és per a tots els tests de 0,12 kg·s⁻¹ i la pressió 0,5 bar. El temps previ a l'extinció és per a tots els tests de 30 s.

ANNEX II

DETERMINACIÓ DE LA TEMPERATURA DE LA FLAMA EN FUNCIÓ DEL TEMPS I L'ALTURA

En aquest annex es detalla el càlcul seguit per a determinar la correlació de la temperatura de la flama en funció del temps i l'altura, tant per als bassals d'hexà de 4 m² com per als de querosè de 12 m².

En ambdós casos es disposava de quatre punts de mesura a tres altures diferents (vegeu la figura 3.6), corresponents als termoparells núm. 21, 22, 23 i 24 situats a la cara externa del dipòsit.

Per la forma de les corbes es va veure que corresponien a la recíproca d'una hipèrbola, que té una equació general del tipus (Kolb, 1983):

$$y = \frac{x}{a \cdot x + b} \quad [\text{II.1}]$$

Ni x ni y poden ser igual a zero i és aplicable quan es disposa de tres o més punts. Per tal d'estimar els coeficients d'aquesta equació s'utilitzen les equacions següents:

$$\begin{aligned} A &= \sum \frac{1}{x_i} & A &= \sum \frac{1}{x_i^2} & C &= \sum \frac{1}{y_i} & D &= \sum \frac{1}{y_i^2} \\ E &= \sum \frac{1}{x_i \cdot y_i} & N &= n & F &= N \cdot B - A^2 \end{aligned} \quad [\text{II.2}]$$

on x_i i y_i són els valors associats a cada punt i n el nombre total de punts. Aleshores, els coeficients de l'equació [II.1] es calculen:

$$\begin{aligned} a &= \frac{B \cdot C - A \cdot E}{F} \\ b &= \frac{N \cdot E - A \cdot C}{F} \end{aligned} \quad [\text{II.3}]$$

El coeficient de regressió d'aquesta corba es determina a partir de l'equació següent:

$$RR = \frac{a \cdot C + b \cdot E - C^2/N}{D - \frac{C^2}{N}} \quad [\text{II.4}]$$

A continuació, es detallen els càlculs per als dos tipus de bassal.

II.1. BASSALS D'HEXÀ DE 4 m²

TAULA II.1. Dades de temperatura segons el temps a diferents altures per als bassals d'hexà de 4 m².

<i>Altura sobre el bassal (m)</i>					
<i>0,72</i>		<i>1,32</i>		<i>1,92</i>	
<i>Temps (s)</i>	<i>Temperatura (K)</i>	<i>Temps (s)</i>	<i>Temperatura (K)</i>	<i>Temps (s)</i>	<i>Temperatura (K)</i>
4,4	293	4,4	293	4,4	293
5,9	373,6	5,9	335,4	5,9	296,3
11,9	471,5	11,9	372,4	11,9	313,8
17,9	609	17,9	378,3	17,9	336,4
23,9	721,2	23,9	451,7	23,9	374,6
29,9	798,3	29,9	521,3	29,9	412,3
35,9	852,4	35,9	576,5	35,9	448,3
41,9	889,8	41,9	633,8	41,9	493,3
47,9	913,2	47,9	683,8	47,9	545
53,9	936,7	53,9	727,1	53,9	610,3
59,9	922,9	59,9	741,3	59,9	647,1

Ja s'ha vist al capítol 4 que les quatre proves fetes amb bassals d'hexà de 4 m² (proves 12, 13, 14 i 15) eren totalment reproductibles durant els primers 60 s, així aquí s'ha amigitjanat per a cada altura el valor de la temperatura obtingut a cada prova. Les dades obtingudes així són les de la taula II.1.

Per a cada altura s'han aplicat les equacions [II.2] a [II.4] que permeten determinar els coeficients de la correlació escollida. Els valors obtinguts s'exposen a la taula següent:

TAULA II.2. Valors obtinguts d'aplicar les equacions [II.2] a [II.4].

Equació	Paràmetre	Altura sobre el basal (m)		
		0,72	1,32	1,92
II.2	A	7,20E-01	2,39E-01	1,83E-01
	B	9,58E-02	8,39E-03	5,27E-03
	C	1,80E-02	1,43E-02	1,44E-02
	D	3,56E-05	2,69E-05	3,05E-05
	E	1,72E-03	4,69E-04	3,98E-04
	N	11	8*	7*
	F	5,36E-01	1,00E-02	3,38E-03
II.3	a	9,15E-04	7,71E-04	8,68E-04
	b	1,11E-02	3,39E-02	4,53E-02
II.4	RR	0,98	0,99	0,96

* Els primers punts no s'han pres en consideració, ja que les flames no arriben bé i no hi ha variació de temperatura.

Així, les correlacions obtingudes són:

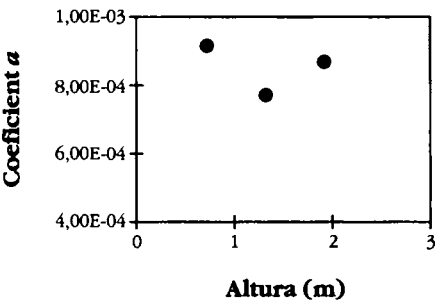
$$T_{flama}(t, b = 0,72) = \frac{t}{0,000915 \cdot t + 0,01107} \quad \text{[II.5]}$$

$$T_{flama}(t, b = 1,32) = \frac{t}{0,000771 \cdot t + 0,0339} \quad \text{[II.6]}$$

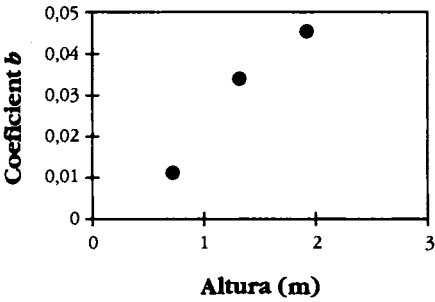
$$T_{flama}(t, b = 1,92) = \frac{t}{0,000868 \cdot t + 0,0453} \quad \text{[II.7]}$$

Una vegada s'han determinat les tres correlacions en funció del temps, cal correlacionar els respectius coeficients en funció de l'altura per tal d'obtenir finalment una sola equació en funció del temps i l'altura. Les taules i gràfics següents mostren els coeficients en funció de l'altura.

<i>Altura (m)</i>	<i>Coefficient a</i>
0,72	9,15E-4
1,32	7,71E-4
1,92	8,68E-4



<i>Altura (m)</i>	<i>Coefficient b</i>
0,72	0,011967
1,32	0,03392
1,92	0,04529



Atès que només es disposa de tres punts, el millor és correlacionar-los linealment. Així s'obté:

$$\begin{aligned} a &= 0,00851 & r &= 0,99 \\ b &= 0,0034 + 0,021 \cdot b & r &= 0,98 \end{aligned} \quad [\text{II.8}]$$

Finalment, doncs, s'obté:

$$T_{\text{flama}}(t, b) = \frac{t}{0,000851 \cdot t + 0,021 \cdot b + 0,0034} \quad [\text{II.9}]$$

A la figura II.1 es pot veure el gràfic de la temperatura segons el temps per a l'altura 0,72 m on es poden comparar els valors experimentals dels obtinguts a partir de l'equació [II.9].

A la figura II.1 es pot observar que, si bé la tendència de les dues corbes és molt semblant, la correlació obtinguda tendeix a subestimar les temperatures de la flama en gairebé 100 K. D'altra banda, també cal tenir en compte que la correlació obtinguda no és aplicable per a instants de temps molt propers a zero, ja que en aquest cas la temperatura tendeix a zero i no a la temperatura ambient.

A l'apartat II.3 es proposa la manera de resoldre aquests problemes. Cal assenyalar també que les temperatures experimentals de què es disposa semblen força baixes si es té en compte les dades publicades per altres autors (Gregory *et al.*, 1990).

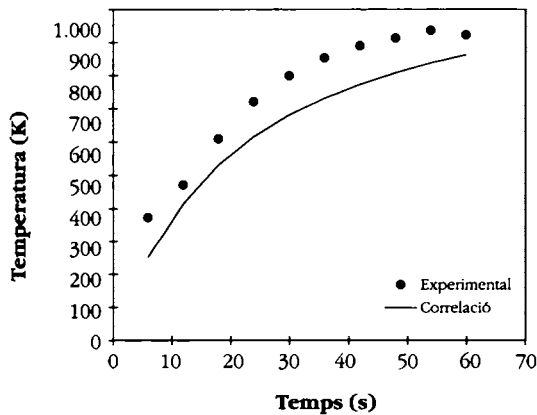


FIGURA. II.1. Evolució de la temperatura de la flama segons el temps a una altura de 0,72 m respecte el bassal. Comparació de les dades experimentals i de les deduïdes de la correlació. Bassals de 4 m².

TAULA II.3. Evolució de la temperatura en funció del temps a diferents altures. Bassals de querosè de 12 m².

<i>Altura sobre el bassal (m)</i>					
<i>0,72</i>		<i>1,32</i>		<i>1,92</i>	
<i>Temps (s)</i>	<i>Temperatura (K)</i>	<i>Temps (s)</i>	<i>Temperatura (K)</i>	<i>Temps (s)</i>	<i>Temperatura (K)</i>
5,9	297,5	5,9	295,5	5,9	293,3
11,9	316,3	11,9	309,7	11,9	295,4
17,9	367,5	17,9	367,2	17,9	311,1
23,9	416,1	23,9	441,8	23,9	377,6
29,9	534,8	29,9	571,4	29,9	451,3
35,9	661,2	35,9	697,7	35,9	538,5
41,9	755,6	41,9	794,7	41,9	651,6
47,9	795,3	47,9	861,5	47,9	794,0
53,9	880,9	53,9	895,9	53,9	937,0
59,9	931,4	59,9	921,5	59,9	1030,8

II.2. BASSALS DE QUEROSÈ DE 12 m²

Igual que en el cas anterior, s'ha amitjanat per a cada altura el valor de les temperatures obtingudes a cada prova. També aquí es disposa de 4 proves (proves 88, 89, 90 i 91). Fins a 30 segons s'han amitjanat les quatre i a partir dels 30 s únicament la 90 i la 91 (a la 88 i 89 passats 30 s s'engegaven els sistemes d'extinció i, per tant, les temperatures ja no es poden utilitzar). Així, les dades disponibles són:

Per a cada altura s'han aplicat les equacions [II.2] a [II.4], i s'han obtingut els valors següents:

TAULA II.4. Valors obtinguts d'aplicar les equacions [II.2] a [II.4].

Equació	Paràmetre	Altura sobre el bassal (m)		
		0,72	1,32	1,92
II.2	A	2,39E-01	2,39E-01	2,39E-01
	B	8,39E-03	8,39E-03	8,39E-03
	C	1,33E-02	1,28E-02	1,48E-02
	D	2,47E-05	2,30E-05	3,17E-05
	E	4,54E-04	4,38E-04	5,15E-04
	N	8*	8*	8*
	F	1,00E-02	1,00E-02	1,00E-02
II.3	a	3,09E-04	2,60E-04	8,41E-05
	b	4,53E-02	4,49E-02	5,90E-02
II.4	RR	0,98	0,99	0,98

* Els primers punts no s'han pres en consideració, ja que les flames no arriben bé i no hi ha variació de temperatura.

Així, les correlacions obtingudes per als bassals de 12 m² són:

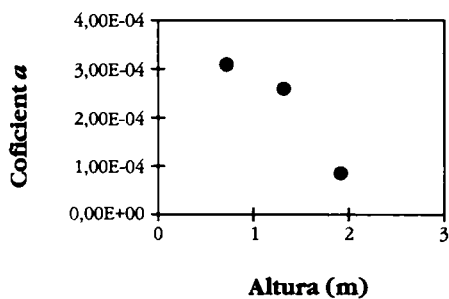
$$T_{flama}(t, h = 0,72) = \frac{t}{0,000309 \cdot t + 0,0453} \quad [\text{II.10}]$$

$$T_{flama}(t, h = 1,32) = \frac{t}{0,00026 \cdot t + 0,0449} \quad [\text{II.11}]$$

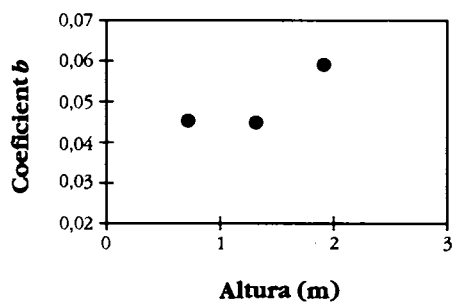
$$T_{flama}(t, h = 1,92) = \frac{t}{0,000084 \cdot t + 0,059} \quad [\text{II.12}]$$

Una vegada s'han determinat les tres correlacions en funció del temps, cal igual que en el cas anterior determinar els respectius coeficients en funció de l'altura per tal d'obtenir finalment una sola equació en funció del temps i l'altura:

<i>Altura (m)</i>	<i>Coefficient a</i>
0,72	3,09E-4
1,32	2,60E-4
1,92	0,84E-4



<i>Altura (m)</i>	<i>Coefficient b</i>
0,72	0,045304
1,32	0,044860
1,92	0,058976



Atès que, com en el cas anterior, només es disposa de tres punts, el millor és correlacionar-los linealment. Així s'obté:

$$a = 0,000465 - 0,000188 \cdot b \quad r = 0,95$$

$$b = 0,347 + 0,0114 \cdot a \quad r = 0,85$$

[II.13]

Finalment, doncs, s'obté:

$$T_{flama}(t, b) = \frac{t}{(0,000465 - 0,000188 \cdot b) \cdot t + 0,0114 \cdot b + 0,0347} \quad [\text{II.14}]$$

A la figura II.2 es pot veure el gràfic de la temperatura segons el temps per a l'altura 0,72 m on es poden comparar els valors experimentals dels obtinguts a partir de l'equació [II.14].

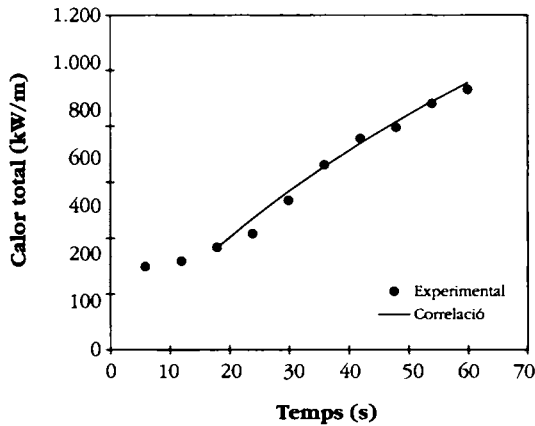


FIGURA II.2. Evolució de la temperatura de la flama segons el temps a una altura de 0,72 m respecte el bassal. Comparació de les dades experimentals i de les deduïdes de la correlació. Basals de 12 m².

En aquest cas, la correlació obtinguda es correspon molt millor que en el cas anterior amb les dades experimentals. Malgrat tot, no es pot aplicar per a instants de temps inferiors a 15 s, ja que els valors que s'obtenen no tenen significat físic.

II.3. CORRECCIÓ DE LA TEMPERATURA DE LA FLAMA

Com s'ha vist en els dos apartats anteriors, les correlacions obtingudes s'adapten relativament bé a les dades experimentals obtingudes amb els termòmetres de placa col·locats a la paret externa del dipòsit (vegeu el capítol 3). Els valors enregistrats, però, -923 K després d'un minut a una altura de 0,72 m— semblen molt baixos si es té en compte els valors obtinguts per altres autors (Bainbridge i Keltner, 1988) (Gregory *et al.*, 1990) (vegeu el capítol 2) -1.150 K després d'un minut a una altura superior, 1,42 m.

Tot això fa sospitar, evidentment, que els valors enregistrats pels termòmetres de placa en realitat estan subestimant la temperatura real present en el punt on aquests estan col·locats. Segons Gregory *et al.* (1990), els termoparells que s'utilitzen per a mesurar temperatures de la flama donen valors inferiors a la veritable temperatura de la flama. La causa més important d'aquest error és la pèrdua de calor per radiació que tenen els mateixos termoparells. Essent aquest error més important com més a prop del dipòsit estiguin col·locats els termoparells, ja que el dipòsit és un objecte molt gran i relativament fred; aquest és el cas que s'està analitzant, ja que els termoparells estan col·locats just a la superfície externa del dipòsit. Altres fonts d'error –encara que menys significatives– són: els efectes de la pròpia inèrcia del termoparell, el sutge que es pugui dipositar damunt d'aquest, la calibració que s'hagi fet, etc.

Atès que es disposa d'una altra dada –la radiació que reben els radiòmetres número 24, 26 i 27, situats a una certa distància del mòdul– que permet determinar indirectament la temperatura de la flama, s'ha volgut comprovar si realment la temperatura de la flama era tan baixa com mostraven les dades recollides pels termòmetres de placa, o en realitat hi havia un error important en la lectura.

A la figura 3.10 (capítol 3) es mostra la disposició respecte el mòdul dels tres radiòmetres esmentats. Per al càlcul de la temperatura de la flama s'ha escollit el radiòmetre número 26 que és el que queda més proper al mòdul oest. La calor que rebí aquest radiòmetre de la flama es pot calcular mitjançant l'expressió següent (vegeu el capítol 1):

$$Q = \tau F \sigma (T_f^4 - T_a^4) \quad \text{[II.15]}$$

on:

$$\begin{aligned} \tau &= 2,02(P_w x)^{-0.09} \\ P_w &= \frac{HR}{100} \exp\left(14,4114 - \frac{5328}{T_a(K)}\right) \end{aligned} \quad \text{[II.16]}$$

Com que el que és conegut és la calor, aïllant la temperatura de flama de l'equació [II.15] s'obté:

$$T_f = \sqrt[4]{\frac{Q}{\tau F \sigma} + T_a^4} \quad \text{[II.17]}$$

Les dades disponibles per a dur a terme el càlcul es poden veure a la figura següent:

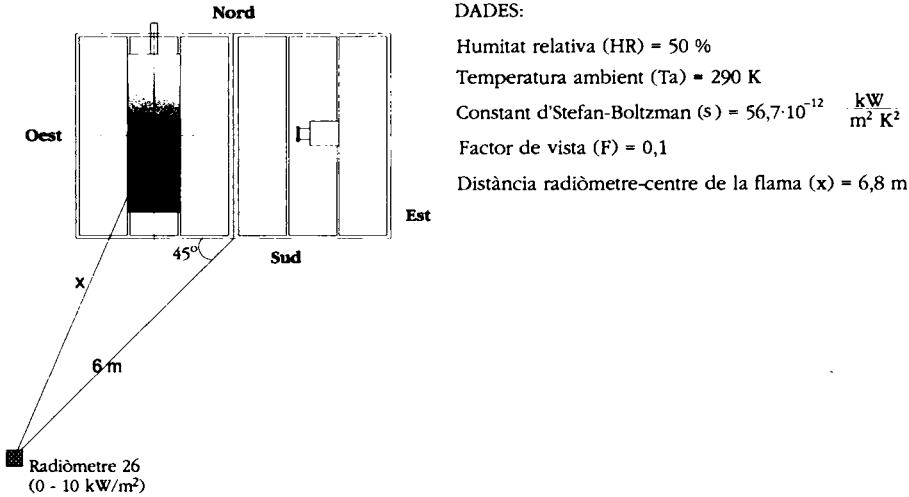


FIGURA II.3. Disposició del radiòmetre núm. 26 respecte el mòdul. Distància d'aquest al centre de la flama. Dades necessàries per al càlcul.

La transmissivitat atmosfèrica es pot determinar a partir de l'equació [II.16] i de les dades disponibles:

$$P_u = \frac{50}{100} \exp\left(14,4114 - \frac{5328}{290}\right) = 962 \text{ Pa}$$

$$\sigma = 2,02(962 \times 6,8)^{-0,09} = 0,9$$

Amb totes les dades conegudes es pot tornar a escriure l'equació [II.17] que quedarà:

$$T_f = \sqrt[4]{1,96 \cdot 10^{11} Q + 7,07 \cdot 10^9} \quad [\text{II.18}]$$

La temperatura així obtinguda correspon a la temperatura mitjana de la flama, ja que el radiòmetre no mesura la radiació provinent d'un sol punt de la flama, sinó la provinent de tota la superfície que està veient. La figura II.4 mostra l'evolució d'aquesta temperatura mitjana calculada a partir de [II.18] i de les dades de Q enregistrades pel radiòmetre.

A mesura que s'arriba a l'estat estacionari les corbes es van estabilitzant. El valor de la temperatura en aquesta zona ha de coincidir amb la temperatura de la flama a una altura mitjana (aproximadament 2 m) transcorreguts uns 60 s, que és quan s'assoleix l'estat estacionari.

Tenint en compte això i el fet que a temps zero la temperatura ha de ser igual a la temperatura ambient, es dedueix que les correlacions de la temperatura [II.9] i [II.14] s'han de corregir de la manera següent:

$$T_{flama}(t, b) = \frac{t}{0,000851 \cdot t + 0,021 \cdot b + 0,0034} + 290 \quad \text{[II.19]}$$

$$T_{flama}(t, b) = \frac{t}{(0,000465 - 0,000188 \cdot b) \cdot t + 0,0114 \cdot b + 0,0347} + 290 \quad \text{[II.20]}$$

El següent gràfic (vegeu la figura II.5) mostra les corbes obtingudes aplicant la nova correlació per a bassals de 4 m², per a les altures $b = 0$ m i $b = 4$ m (altures mínima i màxima de la flama, respectivament), així com la corba obtinguda d'omitjar les dues anteriors. Es pot comprovar que la corba mitjana és molt semblant a l'obtinguda a través de les dades del radiòmetre (en aquest cas només s'ha posat la corresponent a la prova 13, però les altres eren similars), i es confirma la validesa de la nova correlació. En el cas del bassal de 12 m² els resultats són similars.

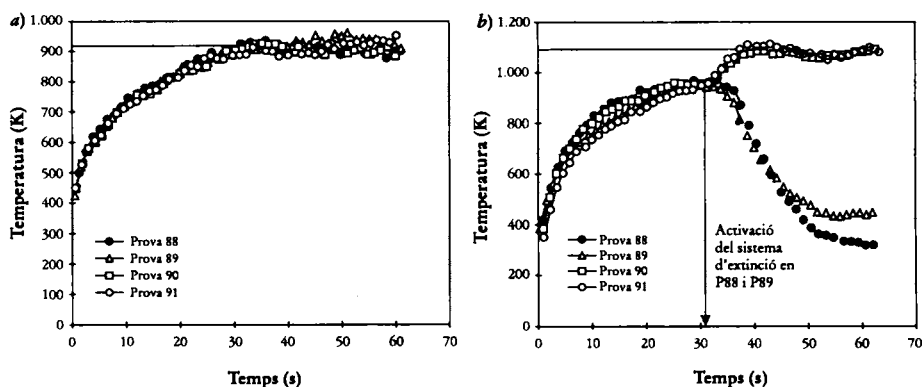


FIGURA II.4. Temperatura mitjana estimada a partir de l'equació [II.18]. a) Bassals de 4 m² (proves: 12, 13, 14 i 15). b) Bassals de 12 m² (proves: 88, 89, 90 i 91).

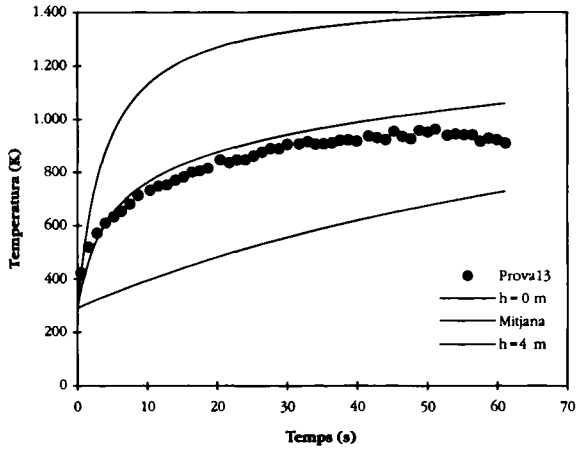


FIGURA II.5. Gràfic corresponent als bassals de 4 m^2 . Les tres línies s'han determinat a partir de la correlació de la temperatura de la flama, corregida (equació II.19). La corba de punts s'ha determinat a partir de les dades del radiòmetre i correspon a la prova 13.

ANNEX III

RESOLUCIÓ NUMÈRICA DEL MODEL DE RADIACIÓ

Actualment, exceptuant el cas en què es vulgui aplicar un mètode numèric poc usual, la majoria d'algoritmes numèrics es troben implementats informàticament i estan disponibles per a qualsevol usuari que els vulgui utilitzar. En aquest annex s'expliquen els algoritmes que s'han utilitzat per a resoldre el model de radiació. En tots els casos, s'ha pogut utilitzar alguna de les rutines disponibles al mercat, concretament de les que es troben recollides a *les Numerical Recipes in C* (Press *et al.*, 1994).

III.1. DETERMINACIÓ DE LA INTERSECCIÓ ENTRE EL CONTORN DE LA FLAMA I EL PLA TANGENT A UN PUNT DE LA SUPERFÍCIE DEL DIPÒSIT

Donat un punt P , de coordenades (a, b, c) , pertanyent a la superfície del dipòsit, el pla tangent a aquest punt $R(y, z)$, es defineix per l'equació següent (vegeu l'apartat 5.3.2):

$$z = \frac{c^2 + b^2 - b_3 \cdot b - (b - b_3) \cdot y}{c} \quad \text{[III.1]}$$

On, segons la figura 5.5, b_3 correspon a la coordenada y del centre del dipòsit. Pel que fa a la superfície de la flama, a l'apartat 5.2 es defineix:

$$\left\{ \begin{array}{ll} g(y): & z = 0,449 + 0,734 \cdot y - 0,383 \cdot y^2 + 0,043 \cdot y^3 \quad \forall \quad z > 0 \\ h(y): & z = -0,449 - 0,734 \cdot y + 0,383 \cdot y^2 - 0,043 \cdot y^3 \quad \forall \quad z < 0 \end{array} \right\} \quad \text{[III.2]}$$

La intersecció entre les superfícies [III.1] i [III.2] dona sempre dues rectes

—que s'anomenaran q_1 i q_2 — paral·leles a l'eix x . Per a determinar q_1 i q_2 cal trobar les arrels de les dues equacions següents:

$$0,49 + 0,734 \cdot y - 0,383 \cdot y^2 + 0,043 \cdot y^3 = \frac{c^2 + b^2 - b_3 \cdot b - (b - b_3) \cdot y}{c} \quad \text{[III.3]}$$

$$-0,449 - 0,734 \cdot y + 0,383 \cdot y^2 - 0,043 \cdot y^3 = \frac{c^2 + b^2 - b_3 \cdot b - (b - b_3) \cdot y}{c} \quad \text{[III.4]}$$

Cada equació tindrà com a màxim tres arrels, de les quals n'hi pot haver de reals i d'imaginàries. De les tres arrels que pot tenir cada equació, només dues tindran la coordenada y inferior a l'altura de la flama i aquestes són les que corresponen a q_1 i q_2 . Es prendrà sempre com a q_2 l'arrel que tingui la coordenada y més gran i com a q_1 la més petita.

Per a determinar les arrels de [III.3] i [III.4] s'ha escollit una rutina numèrica que combina els mètodes de Newton-Raphson i el de bisecció. Excepte en el cas que el problema sigui lineal —i aquí no ho és—, per a determinar les arrels caldrà iterar, independentment que el problema sigui unidimensional o multidimensional.

El mètode de la *bisecció* requereix conèixer un interval on la funció se sap que passa pel zero (per exemple, perquè canvia de signe). Aleshores, aquest mètode el que fa és avaluar la funció en el punt central de l'interval i comprovar el signe. A cada iteració els límits de l'interval que conté l'arrel es redueixen a la meitat.

Després de n iteracions l'arrel estarà en un interval de dimensions ε_n , i a la iteració següent:

$$\varepsilon_{n+1} = \frac{\varepsilon_n}{2} \quad \text{[III.5]}$$

Així, si es vol aconseguir una tolerància ε , el nombre d'iteracions que caldrà efectuar és:

$$n = \log_2 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \quad \text{[III.6]}$$

On ε_0 és la dimensió de l'interval inicial. Si ε_0 conté més d'una arrel aleshores aquest mètode només en trobarà una d'elles. Si no hi ha arrels, només una singularitat, el mètode convergirà cap a la singularitat.

Pel que fa al mètode de Newton-Raphson, és un dels més utilitzats per a

problemes unidimensionals. Aquest mètode requereix avaluar la funció $f(x)$ i la seva derivada $f'(x)$ per a punts x arbitraris. Geomètricament, l'equació consisteix a estendre la línia tangent al punt $f(x_i)$ fins que creui el zero, fixant aleshores el següent punt $f(x_{i+1})$ en l'abscissa d'aquest zero. Algebraicament, el mètode deriva de l'expansió en sèrie de Taylor de la funció f al voltant de cada un dels punts:

$$f(x + \delta) \approx f(x) + f'(x) \cdot \delta + \frac{f''(x)}{2} \cdot \delta^2 + \dots \quad \text{[III.7]}$$

Per a valors de δ prou petits, els termes d'ordre superior a 1 es poden negligir i, per tant, $f(x + \delta) = 0$ implicarà:

$$\delta = -\frac{f(x)}{f'(x)} \quad \text{[III.8]}$$

Lluny de l'arrel, els termes d'ordre superior a 1 esdevenen importants i aleshores aquest mètode pot donar errors importants. D'altra banda, si el punt inicial està molt lluny de l'arrel, enmig pot haver-hi algun màxim o mínim local, en aquest cas el mètode tampoc convergirà (vegeu la figura III.1).

L'avantatge d'aquest mètode és que convergeix quadràticament. És a dir,

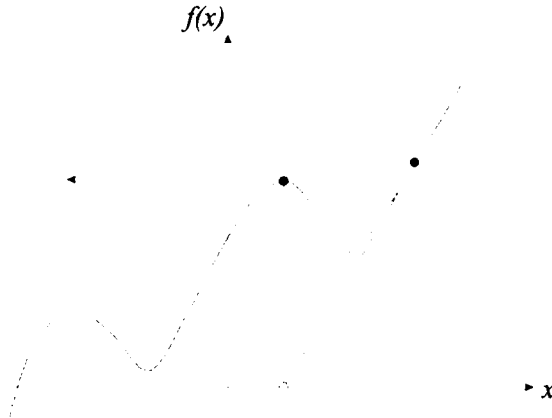


FIGURA III.1. Exemple d'una funció per a la qual el mètode de Newton-Raphson no convergiria.

que quan s'està a prop de l'arrel, a cada nova iteració el nombre de dígitos que esdevenen significatius es duplica.

La rutina que s'ha escollit s'anomena *rtsafe* i utilitza una combinació d'aquests dos mètodes –biseció i Newton-Raphson. La rutina utilitza sempre el mètode de Newton-Raphson excepte en el cas que aquest mètode doni la solució fora de límits o mentre no es redueixi l'interval prou ràpidament.

III.2. RESOLUCIÓ DEL SISTEMA D'EQUACIONS QUE PERMET DETERMINAR LA TEMPERATURA A CADA UN DELS NODES DEL DIPÒSIT

Una vegada plantejat el balanç de calor a cada un dels nodes, el que es té és un sistema de N equacions lineals, tantes com nodes, i N incògnites:

$$A \cdot x = b \quad \text{[III.9]}$$

$$\begin{array}{ccccccccc} a_{11}x_1 & + & a_{12}x_2 & + & a_{13}x_3 & + & \cdots & + & a_{1N}x_N & = & b_1 \\ a_{21}x_1 & + & a_{22}x_2 & + & a_{23}x_3 & + & \cdots & + & a_{2N}x_N & = & b_2 \\ a_{31}x_1 & + & a_{32}x_2 & + & a_{33}x_3 & + & \cdots & + & a_{3N}x_N & = & b_3 \\ \vdots & & \vdots & & \vdots & & \ddots & & \vdots & & \vdots \\ a_{N1}x_1 & + & a_{N2}x_2 & + & a_{N3}x_3 & + & \cdots & + & a_{NN}x_N & = & b_N \end{array}$$

Per a resoldre aquest sistema s'ha escollit el mètode anomenat de *descomposició LU*. Aquest mètode suposa que la matriu A es pot descompondre en el producte de dues matrius,

$$L \cdot U = A \quad \text{[III.10]}$$

on L és una matriu triangular inferior (només té elements a la diagonal i per sota d'aquesta) i U és una matriu triangular superior (només té elements a la diagonal i per sobre d'aquesta):

$$\begin{bmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{N1} & \alpha_{N2} & \alpha_{N3} & \cdots & \alpha_{NN} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \beta_{11} & \beta_{12} & \beta_{13} & \cdots & \beta_{1N} \\ 0 & \beta_{22} & \beta_{23} & \cdots & \beta_{2N} \\ 0 & 0 & \beta_{33} & \cdots & \beta_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & \beta_{NN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & \cdots & a_{1N} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \cdots & a_{2N} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & \cdots & a_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & a_{N3} & \cdots & a_{NN} \end{bmatrix} \quad \text{[III.11]}$$

Aquesta descomposició es pot utilitzar per a resoldre el sistema [III.9],

$$A \cdot x = (L \cdot U) \cdot x = L \cdot (U \cdot x) = b \quad [\text{III.12}]$$

Primer es busca el vector y que verifica:

$$L \cdot y = b \quad [\text{III.13}]$$

i aleshores es resol:

$$U \cdot x = y \quad [\text{III.14}]$$

L'avantatge de fer aquesta descomposició és que tot i que ara s'han de resoldre dos sistemes d'equacions –[III.13] i [III.14]– en lloc d'un, la seva solució és més trivial ja que es troba de fer una mera substitució. En el cas del sistema [III.13] serà:

$$y_1 = \frac{b_1}{\alpha_{11}} \quad [\text{III.15}]$$

$$y_i = \frac{1}{\alpha_{ii}} \left[b_i - \sum_{j=1}^{i-1} \alpha_{ij} \cdot y_j \right] \quad i = 2, 3, \dots, N$$

mentre que per al sistema [III.14] caldrà fer una substitució cap enrere:

$$x_N = \frac{y_N}{\beta_{NN}} \quad [\text{III.16}]$$

$$x_i = \frac{1}{\beta_{ii}} \left[y_i - \sum_{j=i+1}^N \beta_{ij} \cdot x_j \right] \quad i = N-1, N-2, \dots, 1$$

D'aquesta manera, la resolució del sistema [III.9] només requerirà dur a terme N^2 vegades un bucle que conté una multiplicació i una suma. Evidentment, abans d'arribar aquí cal determinar prèviament L i U a partir de A .

El component i, j -èsim del sistema [III.11] serà sempre una suma que començarà:

$$\alpha_{i1} \beta_{1j} + \dots = \alpha_{ij}$$

El nombre de termes de la suma dependrà de si i és més gran, igual o menor que j , de manera que:

$$i < j \quad \Rightarrow \alpha_{i1}\beta_{1j} + \alpha_{i2}\beta_{2j} + \dots + \alpha_{ii}\beta_{ij} = a_{ij} \quad [\text{III.17}]$$

$$i = j \quad \Rightarrow \alpha_{i1}\beta_{1j} + \alpha_{i2}\beta_{2j} + \dots + \alpha_{ii}\beta_{jj} = a_{ij} \quad [\text{III.18}]$$

$$i > j \quad \Rightarrow \alpha_{i1}\beta_{1j} + \alpha_{i2}\beta_{2j} + \dots + \alpha_{ij}\beta_{jj} = a_{ij} \quad [\text{III.19}]$$

Les equacions [III.17], [III.18] i [III.19] formen un conjunt de N^2 equacions i $N^2 + N$ incògnites que són les alfes (α) i les betes (β), ja que la diagonal està representada dues vegades. Per a poder resoldre aquest sistema caldrà agafar N valors arbitraris per a N de les $N^2 + N$ incògnites. El que es fa és assignar el valor 1 a les alfes (α) que es troben a la diagonal:

$$\alpha_{ii} \equiv 1 \quad i = 1, \dots, N \quad [\text{III.20}]$$

Finalment, s'aplica l'algorisme de Crout que permet resoldre el sistema de $N^2 + N$ equacions i obtenir com a resultat la matriu:

$$\begin{bmatrix} \beta_{11} & \beta_{12} & \beta_{13} & \dots & \beta_{1N} \\ \alpha_{21} & \beta_{22} & \beta_{23} & \dots & \beta_{2N} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \beta_{33} & \dots & \beta_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{N1} & \alpha_{N2} & \alpha_{N3} & \dots & \beta_{NN} \end{bmatrix} \quad [\text{III.21}]$$

III.3. RESOLUCIÓ NUMÈRICA DE LA INTEGRAL TRIDIMENSIONAL QUE PERMET DETERMINAR LA RADIACIÓ INCIDENT A CADA UN DELS NODES

A l'apartat 5.3 del capítol 5 s'ha plantejat com determinar la radiació que rep qualsevol punt de la superfície del dipòsit. Bàsicament, el que cal és resoldre una integral triple en la qual tant la mateixa funció a integrar com els límits d'integració són força complexos. Això fa que, com ja s'ha dit en l'esmentat capítol, sigui impossible de trobar una solució analítica d'aquesta integral i s'hagi de recórrer a l'ús de mètodes numèrics específics.

Hi ha diversos mètodes que permeten resoldre integrals de funcions amb diverses variables en regions de més d'una dimensió, però aquests es poden reduir a dues maneres totalment diferents de resoldre el problema:

1. Integració segons el mètode de Monte Carlo.

2. Integració segons la quadratura de Gauss multidimensional.

Si el problema presenta un contorn molt complicat, però l'integrand no té molts pics en petites regions i es pot acceptar una precisió relativament baixa, aleshores el millor és aplicar el mètode de Monte Carlo. Aquest, en la seva forma més senzilla, és fàcil de programar; només li cal conèixer una regió amb un contorn senzill que contingui la regió que es vol integrar i un mètode per a determinar si un punt escollit a l'atzar pertany o no a la regió d'integració. El mètode de Monte Carlo el que fa és avaluar la funció en un conjunt de punts escollits a l'atzar i, posteriorment, fa la integració basant-se en aquesta mostra aleatòria.

Suposant que es prenen N punts a l'atzar, distribuïts uniformement en un volum multidimensional V , els quals s'anomenen $x_1, x_2, \dots, x_N$, aquest mètode estima la integral d'una funció f sobre el volum multidimensional de la manera següent:

$$\int f dV \approx V \cdot \langle f \rangle \pm V \cdot \sqrt{\frac{\langle f^2 \rangle - \langle f \rangle^2}{N}} \quad \text{[III.22]}$$

on $\langle f \rangle$ representa la mitjana aritmètica de f calculada en cada un dels punt de la mostra N :

$$\langle f \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \qquad \langle f^2 \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^2(x_i) \quad \text{[III.23]}$$

A l'equació [III.22] el terme que hi ha després del signe *més-menys* correspon a una estimació de l'error fet en l'estimació de la integral com una desviació estàndard. Cal tenir en compte que si, per exemple, es vol integrar una funció g en una regió W que tingui una forma molt complexa, s'haurà de buscar una regió V que inclogui W i que sigui fàcil de mostraratge. Després es defineix f com una funció que per a tots els punts que pertanyin a W serà igual a g i per als que no hi pertanyin (però que estiguin dins V) serà igual a zero. Cal intentar que V i W estiguin tan junts com sigui possible, ja que com més zeros tingui f més gran serà el terme d'estimació de l'error (a l'equació [III.22]).

D'altra banda, per a integrals amb un contorn relativament simple i funcions *suaus* el problema es pot resoldre mitjançant la quadratura de Gauss multidimensional. En qualsevol cas, quan la solució del problema requereix molta exactitud l'únic mètode aplicable és aquest darrer. És per això que per a la resolució numèrica del model de radiació s'ha escollit la quadratura de Gauss; a més, cal tenir en compte que els límits d'integració són complexos, però es poden simplificar divi-

dint la integral en diverses integrals, cada una de les quals té uns límits molt més senzills. Això és el que s'ha fet a l'apartat 5.3.4, on el volum total en el qual s'ha d'integrar la funció s'ha dividit en dos o tres subvolums amb un límits més senzills.

En general, la manera clàssica d'integrar numèricament consisteix a substituir la funció a integrar per un polinomi que la interpoli en un conjunt de punts equiespaiats de l'interval base, prenent així la integral d'aquest polinomi com una aproximació a la integral que es vol determinar; és el cas de les equacions de Newton-Cotes, depenent del grau que tingui el polinomi interpolador que es prengui s'obtenen diferents mètodes: trapezi, Simpson, etc. Hi ha, a més, altres mètodes que són versions modificades d'aquests i que en redueixen l'error, com les equacions de Newton-Cotes compostes o l'equació d'Euler-Maclaurin. Pel que fa a la integració gaussiana, correspondria a aquest tipus d'integració, però més sofisticada, ja que permet treballar amb punts que no siguin equiespaiats.

Si es considera una integral del tipus $\int_a^b f(x)w(x)dx$, on $w(x)$ és una funció positiva a $[a, b]$ i es prenen $x_0, \dots, x_m$ punts diferents de $[a, b]$, el polinomi d'interpolació en aquests punts serà:

$$p_m(x) = \sum_{i=0}^m f_i L_i(x) \quad \text{[III.24]}$$

on,

$$\begin{aligned} f_i &= f(x_i) \\ L_i(x) &= \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq i}}^m \frac{x - x_k}{x_i - x_k} \end{aligned} \quad \text{[III.25]}$$

Si s'aproxima la funció f per al polinomi p_m , aleshores,

$$\int_a^b f(x)w(x)dx \approx \int_a^b p_m(x)w(x)dx = \sum_{i=0}^m \int_a^b f_i L_i(x)w(x)dx = \sum_{i=0}^m \left(f_i \int_a^b L_i(x)w(x)dx \right). \quad \text{[III.26]}$$

i anomenant $A_i = \int_a^b L_i(x)w(x)dx$ es tindrà,

$$\int_a^b f(x)w(x)dx \approx \sum_{i=0}^m A_i f_i \quad \text{[III.27]}$$

Depenent de la funció $w(x)$ i de l'interval $[a, b]$ que es prenguin s'obtiniran els diferents casos particulars de les equacions gaussianes:

- Equacions de Gauss-Legendre: $w(x) \equiv 1; [a, b] = [-1, 1]$
- Equacions de Gauss-Laguerre: $w(x) = e^{-x}; [a, b] = [0, +\infty]$
- Equacions de Gauss-Hermite: $w(x) = e^{-x^2}; [a, b] = [-\infty, +\infty]$
- Equacions de Gauss-Txebixev: $w(x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}; [a, b] = [-1, 1]$

En general, per als casos més importants els zeros x_k del polinomi i els pesos A_k es poden trobar tabulats a la bibliografia. Per als casos en què la funció $w(x)$ sigui especial aquests paràmetres s'hauran de calcular manualment.

Al principi, la rutina escollida per aquest cas fou *quad3d* que permet resoldre integrals multidimensionals; la manera de resoldre-les s'explica a continuació. En primer lloc, cal definir la regió d'integració donant el límits inferior i superior en x , x_1 i x_2 ; en y per a un determinat valor de x , $y_1(x)$ i $y_2(x)$; i en z per a uns determinats valors de x i y , $z_1(x, y)$ i $z_2(x, y)$; és a dir, definir exactament,

$$I \equiv \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} dy \int_{z_1(x,y)}^{z_2(x,y)} f(x, y, z) dz \quad [\text{III.28}]$$

Amb això, la rutina el que fa és definir una funció $G(x, y)$ que serà igual a la integral de més endins,

$$G(x, y) \equiv \int_{z_1(x,y)}^{z_2(x,y)} f(x, y, z) dz \quad [\text{III.29}]$$

una funció $H(x)$ igual a la integral de $G(x, y)$,

$$H(x) \equiv \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} g(x, y) dy \quad [\text{III.30}]$$

i així, la solució a la integral I serà,

$$I = \int_{x_1}^{x_2} H(x) dx \quad [\text{III.31}]$$

Per a resoldre cada una d'aquestes integrals (equacions [III.29] a [III.31]) *quad3d* crida una altra rutina anomenada *qgaus*, una vegada per a avaluar la integral de més enfora *I*, unes quantes vegades per la del mig *H* i encara més vegades per la de més endins *G*. D'aquesta manera es troba la solució final.

La rutina *qgaus* és la implementació informàtica de les equacions de Gauss-Legendre, que ja s'han vist prèviament, amb $m = 9$, és a dir, prenent 10 punts. En aquest cas, els polinomis p_m s'anomenen *polinomis de Legendre* i es poden generar de la manera següent:

$$P_n = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n \quad \text{[III.32]}$$

$$P_0(x) = 1$$

on $n = m + 1$ i els zeros z_k d'aquest polinomi i els pesos A_k es troben a la taula següent:

TAULA III.1. Zeros i pesos dels polinomis de Legendre.

n	x_k	A_k
10	$\pm 0,97390653$	0,06667134
	$\pm 0,86506337$	0,14945135
	$\pm 0,67940957$	0,21908636
	$\pm 0,43339539$	0,26926672
	$\pm 0,14887434$	0,29552422

El problema d'utilitzar *quad3d* amb *qgaus* és que el resultat de la integral oscil·la i no és prou significatiu (vegeu la figura III.2). Per a resoldre aquest problema cal augmentar el nombre de punts m . Així, al final, s'ha pres l'algorisme *qgauleg*, que fa el mateix que *qgaus*, però permet escollir el nombre de punts, i s'ha construït un nou algorisme, anomenat *qgauleg3d*, amb la mateixa filosofia que *quad3d*, però que utilitza *qgauleg* en lloc de *qgaus*.

Tot i que amb $n = 50$ encara oscil·la l'error comès es redueix significativament. Cal tenir en compte que augmentar el nombre de punts fa disparar el temps de càlcul, s'ha de trobar, doncs, un compromís entre precisió i temps de càlcul.

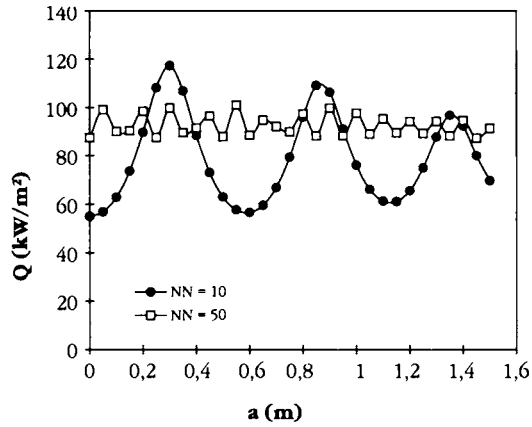


FIGURA III.2. Resultat obtingut després de resoldre la integral tridimensional. Calor que reben els punts situats a $\theta = 180^\circ$ des del centre ($a = 0$ m) a l'extrem del dipòsit ($a = 1,5$ m), en l'instant $t = 60$ s. La corba de punts rodons correspon a *qgaus* (10 punts) i la de punts quadrats a *qgauleg* (prenent 50 punts).

BIBLIOGRAFIA

- ATALLAH, S.; ALLAN, D. S. «Safe separation distances from liquid fuel fires». *Fire Technology*, vol. 7, núm. 1 (1971), p. 47-56.
- BABRAUSKAS, V.; *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Cap. 1, secció 2, p. 2.1-2.15, 1990.
- BAINBRIDGE, B. L.; KELTNER, N. R. «Heat transfer to large objects in large pool fires». *J. Hazardous Materials*, núm. 20 (1988), p. 21-40.
- BEYNON, G. V.; COWLEY, L. T.; SMALL, L. M.; WILLIAMS, I. «Fire engulfment of LPG tanks: HEATUP, a predictive model». *J. Hazardous Materials*, núm. 20 (1988), p. 227-238.
- BIRK, A. M. «Modelling the response of tankers exposed to external fire impingement». *Journal of Hazardous Materials*, núm. 20 (1988), p. 197-225.
- BONALS, LL. A.; RUIZ, R. *Transmissió de calor. Teoria*. Edicions UPC, 1994.
- BOSONI, M.; BRUSONI, R.; FIORENTINI, C.; LANCIA, A. *Experimental fire tests on offshore simulating rig for optimum design of foam/water spray system*. 2nd Int. Conference on Fire Safety Engineering. Fire Safety and Loss Prevention in Offshore, Petrochemical and Other Hazardous Applications, Brighton (juny 1989).
- CASAL, J.; MONTIEL, H.; PLANAS, E.; RODRÍGUEZ, S.; VÍLCHEZ, J. A. *Anàlisi del risc en instal·lacions industrials*. Edicions UPC, 1996.
- DAHLBERG, M. «The SP Industry calorimeter –For rate of heat release measurements up to 10 MW». *SP Report*, núm. 43 (1992).
- DINENNO, P. F. «Simplified radiation heat transfer calculations from large open hydrocarbon fires». *SFPE Technology Report*, núm. 82-9 (1982).
- DITALI, S.; ROVATI, A.; RUBINO, F. «Experimental model to assess thermal radiation from hydrocarbon pool fires». 7th Int. Symp. Loss Prevention and Safety Promotion in Process Industries, Itàlia (maig 1992).
- Fixed water spray and deluge protection for oil and chemical plants*. IRI Information IM.12.2.1.2, juny 1991.

- FRYER, L. S.; GRIFFITHS, R. F. *Worldwide data on the incidence of multiple-fatality accidents*. SRD R 149, Safety and Reliability Directorate, UK Atomic Energy Authority. Londres (1979).
- GORE, J.; KLASSEN, M. «Fuel property effects on burning rate and radiative transfer from liquid pool flames». *Fire Safety Science. Proceedings of the third international symposium*, 1991.
- GREGORY, J. J.; KELTNER, N. R.; MATA, R. Jr. «Thermal measurements in large pool fires». *J. Heat Transfer - Transactions of the ASME*, vol. 111, (1989), p. 446-454.
- HAASTRUP, P.; BROCKHOFF, L. «Severity of accidents with hazardous materials. A comparison between transportation and fixed installations». *J. Loss Prev. Process Ind.*, núm. 3 (1990), p. 395-405.
- HESKESTAD, G. «Engineering relations for fire plumes». *Fire Safety Journal*, núm. 7 (1984).
- HESKESTAD, G. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Cap. 6, secció 1, p. 1107-1115, 1990.
- HOTTEL, H. C.; SAROFIM, A. F. *Radiative Transfer*. McGraw-Hill, Inc., 1967.
- INGASON, H.; PERSSON, H.; RYDERMAN, A. *Foam sprinklers as a replacement for halon in engine room*. [SP Report 1992:37, Swedish National Testing and Research Institute] (Fire Technology Section), 1992.
- KELTNER, N. R.; NICOLETTE, V. F.; BROWN, N. N.; BAINBRIDGE, B. L. «Test unit effects on heat transfer in large fires». *Journal of Hazardous Materials*, núm. 25 (1990), p. 33-47.
- KOKKALA, M. *Extinguishing of liquid fires with sprinklers and water sprays, analysis of the test results*. Tutkimuksia Forskningsrapporter Research Report 696, Technical Research Centre of Finland, ESPOO 1990.
- KOLB, W. M. *Curve fitting for programmable calculators*. 2a. ed. IMTEC, 1983.
- LAUTKASKI, R. «Validation of flame drag correlations with data from large pool fires». *J. Loss Prev. Process Ind.*, vol. 5, núm. 3 (1992), p. 175-180.
- LEES, F. P. *Loss Prevention in the Process Industries*. Vol. I. Butterworth & Co, Ltd., 1986.
- LESLIE, I. R. M.; BIRK, A. M. «State of the art review of pressure liquefied gas container failure modes and associated projectile hazards». *Journal of Hazardous Materials*, núm. 28 (1991), p. 329-365.
- MANGIALAVORI, G.; RUBINO, F. *Experimental tests on large hydrocarbon pool fires*. 7th Int. Symp. Loss Prevention and Safety promotion in Process Ind., Itàlia (1992).
- MODAK, A. T. «The burning of large pool fires». *Fire Safety Journal*, núm. 3 (1981), p. 177-184.
- MOODI, K. «Experiments and modelling: An overview with particular reference to fire engulfment». *J. Hazardous Materials*, núm. 20 (1988), p. 149-175.
- MOODI, K.; COWLEY, L. T.; DENNY, R. B.; SMALL, L. M.; WILLIAMS, I. «Fire engulf-

- ment tests on a 5 tonne LPG tank». *J. Hazardous Materials*, núm. 20 (1988), p. 55-71.
- MUDAN, K. S. «Thermal radiation hazards from hydrocarbon pool fires». *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 10, (1984), p. 59-80.
- NFPA 13: «Standard for the Installation of Sprinkler Systems», 1987.
- NFPA 15: «Standard for Water Spray Fixed Systems for Fire Protection», 1985.
- NFPA 16: «Standard on Deluge Foam-Water Sprinkler and Foam-Water Spray Systems», 1986.
- PLANAS-CUCHI, E.; CASAL, J.; LANCIA, A.; BORDIGNON, L. «Protection of equipment engulfed in a pool fire». *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, vol. 9, núm. 3 (1996), p. 231-240.
- PLANAS-CUCHI, E.; MONTIEL, H.; CASAL, J. «A Survey of the Origin, Type and Consequences of Fire Accidents in Process Plants and in the Transportation of Hazardous Materials». *Process Safety and Environmental Protection, Trans. I. Chem. E.*, 75 (1997), p. 3-8.
- PLANAS-CUCHI, E.; CASAL, J. «Modelling Temperature Evolution Equipment engulfed in a pool-fire». *Fire Safety Journal*, 30 (1998), p. 251-268.
- PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*. 2a ed. Cambridge University Press, 1994.
- Real decret 1942/1993, del 5 de novembre. «Reglamento de instalaciones de protección contra incendios». BOE núm. 298, p. 35159-35168. Madrid, 14 desembre de 1993.
- Resolució del 30 de gener de 1991. «Directriz Básica para la elaboración y homologación de los Planes Especiales del Sector Químico». BOE núm. 32, 4033-4060. Madrid, 6 de febrer de 1991.
- ROBERTS, A. F.; CUTLER, D. P.; BILLINGE, K. «Fire engulfment trials with LPG tanks with a range of fire protection methods». *4th Int. Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries*, vol. 3, (1982), p. D1-D10.
- RØMER, H.; BROCKHOFF, L.; HAASTRUP, P.; STYHR PETERSEN, H. J. «Marine transport of dangerous goods. Risk assessment based on historical accidents data». *J. Loss Prev. Process Ind.*, núm. 6 (1993), p. 219-225.
- SCANDPOWER-SINTEF. *Handbook for fire calculations and fire risk assessment in the process industry*, 1992.
- SHELL RESEARCH LIMITED. *Oil and Gas Fires. Characteristics and Impact*. Work Package núm. FL1 (1991).
- SCHOEN, W.; DROSTE, B. «Investigations of water spraying systems for LPG storage tanks by full scale fire tests». *J. Hazardous Materials*, núm. 20 (1988), p. 73-82.
- SFPE. *Handbook of fire protection engineering*. NFPA, 1990.
- SI núm. 611: «Fire-Fighting Equipment Regulations - Offshore Installations». *Regulations*, 1978.

- SIEGEL, R.; HOWELL, J. R. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- STENSAAS, J. P.; HOVDE, P. J.; MAGNUSSEN, B. F. «Physical modelling of enclosed pool fires –Development of empirical correlations». *Fire Safety Science. Proceedings of the third international symposium*, 1991.
- TECSA. «Prove sperimentali di sistemi di rilevazione e di estinzione di incendio per baie di carico di autobotti per prodotti petroliferi». TECSA per a AGIP Petroli SpA, Roma. Prodotto per TECSA Laboratori Sperimentali Levate, Final Report 3.5018, novembre 1989.
- TEWARSON, A. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Cap. 13, secció 1, p. 1179-1199, 1990.
- THOMAS, P. H. «The size of flames from natural fires». *9th Int. Combustion Symposium*. Pittsburgh, PA: Combustion Inst., 1963, p. 844-859.
- TUNÇ, M.; VENART, J. E. S. «Incident radiation from an engulfing pool fire to a horizontal cylinder». *Fire Safety Journal*, núm. 8 (1984), p. 81-87.
- TUNÇ, M. M.; KARAKAS, A. «Three-dimensional formulation of the radiant heat flux variation on a cylinder engulfed in flames». *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, vol. 107, (1985), p. 949-952.
- UK ATOMIC ENERGY AUTHORITY. *MHIDAS «Major Hazard Incident Data Service»*. Silver Platter (ref. OSH-ROM databank), juny 1994. [CD-ROM]
- UNE 23-501 a UNE 23-507: «Sistemas fijos de agua pulverizada».
- UNE 23-521 a UNE 23-526: «Sistemas de extinción por espuma física de baja expansión».
- UNE 23-541 a UNE 23-544: «Sistemas fijos de extinción por polvo».
- UNE 23-590 a UNE 23-597: «Sistemas de rociadores automáticos de agua».
- VACHON, M.; CHAMPION, M. «Integral model of a flame with large buoyancy effects». *Combustion and Flame*, núm. 63 (1986), p. 269-278.
- VÍLCHEZ, J. A.; SEVILLA, S.; MONTIEL, H.; CASAL, J. «Historical analysis of accidents in chemical plants and in the transportation of hazardous materials». *J. Loss Prev. Process Ind.*, vol. 8, núm. 2 (1995), p. 87-96.
- WIGHUS, R. «Fires on Offshore process installations». *J. Loss Prev. Process Ind.*, vol. 7, núm. 4 (1994).
- WILCOX, D. C. «Model for fires with low initial momentum and nongray thermal radiation». *AIAA Journal*, vol. 13, núm. 3 (1975), p. 381-386.
- YAMAGUCHI, T.; WAKASA, K. «Oil pool fire experiment». *Fire Safety Science. Proceedings of the Third International Symposium*, 1991.

