



RAPPORT D'ÉTUDE

22/06/2006

N° 47572

**Formalisation du savoir et des outils dans le
domaine des risques majeurs
(DRA-35)**

Ω 21 - Explosions de poussières

Phénoménologie et modélisation des effets

**Formalisation du savoir et des outils dans le domaine des risques majeurs
(DRA-35)**

**Ω 21 – Explosions de poussières
Phénoménologie et modélisation des effets**

Client : Ministère de l'Ecologie et du Développement Durable (MEDD)

Liste des personnes ayant participé à l'étude :
C.PROUST

Réf. : **INERIS-DRA-2006-47572** Explosions de poussière : phénoménologie et modélisation des effets

Préambule

Le présent document a été établi :

- au vu des données scientifiques et techniques disponibles ayant fait l'objet d'une publication reconnue ou d'un consensus entre experts,
- au vu du cadre légal, réglementaire ou normatif applicable.

Il s'agit de données et informations en vigueur à la date de l'édition du document, avril 2005.

Le présent document comprend des propositions ou recommandations. Il n'a en aucun cas pour objectif de se substituer au pouvoir de décision du ou des gestionnaire(s) du risque ou d'une partie prenante.

PAGE DE VALIDATION			
Explosions de poussières : Phénoménologie et modélisation des effets			
Rédaction initiale			
Auteur	Qualité	Date	Emargement
Ch. PROUST	Animateur scientifique Ingénieur à l'Unité Explosion-Dispersion de la Direction des Risques Accidentels		Signé
Dans le cadre de la procédure générale qualité de l'INERIS et en respect du paragraphe 14.2 du manuel qualité, ce document a fait l'objet de relectures et d'un contrôle par des vérificateurs.			
Vérificateur			
J-C. COUILLET	Responsable de l'Unité Explosion-Dispersion de la Direction des Risques Accidentels		Signé
Approbateur			
B.FAUCHER	Directeur de la Direction des Risques Accidentels		Signé

Répertoire des Modifications

Révision	Relecture	Application	Modifications
Version 1	Janvier 05	Janvier 05	Création du document
Version 2	Juin 06	Juin 06	Publication version projet

TABLE DES MATIÈRES

1. OBJECTIF ET DOMAINE D'APPLICATION.....	7
1.1 Contexte général.....	7
1.2 Objectifs et limites.....	7
1.3 Présentation du document.....	8
2. LE DANGER D'EXPLOSION DE POUSSIÈRES.....	9
2.1 La fréquence.....	9
2.2 La sévérité.....	9
3. PROCESSUS DES EXPLOSIONS DE POUSSIÈRES.....	12
3.1 Typologie.....	12
3.2 Les explosions de gaz, de vapeurs et de poussières.....	12
4. LES MÉCANISMES DE PROPAGATION DES FLAMMES.....	15
4.1 Les régimes possibles de propagation de flamme.....	15
4.2 mécanismes de propagation des flammes.....	16
4.2.1 Le taux d'expansion des produits de combustion.....	16
4.2.2 Processus de base de la propagation de la flamme	19
4.3 La flamme turbulente.....	22
4.3.1 La turbulence.....	23
4.3.2 Turbulence et combustion dans les flammes.....	23
4.4 Résumé du chapitre 4.....	27
5. FORMATION ET STRUCTURE DES NUAGES DE POUSSIÈRES.....	28
5.1 La mise en suspension des particules.....	28
5.2 Le domaine d'explosivité.....	35
5.2.1 Hypothèse "thermo-cinétique".....	35
5.2.2 Hypothèse "thermo-chimique".....	37
5.2.3 Effet de la pression et de la température initiale.....	39
5.3 La structure des nuages industriels.....	40
5.3.1 Tenter de prédire les caractéristiques de la turbulence.....	40
5.3.1.1 Modèle "k-Epsilon" simplifié.....	40
5.3.1.1.1 Méthode "cinématique".....	41
5.3.2 Vérifications expérimentales.....	43

5.3.3 La turbulence dans les milieux biphasiques.....	45
5.3.3.1 Dispersion des particules.....	45
5.3.3.2 Incidence des particules sur la turbulence.....	46
5.4 Résumé du chapitre 5.....	47
6. L'INFLAMMATION DES NUAGES DE POUSSIÈRES.....	49
6.1 Typologie	49
6.2 Paramètres d'inflammabilité usuels.....	51
6.3 Rappel de quelques notions essentielles.....	53
6.3.1 Inflammation par surface chaude.....	53
6.3.2 Inflammation par étincelle.....	58
6.4 Résumé du chapitre 6.....	63
7. LES EFFETS DES EXPLOSIONS DE POUSSIÈRES.....	65
7.1 Les enceintes.....	65
7.2 Les canalisations.....	71
7.3 ensemble enceinte-canalisation.....	74
7.4 Résumé du chapitre 7.....	78
8. QUELQUES APPLICATIONS DE CES CONNAISSANCES.....	81
8.1 Prédiction des effets des explosions de poussières : EFFEX.....	81
8.1.1 Finalité.....	81
8.1.2 Les modèles de base.....	81
8.1.2.1 Phénomènes.....	81
8.1.2.2 Production de volume par la flamme.....	82
8.1.2.3 Turbulence.....	83
8.1.2.4 Propagation de la flamme dans une enceinte.....	83
8.1.2.5 L'éclatement de l'enceinte, la projection des fragments et les effets de surpression externe.....	85
8.1.3 Performances.....	85
8.2 Contribution à l'étude des moyens de réduction des effets de pression des explosions.....	87
8.2.1 Amélioration du paramétrage des méthodes de dimensionnement.....	87
8.2.1.1 La prise en compte de la turbulence sur le déroulement de l'explosion	88
8.2.1.2 Incidence sur les méthodes de dimensionnement d'évent.....	90
8.2.1.3 Vérification de la méthode.....	91
8.2.1.4 Application à des essais "réalistes".....	92

8.2.2	Prise en compte de certaines contraintes industrielles.....	94
8.3	Contribution à l'étude des moyens de réduction du risque d'inflammation .	96
8.3.1	Introduction.....	96
8.3.2	Les méthodes de test " standard "	96
8.3.3	Application aux situations industrielles	97
8.3.3.1	Surfaces chaudes	97
8.3.3.2	Etincelles de décharge d'électricité statique.....	98
9.	CONCLUSIONS.....	101
10.	GLOSSAIRE.....	103
11.	LISTE DES SYMBOLES UTILISÉS DANS LE TEXTE.....	104
12.	BIBLIOGRAPHIE.....	111

1. Objectif et Domaine d'application

1.1 Contexte général

Depuis l'année 2000, le Ministère en charge de l'Environnement (anciennement Ministère de l'Aménagement du Territoire et de l'Environnement devenu Ministère de l'Écologie et du Développement Durable) finance un programme d'études et de recherches, intitulé depuis 2003 « Formalisation du savoir et des outils dans le domaine des risques majeurs » (DRA-35).

L'objet du premier volet de ce programme est de réaliser un recueil global formalisant l'expertise de l'INERIS dans le domaine des risques accidentels. Ce recueil évolutif sera constitué de différents rapports consacrés aux thèmes suivants :

- les phénomènes physiques impliqués en situation accidentelle (incendie, explosion, BLEVE...)
- l'analyse et la maîtrise des risques,
- les aspects méthodologiques pour la réalisation de prestations réglementaires (étude de dangers, analyse critique..).

Chacun de ces documents reçoit un identifiant propre du type « Ω -X » afin de faciliter le suivi des différentes versions éventuelles du document.

In fine, ces documents décrivant les méthodes pour l'évaluation et la prévention des risques accidentels, constitueront un recueil des méthodes de travail de l'INERIS dans le domaine des risques accidentels.

1.2 Objectifs et limites

Ce rapport est spécifiquement consacré à la phénoménologie de l'explosion de poussières et plus particulièrement à la mise en évidence de lois physiques qui peuvent être mises en œuvre soit dans un souci d'évaluation du risque soit dans une perspective de prévention/protection. L'application de ces connaissances pour des situations spécifiques (IC, sécurité au travail,..) ne fait pas partie de ce document ni leur valorisation dans le cadre d'une méthode de prévention/protection (distances de sécurité, certification,...). Ces aspects sont notamment traités dans d'autres rapports de la série Oméga. : Omega 14 Sécurité des procédés mettant en œuvre des pulvérulents combustibles (Chaineaux 2004) et Omega 1 - Guide pour la conception et l'exploitation de silos de stockage de produits agro-alimentaires vis-à-vis des risques d'explosion et d'incendie (Roux 2000). Une bonne part des découvertes sur lesquelles s'appuie ce travail sont le fruit de travaux de l'INERIS et du CERCHAR.

1.3 Présentation du document

Il peut paraître utile de situer le danger d'explosion de poussières par rapport à d'autres dangers d'explosion notamment tant au plan de la fréquence que des conséquences. Dans la première partie, on présente une analyse assez globale d'explosions de poussières qui se sont produites dans l'industrie. La seconde est consacrée à la mise en évidence du processus d'explosion. A partir de la troisième partie, il est proposé au lecteur un examen plus détaillé des étapes du processus : propagation de la flamme (chapitre 4), formation du nuage (chapitre 5), inflammation (chapitre 6), production de pression (chapitre 7). A la fin de chacun de ces chapitres, un résumé en reprend les principaux résultats et permet une lecture rapide du document.

Quelques exemples d'applications possibles de ces connaissances sont présentés dans le dernier chapitre. Elles sont notamment mises en œuvre dans le logiciel EFFEX développé à l'INERIS à partir des résultats des recherches, également présenté dans le chapitre 8. Des perspectives pour de futures recherches sont esquissées pour conclure.

2. Le danger d'explosion de poussières

2.1 La fréquence

L'existence des explosions de "poussières" est reconnue depuis un siècle environ mais, en dépit des efforts des autorités et des entreprises pour se prémunir contre ces accidents, on constate que les explosions de "poussières" sont encore très fréquentes. A cet égard, on peut rappeler quelques chiffres (Pineau et al., 1993; Proust, 2003; Proust, 1999).

- en Allemagne, on estime que la moyenne annuelle du nombre d'explosions de "poussières" est de l'ordre de 160 (période 1965-1985: Eckhoff, 1991);
- aux U.S.A., de 1900 à 1956, plus de 1000 explosions de "poussières" dans l'industrie ont été recensées par le NFPA dont la moitié pour l'industrie agroalimentaire seule (Eckhoff, 1991); pour la période 1958-1978, 250 explosions ont été répertoriées pour cette même branche de l'industrie (U.S. Dept of Agriculture, 1980);
- au Japon, de 1969 à 1973, on estime (Field, 1982) que 187 explosions de "poussières" se sont produites dans les seules installations de stockage de grains;
- en France, on pense qu'il se produit environ une explosion de "poussières" dans l'industrie par jour ouvré.

Ces études statistiques montrent également que tous les secteurs de l'industrie où sont produits ou utilisés des produits pulvérulents combustibles sont concernés par le risque d'explosion de "poussières" (industrie minière, métallurgie, secteur agroalimentaire, chimie et pharmacie, industrie du bois...Bartknecht, 1987; Field, 1982).

Enfin, à l'aide de statistiques établies aux U.S.A. (Eckhoff, 1991), on peut estimer que le nombre moyen de victimes par explosion de "poussières" est plus grand que 2 et que les dommages subis par les équipements correspondent à un coût moyen de l'ordre de 1 million de dollars par accident.

2.2 La sévérité

Certains de ces accidents ont marqué les mémoires : l'explosion de Courrières en 1906, l'explosion de la malterie de Metz en 1982, l'explosion de la sucrerie de Boiry-Sainte-Rictrude en 1982 et, dernièrement, celle de Blaye en août 1997 (Masson, 1998). Après chacun de ces accidents, du reste meurtrier, une nouvelle étape de la prise de conscience du risque semble avoir été franchie avec notamment la publication de textes réglementaires spécifiques (établissement du « règlement général des industries extractives » vers 1910, documents relatifs à la sécurité des silos en 1984, arrêté « silos » en 1998,...).

Un exemple typique de la violence de ce type d'explosion de poussières est celui de l'installation de stockage de céréales le 20 août 1997 à Blaye.

Ce silo, de type " vertical " (figure 1), se compose de 3 rangées de cellules (44 au total) de section circulaire (diamètre 6,2 m et hauteur 33 m) en béton armé (épaisseur 15 cm). Une dalle en béton armé (15 cm d'épaisseur) les recouvre et sert de plancher à une galerie aérienne. Les produits à stocker sont introduits par des orifices de 60 cm x 60 cm pratiqués dans ce plancher. La galerie de manutention abrite des convoyeurs à bandes. Elle a une section de 12 x 3 m et une longueur de 90 m. L'épaisseur des parois est de 7 cm avec fort peu d'ouvertures. Elle communique à chaque extrémité avec des tours (que nous appellerons 1 et 2) également en béton armé (épaisseur des parois 7 cm, 6 à 7 étages, hauteur totale 50 m, section 12 x 6 m) relativement fermées (peu d'ouvertures). Ces tours communiquent en partie basse avec un espace sous cellules.



Figure 1 : vue de l'installation de stockage de Blaye avant l'accident

L'explosion a complètement détruit les cellules de la partie centrale, les tours, la galerie de manutention (figure 2) et les cellules attenantes à la tour 1. De gros morceaux (dimension métrique ou plus) du fût des cellules ont été retrouvés jusqu'à une distance de l'ordre de 50 m et des morceaux plus petits (ordre de 10 cm) jusqu'à 150 m. Des vitrages ont été brisés jusqu'à une distance de 500 m du lieu de l'explosion (soit un seuil de l'ordre de 30 à 50 hPa).



Figure 2 : vue de l'installation de stockage de Blaye après l'accident

L'analyse des causes possibles de l'accident (Masson, 1998) suggère que l'explosion aurait débuté dans l'installation de dépoussiérage, assez volumineuse, située dans la tour 1, puis se serait propagée dans la tour (éventuellement vers l'espace sous cellule) vers la galerie de manutention d'où elle aurait pénétré dans les cellules ouvertes à cet instant (au nombre de 3). Pour les explosions de poussières, le confinement est un élément déterminant de la sévérité des effets car, semble-t-il, l'accidentologie ne révèle pas d'effets notables sur l'environnement lorsque la flamme se propage en atmosphère libre. Enfin, cet accident, comme bien d'autres, met en lumière une autre spécificité selon laquelle il n'est pas nécessaire qu'un nuage de poussières de volume important soit formé au départ de l'explosion (une centaine de m^3 dans le cas de Blaye), pour que l'explosion soit de grande ampleur (on estime que le volume parcouru par la flamme est de 10 000 m^3). Il suffit en fait que des dépôts de poussières soient présents sur le trajet de la flamme et mis en suspension par le souffle qui se propage en avant de la flamme par le mécanisme bien connu (et de sinistre mémoire dans le monde minier) du "coup de poussières".

Compte tenu d'une part de la fréquence des explosions de poussières et de leur potentiel destructeur d'autre part, l'explosion de poussières est considérée comme un risque technologique majeur qui aujourd'hui retient l'attention des pouvoirs publics et du monde industriel, si bien que tout un pan "d'ingénierie de la sécurité" s'est développé autour de cet aspect.

3. Processus des explosions de poussières

3.1 Typologie

On classe de nombreux événements (Proust, 1999, 2003), pourtant différents, sous le même terme "explosion". Dans le langage courant, une "explosion" est caractérisée par ses effets : bruit intense, souffle, destruction, projection de débris. Dans une perspective de sécurité, on s'intéresse aux causes.

On comprend intuitivement que ces effets ne peuvent avoir lieu qu'au prix de l'augmentation de la pression de l'atmosphère à l'intérieur d'un système initialement à la pression P_0 , d'un volume V_0 (γ est le rapport des chaleurs spécifiques). Si Q_e représente un apport d'énergie par unité de temps et Q_p les pertes d'énergie (par unité de temps) vers la fraction gazeuse du système alors on peut exprimer la variation d'énergie (par unité de temps), du moins dans les premiers instants, sous la forme :

$$\gamma \cdot V_0 \cdot dP/dt + (P_0 \cdot dV/dt) / (\gamma - 1) = Q_e - Q_p \quad [1.1]$$

Il ne peut y avoir accroissement de la pression que si $Q_e > Q_p$. **En d'autres termes, on peut parler d'explosion si le système se transforme (Proust, 1989) par une libération rapide d'énergie se traduisant par une expansion de l'atmosphère** (terme central de l'expression [1.1]).

On classe les types d'explosion selon la nature de la "transformation" et on distingue habituellement les explosions d'origine chimique et d'origine physique. Les "explosions physiques" comprennent le BLEVE (Boiling Liquid Expanding Vapour Explosion) pour lequel la "transformation" est une vaporisation, l'éclatement de réservoir de gaz pressurisé pour lequel la "transformation" est une variation d'énergie interne. Parmi les "explosions chimiques", on peut retenir l'emballement d'une réaction chimique exothermique, la décomposition de substances instables (comme les explosifs), la combustion de mélanges air/vapeurs combustibles ("explosions de gaz"), la combustion de suspensions air/particules combustibles ("explosions de poussières"). Pour ces deux dernières situations, la "transformation" est une réaction de combustion.

3.2 Les explosions de gaz, de vapeurs et de poussières

Considérons un équipement industriel dans lequel une atmosphère explosive vient à être formée et supposons qu'une source d'inflammation adéquate est présente au cœur de ce nuage.

La combustion s'amorce dans la zone en contact avec la source d'inflammation et les produits de combustion chauds ainsi formés, dont la température est classiquement comprise entre 1000 et 2000 °C (Lewis et von Elbe 1987), servent à leur tour de "source d'inflammation" pour les zones avoisinantes si bien qu'une

"onde de combustion" (la "flamme") se propage d'elle-même à travers le nuage. Sur son passage, la flamme transforme le milieu réactif "froid" (20 °C) en produits de combustion "chauds" (1000 à 2000 °C) si bien qu'un fragment du nuage de 1 cm³ traversé par la flamme subit une expansion thermique très importante (le volume après combustion devient 5 à 10 cm³). On remarque que la "transformation d'énergie" opérée par la combustion (énergie "latente" chimique transformée en énergie "sensible" thermique) "rapide" (propagation d'une flamme) se traduit par une expansion de gaz ce qui correspond effectivement à la définition d'une explosion.

Si l'expansion thermique se produit dans une enceinte close, la pression interne augmente (le terme en dV/dt de l'expression [1.1] s'annule). Dans le cas où l'équipement considéré est suffisamment résistant, la valeur de la surpression interne peut atteindre 5 à 15 fois la pression atmosphérique mais parfois beaucoup plus (jusqu'à 100 bar) dans des conditions très particulières. Très peu d'équipements industriels (Proust, 1997c) peuvent supporter de telles sollicitations mécaniques (cf tableau 1) : ils éclatent donc ce qui se traduit par l'émission d'une onde de pression à l'extérieur (le "bruit"), la formation et la projection de débris. Il s'agit des conséquences de l'explosion évoquées auparavant. Compte tenu des forces considérables qui peuvent être engendrées lors d'une explosion de poussières, les dégâts peuvent être très importants.

<i>Nature de l'équipement</i>	<i>Surpression de ruine</i>
Panneaux vitrés	qqm mbar à qqm dizaines de mbar
Murs en parpaings	qqm centaines de mbar
Murs en briques	une centaine de mbar
Toitures	qqm mbar à qqm dizaines de mbar
Filtre à manches	qqm centaines de mbar
Broyeurs	plusieurs bar
Canalisations	couramment plus de 10 bar

Tableau 1 : résistances mécaniques typiques d'équipements industriels

Mais l'expansion thermique peut également se dérouler en espace libre et conduire néanmoins à des effets tout à fait significatifs comme l'attestent certains exemples d'accidents, d'explosions de gaz essentiellement. Dans ces circonstances, les effets mécaniques sont induits par le souffle représenté par le terme $P_0 dV/dt$ de l'expression [1.1] et véhiculé dans l'environnement par une onde de pression aérienne. Il s'agit d'une explosion "non confinée".

Une première nuance entre explosions de poussières et de gaz apparaît à ce stade puisque si l'existence des explosions non confinées conduisant à des effets destructifs est avérée pour les gaz et vapeurs, on admet très généralement que la combustion à l'air libre de nuages de poussières n'est pas susceptible de conduire à des effets de pression significatifs. On parle plutôt de "flash" pour exprimer une

notion d'effet thermique. Il est possible que cette différence dans l'intensité des effets ait une origine pratique dans le fait que la durée de vie des nuages de gaz n'est pas limitée à des valeurs courtes sous l'effet de la sédimentation comme pour les nuages de poussières ce qui permet d'envisager la formation de nuage de grande ampleur au fort potentiel destructif. Une autre raison pourrait provenir de ce que la combustion dans les nuages de poussières serait moins efficace ce qui réduit le "potentiel de souffle".

4. Les mécanismes de propagation des flammes

4.1 Les régimes possibles de propagation de flamme

Considérons un équipement plutôt allongé rempli d'une atmosphère explosive et qu'une source d'inflammation est introduite près d'une extrémité (figure 3).



Figure 3 : histoire possible du déroulement d'une explosion

La source d'inflammation met à feu la couche de réactif adjacente qui brûle à température élevée (1000 à 2000 °C) et transmet son énergie, essentiellement par conduction, aux couches les plus proches jusqu'à ce que l'inflammation s'y produise. A ce stade, la vitesse de la flamme est typiquement de quelques m/s. Dans un pré-mélange gazeux initialement au repos, la flamme présente une surface lisse et bien délimitée : c'est une flamme "laminaire". On note que les produits de combustion, dont on sait qu'ils possèdent un volume spécifique plus grand que celui des réactifs, ne peuvent s'échapper à travers les parois ; sous l'effet de l'expansion de ces produits, les réactifs sont "chassés" au devant de la flamme. Cette "mise en mouvement" est opérée par une onde de compression qui se propage au devant de la flamme à une vitesse de quelques centaines de m/s. Le frottement du fluide sur la paroi fait apparaître des "tourbillons" dans l'écoulement (la "turbulence") qui favorisent le contact entre la matière en combustion et les réactifs accélérant ainsi la transmission de la flamme. Evidemment, le degré de turbulence est d'autant plus fort que la vitesse de la flamme est grande. La turbulence a pour effet d'augmenter la vitesse de la combustion et donc d'accroître le taux de production des produits brûlés. La flamme a une géométrie complexe : la combustion est "turbulente". En retour, cet accroissement augmente la vitesse d'écoulement des réactifs et leur degré de turbulence : par ce mécanisme (mais ce n'est pas le seul), la flamme s'accélère d'elle-même et peut atteindre progressivement des vitesses de plusieurs dizaines

à quelques centaines de m/s. Ces régimes de combustion correspondent aux **déflagrations** laminaires et turbulentes.

Il existe cependant une valeur limite de la vitesse de la flamme. Elle est atteinte lorsque l'intensité de l'onde de pression qui se propage au devant de la flamme et qui se renforce à mesure que la flamme s'accélère, devient suffisante pour que la température des réactifs atteigne la température d'auto-inflammation (TAI) pour laquelle la combustion peut s'initier d'elle-même sans apport supplémentaire de chaleur. Dans ces conditions, il peut se former derrière l'onde de pression, une zone de combustion qui se propage à la même vitesse. La zone de combustion "entretient" l'onde (en compensant son atténuation naturelle) tandis que l'onde "entretient" la flamme (par auto-inflammation) : il s'agit très schématiquement d'une **détonation** qui se propage avec une vitesse de l'ordre de 1000 à 2000 m/s.

4.2 Mécanismes de propagation des flammes

Toutes choses égales par ailleurs, on peut s'attendre à ce que les effets d'une explosion soient d'autant plus marqués que le taux d'expansion des produits de combustion est grand et que la vitesse de transformation des réactifs en produits de combustion est importante.

4.2.1 Le taux d'expansion des produits de combustion

En principe, le taux d'expansion volumique, α , de la particule fluide à travers la flamme est une donnée thermodynamique qui ne dépend que de la quantité de chaleur libérée par la combustion exprimée par exemple à travers l'application du premier principe de la thermodynamique :

$$\alpha = \rho_0 / \rho_b \approx T_b/T_0 = \Delta H_{\text{comb}} / (c_p \cdot T_0) + 1 \quad [1.2]$$

Où

- ΔH_{comb} est l'enthalpie de réaction (combustion) à T_0 exprimée par unité de masse de mélange ;
- T_0 et T_b sont respectivement les températures des réactifs et des produits de combustion dans l'hypothèse d'une réaction adiabatique ;
- ρ_0 et ρ_b respectivement les masses volumiques des réactifs et des produits de combustion ;
- c_p la chaleur spécifique massique moyenne des produits de combustion.

Il s'agit en ce sens d'un paramètre fondamental " intrinsèque " et il ne dépend que de la composition du mélange et peu de la manière dont la flamme se propage tant que :

- les processus de dégradation thermique et d'oxydation du combustible ne sont pas perturbés par des phénomènes dissipatifs (transferts de chaleur et d'espèces) susceptibles d'empêcher la réaction d'aller à son terme;
- l'expansion des produits de combustion peut se faire rapidement par rapport à la vitesse de propagation des flammes, c'est-à-dire dans le régime des déflagrations.

Pour les flammes de pré-mélange gazeux, les études expérimentales (Lewis et von Elbe, 1987) et théoriques (Glassman, 1977) ont montré que la relation [1.2] est respectée dans la majorité des situations sauf peut-être dans le cas extrême de flammes à la limite de l'extinction, où la zone de combustion vive de la flamme est fortement affectée par des fuites thermiques par conduction (Buckmaster, 1976) ou diffusion moléculaire (Lewis B., Von Elbe G., 1987).

En revanche, pour les flammes dites "de poussières", les mesures de température de flamme sont rares et celles disponibles (Smoot et Horton, 1977 par exemple) suggèrent des écarts très importants (30% plus basses) avec les valeurs théoriques fournies par l'expression [1.2]. On peut s'interroger sur ces mesures de température effectuées dans un milieu biphasique mais l'expression [1.2] peut être modifiée pour faire apparaître la surpression théorique (qu'il est facile de comparer à une surpression mesurée) qu'induirait la combustion dans une enceinte close adiabatique :

$$(P_{\max}-P_0) / P_0 = \gamma \cdot (\alpha - 1) \quad [1.3]$$

Où

- $P_{\max}$ et P_0 sont respectivement les pressions après et avant l'explosion dans l'enceinte close ;
- γ est le rapport des chaleurs spécifiques moyennes des produits de combustion (typiquement de l'ordre de 1,3 pour une explosion dans l'air).

Si on admet une combustion avec peu de résidus solides, les expressions [1.2] et [1.3] sont susceptibles de fournir une indication raisonnable de la quantité de chaleur libérée par la combustion dans la flamme :

$$\Delta H_{\text{comb}} = (c_p \cdot T_0) / \gamma \cdot [(P_{\max}-P_0) / P_0] \quad [1.4]$$

On compare sur la figure 4, les valeurs de la surpression maximale extraites d'explosions de poussières d'amidon de maïs, de soufre et d'aluminium dans la chambre d'essai standard ISO de 1 m³ (Proust et Roux, 1999) et les estimations théoriques. On constate un décalage important (de 10 à 30 %) dont seulement une faible fraction (5%) est imputable aux pertes thermiques de la flamme aux parois. **Le déficit constaté paraît corroborer les résultats des mesures directes de Smoot et suggère que la combustion dans les flammes de poussières obéit à une phénoménologie plus complexe que pour les pré-mélanges gazeux.** Des éléments de réponse ont été recherchés à l'occasion de travaux fondamentaux où on a tenté de mesurer la température maximale de la flamme T_{fmax} (figure 5 : Proust et Veyssière, 1988) et de comparer les valeurs obtenues aux prédictions théoriques sous l'hypothèse d'une combustion idéale.

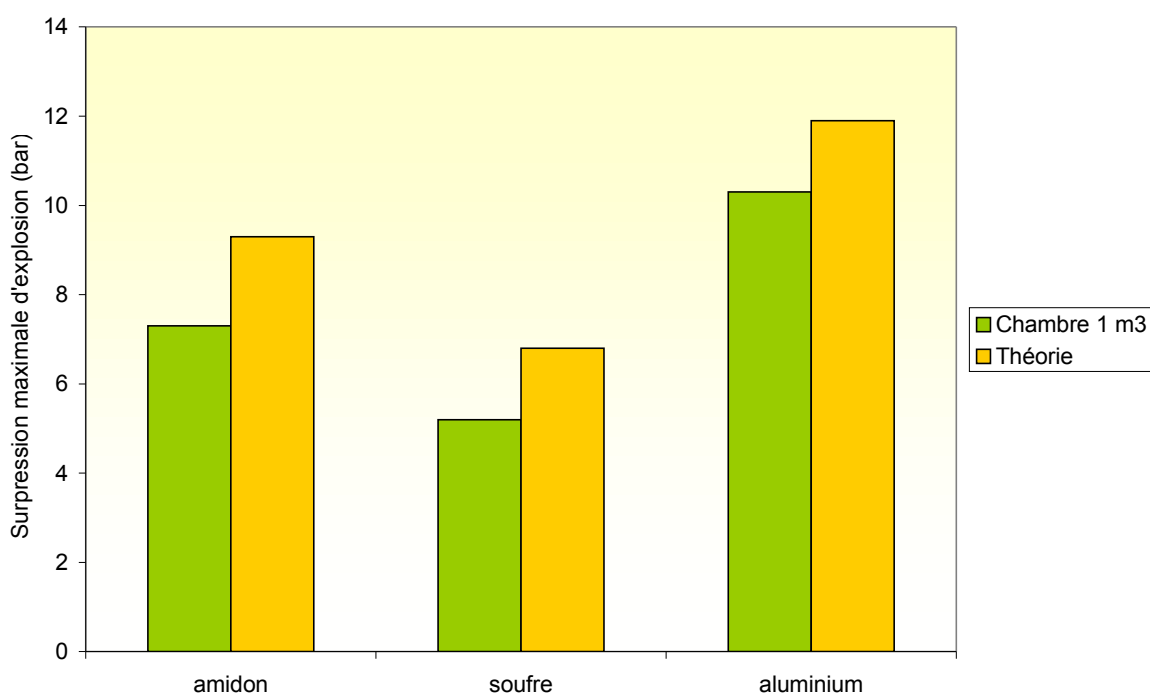


Figure 4 : comparaison entre les mesures et les estimations expérimentales de la surpression isochore de combustion

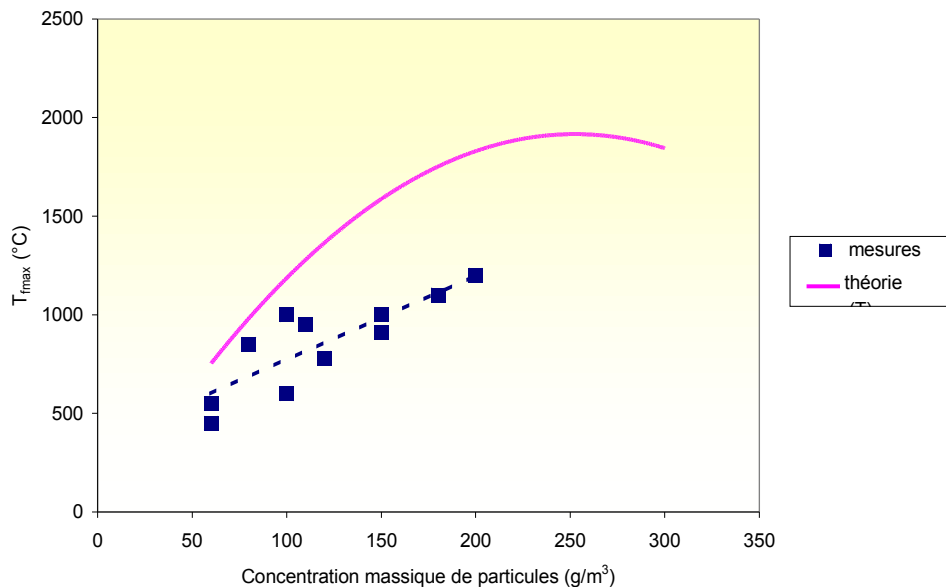


Figure 5 : évaluation expérimentale de T_{fmax} pour des flammes laminaires se propageant dans des nuages de particules d'amidon et d'air

On constate immédiatement que T_{fmax} est beaucoup plus petit que la valeur théorique T_{ad} avec un écart de plusieurs centaines de degrés compatible avec les écarts constatés figure 4. Des constatations similaires ont été faites pour les particules de soufre par exemple. Aucune mesure n'est cependant disponible pour les particules d'aluminium. L'origine de ces écarts n'est pas clairement expliquée mais semblerait provenir essentiellement d'une combustion incomplète.

Ces résultats montrent encore que les explosions de poussières obéissent à une phénoménologie différente des explosions de pré-mélanges gazeux qu'il convient de préciser afin de pouvoir dimensionner les équipements et les dispositifs de façon optimale.

4.2.2 Processus de base de la propagation de la flamme

La découverte puis la mise en équation des processus fondamentaux de la propagation des flammes dans les pré-mélanges gazeux ont permis de très grandes avancées dans la mise au point de modèles de simulation des explosions pour ces types de mélanges réactifs. Ainsi dans un milieu parfaitement au repos, les produits de combustion transmettent (Lewis et von Elbe, 1987) la chaleur aux réactifs par conduction thermique. La part d'énergie thermique transmise par rayonnement reste minime, de l'ordre de quelques %. Comme les paramètres relatifs à ces échanges sont des propriétés intrinsèques du mélange tout comme ceux propres à la combustion, la vitesse de progression de la flamme par rapport au mélange doit être également une propriété du mélange. Dans les conditions évoquées, cette vitesse qu'on peut également voir comme le taux de consommation des réactifs exprimé en m³ de mélange consommé par m² de surface de flamme et par unité de temps est la "**vitesse de combustion laminaire**" ou "**vitesse fondamentale de flamme**", S_{lad} , pour exprimer le rôle

central de ce paramètre dans la plupart des processus de combustion. Pour le méthane, S_{lad} est de l'ordre de 0,42 m/s, 0,53 pour le propane et 3,3 m/s pour l'hydrogène en combustion stœchiométrique dans l'air. De nombreux modèles, de plus en plus sophistiqués, ont été proposés depuis l'intuition initiale de Mallard et Le Chatelier (Mallard et Le Chatelier, 1883) pour décrire la propagation de ces flammes dans lesquelles les réactifs sont chauffés par conduction jusqu'à leur inflammation, puis brûlent ensuite en transférant leur chaleur dans un équilibre dynamique entre vitesse de production et de transfert. **La mise en équation de cette phénoménologie a permis de démontrer, non seulement le caractère intrinsèque de S_{lad} , mais surtout le rôle fondamental de ce régime de combustion dans tous les autres.** Sachant que la diffusivité thermique d'un gaz, a_{th} , est de l'ordre de 10^{-5} m²/s, **l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la flamme laminaire est $\eta_0 = a_{th}/S_{lad}$ soit 10^{-5} m**, si bien que pour l'observateur le front de la flamme apparaît comme une interface mince et lisse.

En revanche, les progrès sont beaucoup plus récents pour ce qui concerne la propagation des flammes laminares dans les nuages de poussières (Proust, 1988) et, de ce fait, la compréhension de la phénoménologie n'est pas aussi complète et les modèles disponibles bien moins établis. La présence d'un milieu biphasique complique d'emblée considérablement à la fois l'expérimentation et la modélisation (Eckhoff, 1991; Proust, 1999a; Smoot et Horton, 1977). En particulier, on évalue mal la manière dont les particules sont censées brûler : doivent-elles se transformer en phase gazeuse par pyrolyse/vaporisation avant la combustion, comme dans un feu d'hydrocarbures liquides, ou au contraire peuvent-elles brûler par une combustion de surface, à la manière de braises ? Un autre point concerne plus particulièrement le rôle des particules dans les échanges thermiques à travers la flamme puisqu'on peut supposer que les particules chaudes dans les produits de combustion pourraient transmettre une fraction significative de leur chaleur par rayonnement vers les particules du milieu réactif (Joulin, 1986; Blouquin, 1996). Des expériences ont été réalisées, à l'INERIS notamment, pour éclaircir ces points (Proust et Veyssière, 1987; Proust, 1988; Veyssière et al., 1990; Proust, 1992, Proust, 1993; Proust, 2006). Un exemple typique de propagation de flamme est présenté sur la figure 6a,b pour des nuages de particules d'amidon et de soufre en suspension (non turbulente) dans l'air. Ces flammes se propagent de bas en haut dans un tube transparent (10 cm). On constate immédiatement que les fronts des flammes dans les mélanges de particules de soufre et d'amidon paraissent lisses, continus et nettement délimités c'est-à-dire minces. Cela indique notamment que la contribution du rayonnement thermique à la propagation devrait être marginale. Les fronts ressemblent à ceux des flammes de pré-mélanges gazeux (figure 6c).

Une analyse plus approfondie a révélé que, pour ces particules au moins, le processus de propagation est à bien des égards semblable à celui des flammes de pré-mélanges gazeux. En particulier, la chaleur est transmise par conduction vers les réactifs. Les réactifs subissent un craquage thermique qui se traduit par la gazéification des particules en avant de la zone lumineuse de la flamme où se produit la combustion. Cette flamme peut donc être considérée comme une interface mince et permet d'envisager l'utilisation des modèles établis pour les pré-mélanges gazeux, par exemple pour prédire le déroulement d'une explosion.

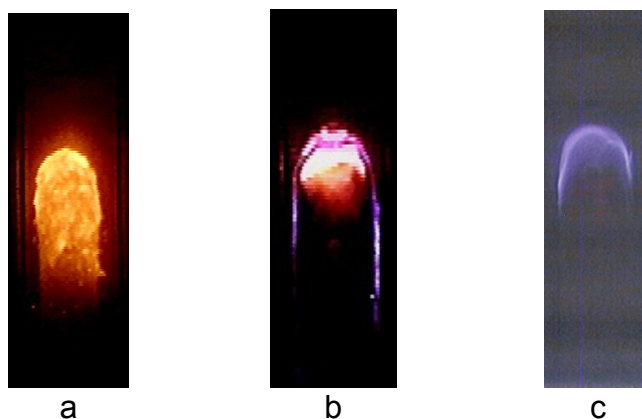


Figure 6: exemples de fronts de flammes dans des suspensions air-amidon (a), air-soufre (b) et air-méthane

On ne peut pas supposer cependant que tous les types de particules sont susceptibles de passer en phase gazeuse en amont de la zone de combustion. Par exemple, des particules de métaux comme l'aluminium ont une température de vaporisation très élevée, proche en théorie de la température maximale de combustion (pour un mélange stœchiométrique) si bien que le régime de propagation de la flamme pourrait être différent. Un exemple de propagation autour d'un point d'inflammation situé en paroi est présenté sur la figure 7.



Figure 7: développement d'une flamme dans un mélange pauvre de particules d'aluminium et d'air (100 g/m³; 20 ms entre images diamètre du tube = 10 cm)

On observe une flamme d'une luminosité extrême, tellement importante qu'il est difficile de distinguer clairement une zone de combustion même en utilisant des techniques de traitement d'image. Le rayonnement pourrait être un moteur de la propagation. Le flux lumineux en direction des réactifs serait typiquement de l'ordre de 5 MW/m^2 à la stœchiométrie dans le domaine du visible et du proche infrarouge. Nous avons simulé l'effet d'un tel flux sur un nuage de particules d'aluminium au moyen d'un faisceau laser de 60 W dans un diamètre de 4 mm (YAG $1 \mu\text{m}$) de telle sorte que le flux incident est proche de la valeur précédente. On constate (figure 8) que le faisceau est capable de mettre à feu les particules et d'enflammer le nuage ce qui signifie que le rayonnement thermique pourrait être le mécanisme d'échange thermique à travers le front de flamme. Un second indice en faveur de cette hypothèse est que la flamme s'accélère brutalement dès que la courbure du front diminue et que l'épaisseur de produits de combustion devient suffisante en conformité avec les projections théoriques sur le sujet.



Figure 8 : inflammation d'un mélange air-particules d'aluminium sous l'effet d'un rayonnement lumineux (Laser YAG)

Si ce point est confirmé alors un type nouveau de modélisation de l'explosion devra être imaginé, pour partie ébauché dans des travaux récents. La question devra être abordée notamment dans le cadre du développement des technologies relatives aux nanoparticules.

4.3 La flamme turbulente

Le type de flamme examinée auparavant n'est pas observé dans la réalité industrielle où le nuage est créé et maintenu en suspension grâce à la « turbulence » d'un flux de gaz. Les explosions de poussières tirent une partie de leurs caractéristiques de ces phénomènes d'écoulement gazeux qui augmentent sensiblement la vitesse de propagation de la flamme et les effets de surpression qui en résultent.

4.3.1 La turbulence

Très schématiquement, un écoulement homogène (gaz ou liquide) devient turbulent lorsque des tourbillons transitoires se forment au sein de l'écoulement moyen. Ils sont le fait de gradients de vitesse, de frottements fluides. Les plus grands tourbillons extraient de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen, se fragmentent en des structures tourbillonnaires de plus en plus petites jusqu'à ce que l'énergie soit finalement dissipée en chaleur par diffusion. On peut montrer (Hinze, 1975) que cette phénoménologie peut être correctement décrite par les deux paramètres de la turbulence que sont la **vitesse de rotation caractéristique, u' , des grands tourbillons (« intensité de la turbulence ») et leur taille L (« échelle intégrale de la turbulence »)**. En pratique, ces paramètres peuvent être extraits de la mesure de la vitesse dans l'écoulement. Ainsi, le signal d'un capteur de vitesse se présente sous la forme d'un niveau moyen, correspondant à l'écoulement moyen U , sur lequel sont superposées des fluctuations aléatoires. L'écart-type de ces fluctuations donne u' et la longueur d'auto-corrélation, permet de déterminer L .

Pour les mélanges gaz-particules, la situation est encore plus compliquée car les deux phases ont des champs de vitesse différents et interagissent par échange de quantité de mouvement. Les descriptions existantes sont très sophistiquées (Tsuji, 1984 ; Shirolkar et al., 1996) et, pour l'heure, relativement éloignées des considérations pratiques évoquées ci-dessus. Il serait certainement nécessaire de rechercher des solutions simplifiées qui prendraient par exemple en compte le fait que les nuages explosifs sont en général des suspensions qualifiées de « diluées ».

Dans ce cas, on peut peut-être supposer qu'en première approximation, les particules modifient peu les champs aérodynamiques du moins à l'échelle macroscopique ce qui permettrait une approche de la turbulence dans ces milieux. En matière de combustion turbulente des nuages gaz-particules, c'est une hypothèse courante (Nettleton, 1988). Nous revenons sur ce point dans le chapitre 5.

4.3.2 Turbulence et combustion dans les flammes

Si la flamme est mince, comme dans le cas des pré-mélanges gazeux, on peut montrer qu'elle est facilement perturbée par ses propres instabilités (Markstein, 1964) et surtout par la turbulence (Borghi et Destriau, 1998). Le front de flamme perd son aspect lisse, devient instable et parfois perd son caractère distinct : on parle de "flammes turbulentes". Au cours des trente dernières années, un effort important de compréhension et de modélisation de la combustion dans ces flammes a été accompli (Candel et al., 1990, Borghi et Destriau, 1998). Dans l'hypothèse extrême où la taille des structures turbulentes est comparable ou plus petite que l'épaisseur de la flamme laminaire, on peut supposer que les transferts de matière par diffusion turbulente peuvent intervenir et se superposer à ceux de la diffusion moléculaire ce qui augmente la vitesse de propagation de la flamme. Dans le cas d'une turbulence intense où u' est beaucoup plus grand que la vitesse de combustion laminaire S_{lad} , on peut penser que la combustion est rapidement distribuée dans tout le nuage explosif : c'est le régime de la combustion dite du « réacteur bien mélangé ». Pour des valeurs de u' comparables à S_{lad} , la structure initiale de la flamme laminaire est perturbée par les tourbillons de petites tailles qui affecteraient le taux de libération de l'énergie (Williams, 1985) et « épaissiraient » la flamme (figure 9).

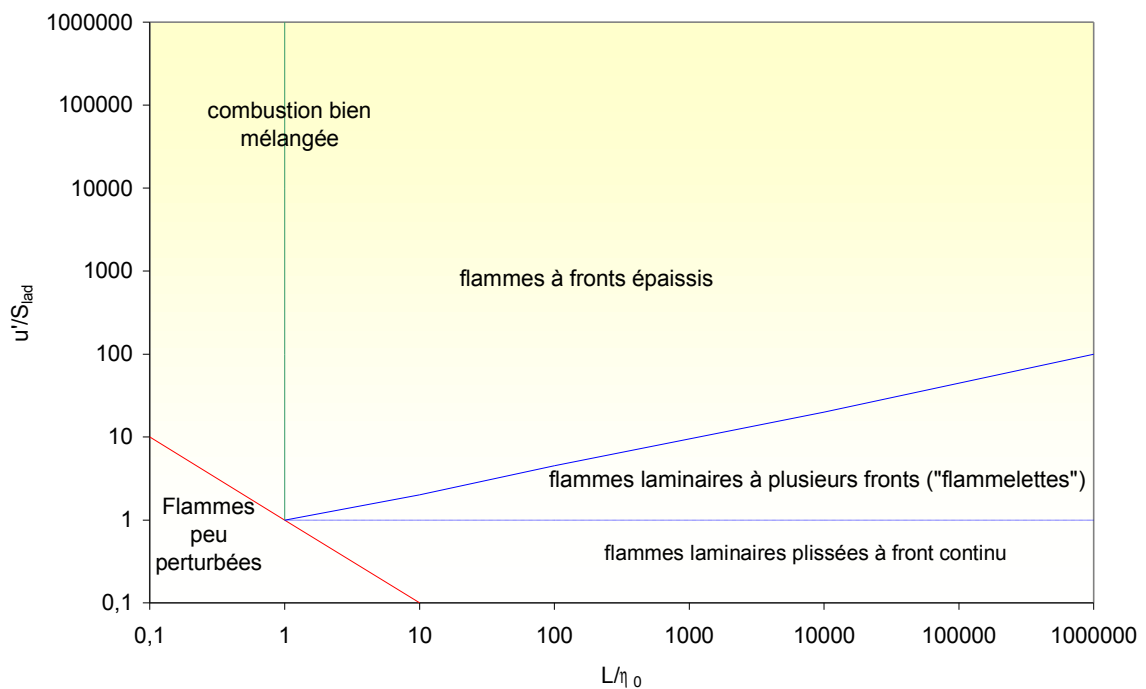


Figure 9 : diagramme représentatif des régimes de combustion (u' est l'intensité des fluctuations de vitesse de la turbulence, L la taille des structures turbulentes, S_{lad} la vitesse de combustion laminaire et η_0 , l'épaisseur de la flamme laminaire)

Dans les autres situations où la taille des tourbillons est plus grande que l'épaisseur de la flamme, la structure de base de la flamme turbulente est celle de la flamme laminaire qui interagit avec les structures turbulentes : c'est le régime des « flammelettes ». On peut admettre (Peters, 1986;

Williams, 1985) que, dans la plupart des situations industrielles et notamment celles relatives à l'explosion (Proust, 2003a), la structure de l'écoulement est celle de ce régime. De nombreux travaux y ont été consacrés (Maistret et al., 1989; Peters, 1986; Sivashinsky, 1988; Williams, 1985, 2000...).

En particulier, certains de ces travaux avaient pour but le calcul de l'évolution de la vitesse de combustion turbulente, S_t qui se définit comme la vitesse avec laquelle un élément de la surface du front de la flamme (turbulente) se propage dans le mélange réactif. On considère que la structure interne de la flamme turbulente est un front laminaire qui s'enroule dans les tourbillons, ce qui a pour effet d'augmenter la surface offerte à la combustion. Cette représentation semble corroborée par des observations expérimentales qui montrent une certaine similitude entre le plissement d'une interface chimiquement inerte séparant deux fluides non miscibles et la structure des flammes turbulentes (North et al., 1990 ; Üngüt et al., 1993 ; Lee et al., 1993 ; Yoshida et al., 1994 ; Kwon et al., 1992). Il est logique de supposer dès lors que les paramètres de la turbulence, u' et L , d'une part et de la combustion laminaire, S_{lad} et η_0 , d'autre part doivent intervenir dans l'expression fournissant S_t ce que confirment des analyses plus détaillées (Peters, 1986, Joulin, 1989, Goix et al., 1993 ; Cambray et al., 1994 ; Sivashinsky, 1988). On obtiendrait, par simple analyse dimensionnelle, des corrélations « d'ingénieur » du type :

$$S_t/S_{lad} = K (u'/S_{lad})^a \cdot (L/\eta_0)^b \quad [1.5]$$

où K , a et b seraient des coefficients relativement indépendants du mélange. La littérature spécialisée est riche d'exemples numériques plus ou moins généralisables applicables au cas des pré-mélanges gazeux.

Pour les nuages gaz-particules, les connaissances disponibles sur ce sujet sont extrêmement réduites. Il existe nombre d'observations expérimentales qui confirment que la combustion est d'autant plus vive que l'agitation du milieu est importante (Amyotte, 1985; Amyotte et al., 1989; Proust, 1989) mais très peu de représentations physiques. La plus simple consiste à supposer que la combustion des nuages de particules est comparable à celle des pré-mélanges gazeux (Bradley et al., 1988) ou encore de simplifier le processus de combustion à l'extrême en supposant que les particules brûlent individuellement ce qui permet d'évaluer un temps de combustion et de calculer la vitesse de combustion à partir d'un modèle de diffusion turbulente (Nettleton, 1988). Il semblerait que la première hypothèse soit davantage fondée pour ce qui concerne des particules gazéifiables à basse température comme l'amidon. Les quelques études consacrées à la structure de ces flammes turbulentes (Proust, 1988 ; Rzal et al. 1991 , 1994) restent encore relativement descriptives. Mais on a clairement observé la présence sur le front de "trous" et d'ondulations de dimensions identiques à celles des grandes structures turbulente de l'écoulement (figure 10) et que, localement, le front reste bien marqué. Ces éléments suggèrent que le front serait localement laminaire, convecté autour des grandes structures de l'écoulement. Ce type de comportement est comparable à celui des flammes de pré-mélanges gazeux. **On ne peut guère aller plus loin à l'heure actuelle**

mais ces quelques éléments signifient qu'il est légitime a priori d'analyser ces flammes turbulentes de poussières avec les mêmes outils que ceux développés pour les flammes turbulentes se propageant dans les pré-mélanges gazeux.

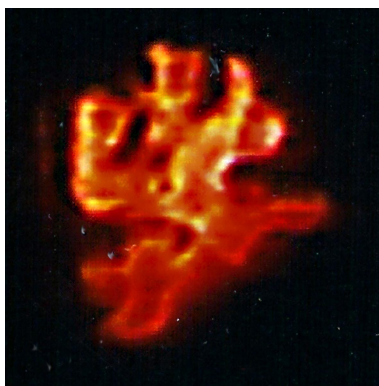


Figure 10: exemple de flamme turbulente se propageant dans un tube vertical (mélanges air-particules d'amidon 130 g/m^3 , taille réelle = 10 cm)

Des travaux sont en cours pour examiner plus avant cette question avec l'intention de mettre en évidence l'incidence de la taille des structures turbulentes, souvent homothétique des dimensions de l'installation. Un exemple est présenté sur la figure 11 qui semble bien confirmer cette incidence.

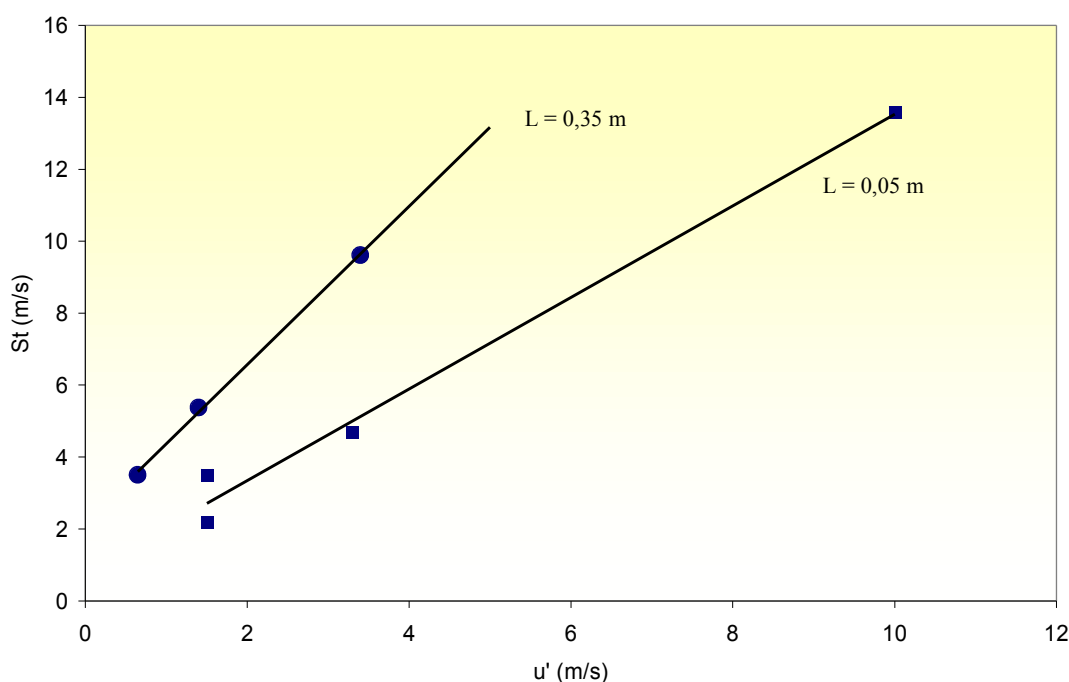


Figure 11 : quelques résultats d'essais conduits avec des particules d'amidon en suspension dans l'air (Proust, 2000b)

On ne peut pas exclure cependant un comportement tout différent pour les types de particules susceptibles de présenter un mode de combustion dans la flamme très différent comme les flammes de poussières d'aluminium.

4.4 Résumé du chapitre 4

Ce premier chapitre était consacré aux phénomènes de propagation de flamme dans un mélange gaz-particule. Les écarts observés entre les prédictions théoriques basées sur une application simple des lois de la thermodynamique de base et les mesures effectuées de température et de pression au cours d'essais d'explosions de poussières ont montré que la phénoménologie mise en jeu est sans doute différente. Pour pouvoir modéliser le phénomène il est donc indispensable de s'intéresser à la propagation de flamme dans les mélanges gaz-particules.

Un premier niveau d'observation au laboratoire a montré l'importance de la vitesse de combustion S_{Lad} dite "**vitesse de combustion laminaire**" ou "**vitesse fondamentale de flamme**" dont on a montré qu'elle pouvait être appréhendée en première analyse avec les mêmes outils que pour les pré-mélanges gazeux, en particulier lorsque les particules sont gazéifiables. En revanche ces outils pourraient être moins adaptés à l'étude de la propagation laminaire de flammes dans des mélanges contenant des particules non gazéifiables comme les poussières métalliques. Un autre paramètre important est l'**épaisseur de la flamme laminaire** η_0 . S_{Lad} et η_0 sont deux grandeurs caractéristiques intrinsèques au mélange gaz particule.

Les explosions de poussières en milieu industriel ne peuvent cependant pas se décrire comme la seule propagation d'une flamme laminaire. Elles se caractérisent par des turbulences dont l'influence sur la violence de l'explosion et les dégâts qu'elle peut produire est significative (cf. Chapitres 5 et 7). Ici encore, les outils permettant de caractériser les turbulences dans un pré-mélange gazeux semblent adaptés à l'étude des mélanges gaz-particules. Ils font apparaître deux grandeurs caractéristiques : "**l'intensité de la turbulence**" u' , qui correspond à la **vitesse de rotation des grands tourbillons et leur taille L appelée aussi "échelle intégrale de la turbulence"**. Le comportement des flammes turbulentes peut être caractérisé par les rapports entre les grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire S_{Lad} et η_0 qui ne dépendent que du mélange et de celles caractéristiques de la turbulence : **L et u'** . Il est donc essentiel de comprendre comment, d'une part, se forme le mélange et, d'autre part, les turbulences. C'est l'objet du chapitre suivant qui étudie la mise en suspension des particules sous l'effet d'un courant d'air, comment évolue la concentration du mélange en fonction des caractéristiques de ce courant d'air et de celles des particules pour aboutir à une concentration située dans le domaine d'explosivité. Il aborde ensuite la modélisation de la turbulence, c'est à dire l'obtention des grandeurs caractéristiques L et u' en considérant à la fois l'influence du milieu environnant et celle des caractéristiques de la poussières.

5. formation et structure des nuages de poussières

Pour qu'une explosion de poussières puisse se produire, il est nécessaire que la poussière soit mise en suspension et que la quantité de particules soit suffisante. La violence de l'explosion qui s'y développe doit aussi être fonction du degré de turbulence.

5.1 La mise en suspension des particules

La mise en contact avec l'atmosphère d'un gaz ou d'un liquide inflammable est une condition suffisante pour qu'un mélange potentiellement explosif puisse se former, sous l'effet de la diffusion naturelle par exemple.

Pour les explosions de poussières en revanche, les particules doivent pouvoir être mises en suspension et, en pratique, un « courant d'air » est requis. On admet en général que la mise en suspension est relativement aisée dans les situations industrielles (un jet d'air de quelques m/s à quelques dizaines de m/s suffit: Proust et Postic, 1991; Roux et Proust, 1995; Ural, 1992) mais il est nécessaire de préciser cela dans le souci par exemple de préciser à l'avenir les zones de sécurité.

Les comptes-rendus des travaux les plus anciens, et principalement ceux consacrés à la sécurité minière (Cybulski, 1973), mentionnent des observations relatives au souffle minimum que doit avoir une explosion primaire de gaz (le « grisou ») pour permettre le développement d'un coup de poussières (Proust et Postic, 1991; Roux et Proust, 1995). L'analyse suggère que la limite de propagation du coup de poussière est intimement liée au souffle minimum requis pour mettre les particules de charbon en suspension. Les valeurs fournies sont de l'ordre de quelques dizaines de m/s dans des galeries de quelques mètres d'ouverture et des particules de charbon dont le diamètre médian est de l'ordre de quelques dizaines de microns. Par exemple, des mesures précises (Proust et Postic, 1991) réalisées avec de la poussière de charbon de 23 microns de diamètre médian, déposées sur le sol d'une galerie de 3,3 m d'ouverture indiquent que le seuil de dispersion est de 20 m/s. En revanche, les théories les plus complètes, relatives aux mécanismes de soulèvement puis de dispersion dans un écoulement, semblent relativement récentes et doivent notamment leurs progrès à l'avènement de moyens de simulation performants (Vyhnalíkova et al., 1998).

Ces théories et les expériences associées ont permis de définir plusieurs étapes dans le processus de dispersion :

- **L'arrachage des particules de la couche de poussière où elles sont disposées qui correspond au critère dit "d'envol".** Le principe de la formulation initialement proposée par Bagnold (Bagnold, 1943) repose sur une notion d'équilibre selon laquelle une particule en contact avec d'autres sur un dépôt est déplacée par le souffle dès que le moment induit par la force aérodynamique par rapport au point d'appui dépasse celui du poids¹. Ce critère, récemment revu et amélioré (Foucaut et Stanislas, 1995), fait explicitement apparaître comme paramètre le taux de cisaillement du fluide à la paroi, τ_c , ou, ce qui est équivalent, **la vitesse de frottement du fluide U_{envol}^*** ². Une représentation graphique de l'évolution de U_{envol}^* ³ est proposée sur la figure 12 pour des particules de densité 1,5. On constate que la vitesse limite de frottement ne dépendrait qu'assez marginalement de la taille des particules ce que tendraient à confirmer des données expérimentales spécifiques obtenues pour les poussières industrielles (Ural, 1989). Compte tenu d'une part de l'incertitude expérimentale et d'autre part de l'hypothèse faite de négliger l'intensité des forces de contact, on peut considérer que ces quelques points expérimentaux corroborent assez bien les grandes lignes de l'approche théorique.
- Cependant, ce critère d'envol n'est pas suffisant pour savoir si les poussières se maintiendront en suspension car elles peuvent éventuellement retomber, puis être éventuellement reprises et retomber à nouveau dans un mouvement de "saltation" (Foucaut et al., 1996). **Le maintien en suspension des particules est caractérisé par une autre vitesse de frottement U_{susp}^* comme suggéré par Foucaut.** Foucaut suppose que les particules sont susceptibles de se maintenir en suspension si les forces aérodynamiques de portance induites par les fluctuations transverses de vitesse dépassent les forces de pesanteur. Ce critère fait apparaître une nouvelle relation entre U_{susp}^* et la taille des particules (figure 12). Nous ne disposons pas de données expérimentales adaptées pour vérifier cette approche mais le modèle repose sur l'hypothèse, à notre sens critiquable, que les forces aérodynamiques considérées ne s'exercent que dans le sens opposé à celui de l'attraction terrestre alors qu'elles devraient s'exercer indifféremment dans un sens ou dans l'autre compte tenu de leur caractère aléatoire.

¹ L'incidence des autres forces de contact n'est pas explicitement prise en compte

² On rappelle que la vitesse de frottement U^* est reliée à la vitesse moyenne de l'écoulement U via le coefficient frottement C_f qui dépend essentiellement de la rugosité des parois : $U^* = (C_f/2)^{1/2} \cdot U$. Pour les situations habituelles, $u^* \approx 0,05 U$.

³ U_{envol}^* est la vitesse de frottement à partir de laquelle les particules sont arrachées au dépôt

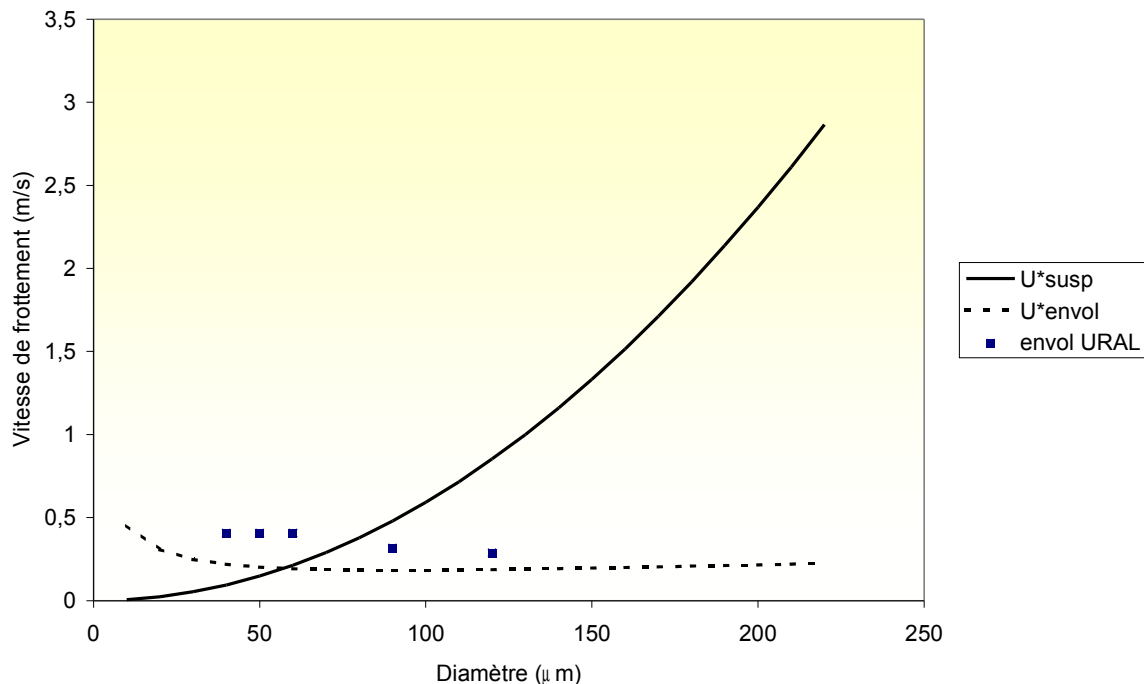


Figure 12 : critères d'envol et de maintien en suspension d'après Foucaut et al. (1995, 1996)

On remarque que ces deux critères ne permettent pas de prédire le débit de poussières soulevées du dépôt. Quelques tentatives existent (Mirels, 1984; Ural, 1992) selon lesquelles le paramètre clef est le cisaillement du fluide sur la couche de poussière.

Une contribution à l'étude de ces phénomènes a été réalisée à l'INERIS sur la base d'expériences paramétriques au cours desquelles les facteurs jugés essentiels ont été modifiés comme la nature des particules, la taille de l'installation d'essai et l'intensité du souffle. Les expériences ont été réalisées dans des galeries (1,8 m et 3,3 m de diamètre) en « cul-de-sac » avec amorçage au fond fermé de la combustion d'une poche de mélange méthane-air de caractéristiques variable pour modifier le souffle. Des capteurs spéciaux destinés à mesurer le souffle et la concentration de particules ont été utilisés (Proust, 2004). Des particules de lignite (diamètre de Sauter⁴ = 15 μm) et de calcaire (diamètre de Sauter = 15 μm) ont été testées.

Quelques données chiffrées relatives au début de la mise en suspension des dépôts de particules sont présentées dans le tableau 2. U_{susp} est l'intensité du souffle (vitesse d'écoulement induite par l'explosion) au seuil duquel une suspension est formée.

⁴ le diamètre de Sauter est une caractéristique du rapport volume sur surface des particules

Particules	Galerie	U susp
lignite	1,8 m	40 m/s
calcaire	1,8 m	70 m/s
calcaire	3,3 m	110 m/s

Tableau 2: dispersion par un souffle d'explosion d'un dépôt de poussières

Globalement, les essais révèlent nettement que la dispersion est d'autant plus difficile à réaliser que le diamètre de la galerie est grand. Par exemple, pour la poudre de calcaire la mise en suspension commence pour un souffle de 110 m/s dans la galerie de 3,3 m de diamètre et de 70 m/s dans la galerie de 1,8 m de diamètre. Par ailleurs, la dispersion des particules de lignite commence pour une intensité de souffle plus petite (40 m/s dans la galerie métallique) que pour le dépôt de poudre de calcaire (70 m/s). Enfin, l'examen des films montre que la mise en suspension du dépôt de calcaire débute dès que le souffle est de l'ordre de 10 m/s mais que le nuage reste très près du sol sans pouvoir s'élever dans l'écoulement (figure 13a). D'autres expérimentateurs ont constaté ce phénomène (Ural, 1992). Lorsque l'intensité du souffle atteint 50 à 100 m/s, les particules se dispersent dans les couches supérieures de l'écoulement avec un angle de dispersion de 15 à 20 degrés (figure 13b).



Figure 13 : dispersion d'un dépôt de poussières de calcaire à la sortie de la galerie métallique (a-phase initiale sans mélange dans l'écoulement, b-dispersion dans l'écoulement)

Il paraît vraisemblable que la phase initiale de dispersion du dépôt sans mélange des particules dans l'écoulement (figure 13a) correspond au phénomène d'envol évoqué. On peut facilement estimer le coefficient de frottement de la galerie métallique, à partir de sa rugosité (AE2Th, 1985), ce qui permet de déduire U_{envol}^* , qui est de l'ordre de 5% de la vitesse moyenne de l'écoulement (U) au moment de l'envol. On trouve ainsi que l'envol des particules de calcaire se produit pour une vitesse de frottement critique de l'ordre 0,5 m/s en bon accord avec les autres données expérimentales (figure 12).

L'observation expérimentale confirme l'analyse a priori selon laquelle le critère d'envol n'est pas suffisant pour que les particules soient effectivement mises en suspension dans l'écoulement. Le modèle proposé dans le paragraphe précédent prédit que le critère de mise en suspension suppose, d'une part, que le critère d'envol soit satisfait et, d'autre part, que la vitesse de frottement soit plus grande que la limite représentée sur la figure 12 (courbe "suspension") qui ne dépend que de la taille des particules. Les points obtenus au cours de ces expériences sont reportés sur ce graphe (figure 14). On constate en premier lieu que les points expérimentaux sont largement au dessus des prédictions, de un à deux ordres de grandeur, et en second lieu que la taille de la galerie a une incidence profonde sur le seuil de dispersion ce qu'ignore le modèle proposé.

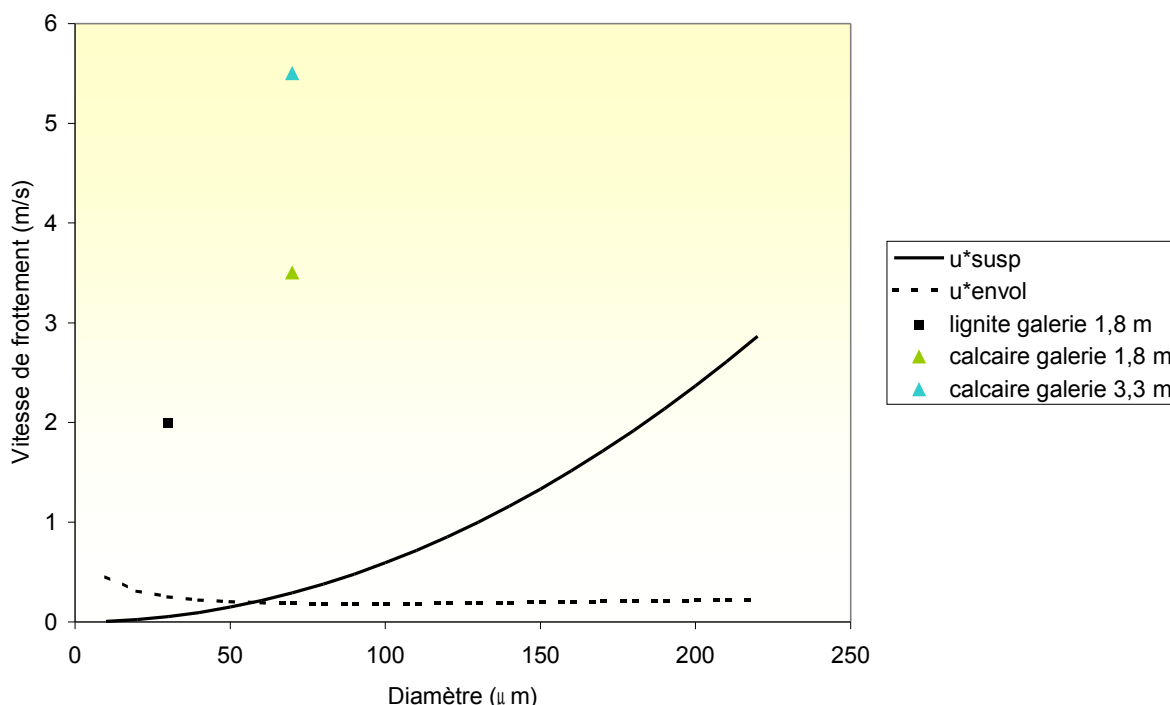


Figure 14 :critères de mise en suspension des particules en dépôt : comparaison expérience-théorie des vitesses limites de frottement

L'angle de dispersion du dépôt lors de la mise en suspension est proche de celui de la couche limite au dessus d'une plaque plane (Hinze, 1975). Cela suggère que la production des tourbillons sur la plaque et leur cheminement vers les couches internes de l'écoulement (sous l'effet de leur mouvement de rotation qui induit une portance) serait responsable de la mise en suspension. Dans ces conditions, la condition de mise en suspension évoquée au paragraphe précédent doit certainement être globalement valide. Il est cependant supposé dans la mise en équation que la composante verticale de la vitesse est uniforme dans la couche limite alors qu'en réalité elle augmente puis diminue à mesure que l'on approche

de la zone externe de la couche limite (Hinze, 1975). Il en résulte une succession d'accélération et de décélération qui peuvent soit favoriser la poursuite de la mise en suspension si l'accélération moyenne est plus grande (et opposée) que la gravité terrestre soit la défavoriser dans le cas inverse. En admettant (Fortier, 1967) que l'accélération moyenne induite par le mouvement vertical du fluide à travers la couche limite est donnée par U^2/L où L est l'épaisseur de la couche limite alors une condition supplémentaire pour que les particules puissent se mettre en suspension s'écrirait $U^2/L > g$. Sous l'hypothèse que l'épaisseur de la couche limite est environ 10% du diamètre de la galerie, on remarque que l'ordre de grandeur de la vitesse de frottement limite issue de ce critère est 1 m/s en bon accord avec les valeurs expérimentales. De plus, on remarque que les vitesses de frottement limite pour la poussière de calcaire paraissent effectivement varier dans le rapport de la racine carrée des diamètres des galeries. **La comparaison entre les seuils de mise en suspension des particules de charbon et de calcaire indique clairement que la « nature » des particules (leur taille?) intervient pour une part significative si bien qu'un critère « plus complet » relatif à la mise en suspension de dépôts de particules devrait faire intervenir les phénomènes de portance et d'accélération dans un même modèle.**

On s'intéresse également au débit de poussière prélevé par le souffle d'une explosion sur un dépôt. Les expériences ont été réalisées avec un dépôt de surface carrée de 0,5 m de côté mais de masse variable (de 5 à 20 kg). La masse de particules n'a d'incidence que sur la durée de la dispersion mais en aucun cas sur le débit de poussière. Comme le montrent les données de la figure 15. Ce débit de poussière ne semble dépendre que du souffle, ou plus vraisemblablement, de la vitesse de frottement (puisque les phénomènes de mise en suspension font essentiellement intervenir des paramètres de la couche limite) mais pas de la nature des particules puisque les points représentatifs de la poussière de lignite sont rigoureusement sur la même courbe que ceux relatifs à la poudre de calcaire. Il en résulte un dernier aspect important. Pour la galerie métallique, on a représenté sur la figure 16, l'évolution de la concentration maximale de poussières dans le nuage formé en fonction du souffle de l'explosion. On remarque que la concentration atteint 50 g/m³ pratiquement dès que débute la mise en suspension (à 45 m/s pour la poussière de lignite alors que la mise en suspension débute à 40 m/s). **Il s'ensuit que le nuage est susceptible d'être explosif dans une situation industrielle dès que débute la mise en suspension. Dans une optique de prévention par exemple, une meilleure connaissance des critères de mise en suspension trouverait une pleine justification.**

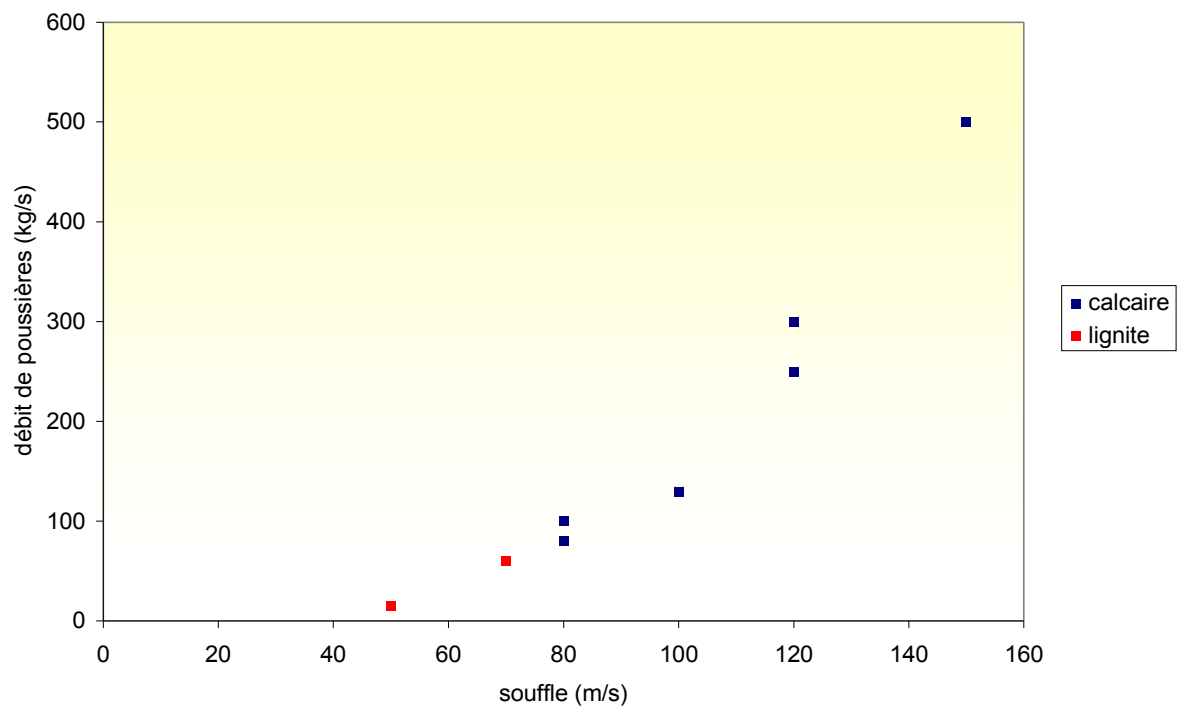


Figure 15 : variation du débit de poussières (kg/s) en fonction du souffle (m/s)

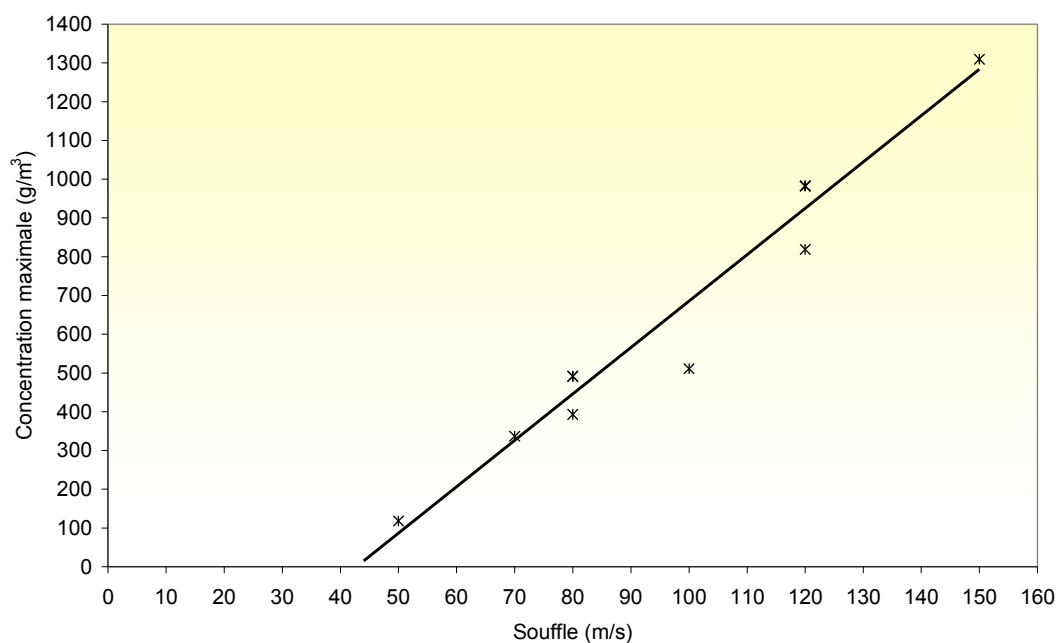


Figure 16: concentration maximale dans les nuages de poussières (lignite et calcaire) en fonction du souffle de l'explosion dans la galerie de 1,8 m

5.2 Le domaine d'explosivité

Le domaine d'explosivité d'un mélange combustible-comburant est le domaine de composition de ces mélanges à l'intérieur duquel une flamme est capable de se propager de manière autonome.

Depuis les travaux précurseurs de Le Châtelier, une théorie est utilisée sur la base de laquelle on peut, dans une certaine mesure, prédire les limites d'inflammabilité de mélanges de gaz. Les approches "théoriques" classiques reposent sur le modèle de propagation de flamme décrit notamment par Mallard et Le Châtelier selon lequel les réactifs qui approchent de la zone de combustion vive de la flamme sont chauffés par diffusion thermique (par les gaz brûlés) jusqu'à leur température d'inflammation T_{infl} , supposée être un paramètre intrinsèque du mélange. Selon ce modèle, la flamme ne peut se propager de manière autonome si la quantité de réactif présente ne permet pas d'atteindre une température de gaz de combustion plus grande que la température d'inflammation. Il permet donc en principe de prédire les limites d'inflammabilité si la température d'inflammation est connue.

Pour les suspensions de particules, il ne semble pas exister actuellement de concept très explicite. A défaut, on utilise implicitement le modèle de le Chatelier pour justifier que la quantité de particules en suspension dans le nuage doit être suffisante pour que la propagation puisse avoir lieu à travers le nuage. On exprime souvent ce paramètre en g de poussières par m³ de nuage. Pour de nombreux matériaux pulvérulents, la concentration minimale de particules ("concentration minimale explosive"-CME) est de quelques dizaines de g/m³ (Proust, 1997c). La CME dépend de la température dans le nuage (décroît lorsque la température augmente : Proust, 2003a) mais semble assez peu fonction de la taille des particules dans la gamme 0-50 µm par exemple. Au delà, la CME augmente avec le diamètre des particules. On pense qu'il existe également une limite supérieure au domaine d'explosibilité mais elle n'est pas connue avec précision: elle serait de plusieurs kg/m³ (Proust, 1988). Par conséquent, le domaine d'explosivité est très large.

Les expériences consacrées à l'étude des mécanismes de propagation des flammes dans les nuages air-particules combustibles (chapitre 2) ont également permis d'évaluer la concentration minimale explosive (CME). Une analyse des mécanismes limite de la propagation a été entreprise pour le cas, important en pratique, des particules d'amidon. On rappelle que les particules d'amidon sont susceptibles de se transformer en gaz selon un processus chimique que l'on peut représenter par une loi d'Arrhénius d'ordre zéro (Proust, 1988). On peut s'interroger sur la nature de ces limites à la propagation selon deux hypothèses : l'hypothèse thermo-cinétique et l'hypothèse thermo-chimique

5.2.1 Hypothèse "thermo-cinétique"

L'analyse des mécanismes de consommation des particules d'amidon dans le front d'une flamme non turbulente se propageant dans un mélange de particule d'amidon et d'air (chapitre 4) peut permettre d'établir le graphe de la figure 17 (Proust, 2004) où apparaissent les deux principaux délais caractéristiques qui interviennent dans le processus de dégradation des particules en amont de la

zone de combustion vive de la flamme en fonction de la température locale, à savoir :

- La durée typique de transfert de chaleur par conduction depuis les produits de combustion ;
- La durée de la pyrolyse de l'amidon.

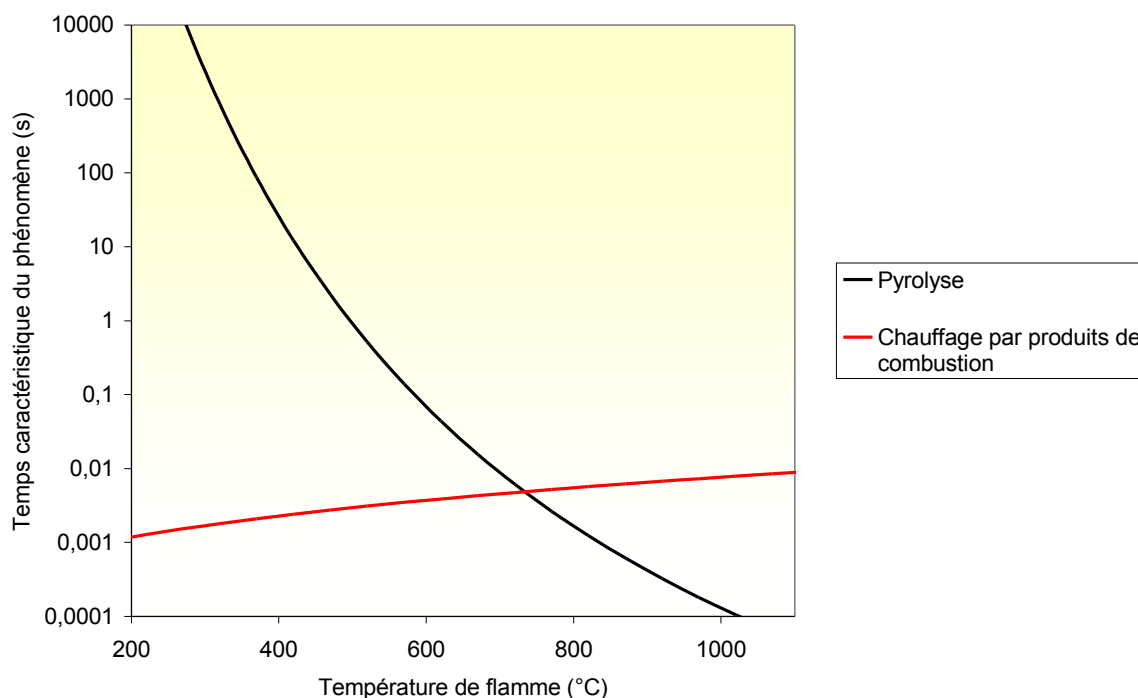


Figure 17 : comparaison des délais typiques des processus physico-chimiques intervenant dans la décomposition des particules d'amidon

On pourrait éventuellement admettre qu'à partir du point de croisement entre la courbe caractéristique de la pyrolyse et celle représentative du délai de chauffage, le processus « limitant » devienne la pyrolyse ce qui induirait une adaptation (réduction) de la vitesse de combustion pour que la chaleur soit transférée des produits de combustion vers les particules à une vitesse compatible avec la pyrolyse quand la température diminue (cf critère de propagation rappelé ci-dessus). La durée caractéristique de réchauffage, τ_{diff} , des réactifs s'exprime par :

$$\tau_{\text{diff}} = \lambda_0 / (\rho_0 \cdot C_{p0} \cdot S_{\text{lad}}^2) \quad [5.1]$$

Où λ_0 , ρ_0 et C_{p0} sont respectivement la conductibilité thermique, la masse volumique et la chaleur spécifique de l'air à la température initiale des réactifs et S_{lad} la vitesse fondamentale de flamme dans le nuage. Ainsi lorsque la température de la flamme diminue de 750°C (point de croisement) à 550 °C, τ_{diff} devrait augmenter de 5 ms à 500 ms ce qui devrait se traduire par une réduction de S_{lad} de 20 à 2 cm/s soit une diminution d'un facteur 10. On peut admettre qu'une flamme aussi peu rapide serait très sensible à toutes les perturbations dont

celles, aérodynamiques, induites par la propagation ascendante de la flamme sous l'effet des forces d'Archimède agissant sur les produits de combustion chauds. La flamme devrait alors s'éteindre, fragmentée puis dispersée par l'écoulement. L'extinction serait alors observée pour une concentration de particules d'amidon dans le nuage de l'ordre de 50 g/m³ (température de flamme de l'ordre de 500°C) en bon accord avec les mesures. **Cependant les observations expérimentales montrent très nettement (Proust, 1988 ; Proust, 1993 ; Proust et Veyssière, 1988) que les vitesses fondamentales de flamme et les vitesses spatiales de propagation ne montrent pas de décroissance significative au voisinage de la CME. De surcroît, la flamme conserve sa continuité et son uniformité jusqu'à l'extinction complète. Ces constatations ne corroborent pas l'hypothèse "thermocinétique" de l'extinction de la flamme à la CME.**

5.2.2 Hypothèse "thermo-chimique"

Il semble que l'approche théorique la plus riche pour expliquer nombre de phénomènes relatifs à la propagation des flammes se suffisent d'une représentation essentiellement thermique de la combustion. Mais on sait (Lewis et von Elbe, 1987) que, pour certains mélanges, d'autres aspects, dont notamment ceux relatifs au domaine d'explosivité, doivent, pour trouver une justification, être aussi abordés à travers un examen plus détaillé des mécanismes chimiques. On peut alors mettre en évidence des "barrières thermo-chimiques" telles que des réactions chimiques essentielles pour la combustion sont empêchées dans des conditions particulières de température et de pression (ex: combustion de mélanges à base d'hydrogène à basse pression).

Une approche de ce type est proposée pour tenter d'expliquer le phénomène d'extinction au voisinage de la CME pour des mélanges du type air-particules d'amidon. On rappelle à cet effet que les observations expérimentales (Proust, 1988) suggèrent que la pyrolyse de l'amidon, pour des délais de chauffage compatibles avec ceux qui se produisent dans les flammes, est complète et produit essentiellement du CO (50% vol.), du CO₂ (5% vol.), de l'hydrogène (25% vol.) et des hydrocarbure dont du CH₄ (20% vol.). Au dessous de 500°C, ce type de pyrolyse est quasi-inexistant. Cette réaction de pyrolyse pourrait s'écrire très schématiquement :



La loi "d'action des masses" appliquée à ce schéma réactionnel s'écrit :

$$\ln (x_{\text{CO}}^4 \cdot x_{\text{CO}_2}^{0,5} \cdot x_{\text{CH}_4}^{1,5} \cdot x_{\text{H}_2}^2) = - \Delta G_T^+ / (R \cdot T) - 8 \cdot \ln (P/P^+) \quad [5.3]$$

où :

- x_i sont les fractions molaires des gaz i

- ΔG_T^+ est l'enthalpie libre de la réaction à la température T et à la pression de référence P^+ (1 bar)
- P la pression partielle totale atteinte par les produits de pyrolyse gazeux
- R la constante des gaz parfaits

Le terme de gauche de l'équation est une constante qui ne dépend que des coefficients stœchiométriques de la réaction (vaut environ -10). On pourrait admettre que la réaction de pyrolyse n'est susceptible de se produire de façon significative que si la température est suffisante pour que P dépasse la pression ambiante. La plupart des données thermodynamiques nécessaires pour faire cette évaluation sont disponibles dans la littérature spécialisée telle les tables JANAF sauf pour l'entropie de la molécule d'amidon. Comme il est illusoire d'obtenir une précision suffisante de cette valeur sur une base théorique (théorie quantique par exemple, Aubert et al., 1955), une estimation est proposée à partir des observations expérimentales qui montrent que la réaction de pyrolyse décrite n'est susceptible "d'avancer" à la pression atmosphérique que si la température dépasse 500°C. On remarque, en premier lieu, que ce niveau de température est très proche de la température limite de la flamme et, en second lieu, que la valeur de l'entropie de l'amidon pour laquelle la pression de pyrolyse dépasse 1 bar à 500°C dans le schéma réactionnel étudié est de l'ordre de 1300 J/mole/K soit d'un ordre de grandeur tout-à-fait correct pour ce type de molécule compte tenu des approximations faites par ailleurs (simplifications quant à la nature des produits de pyrolyse notamment).

Ce modèle paraît donc assez cohérent d'autant plus que l'observation d'une flamme pauvre au moment de son extinction (figure 18) , montre que, si les particules disparaissent effectivement sous l'effet de la chaleur, il reste une "fumée" comme résidu, qui témoigne d'une pyrolyse imparfaite.

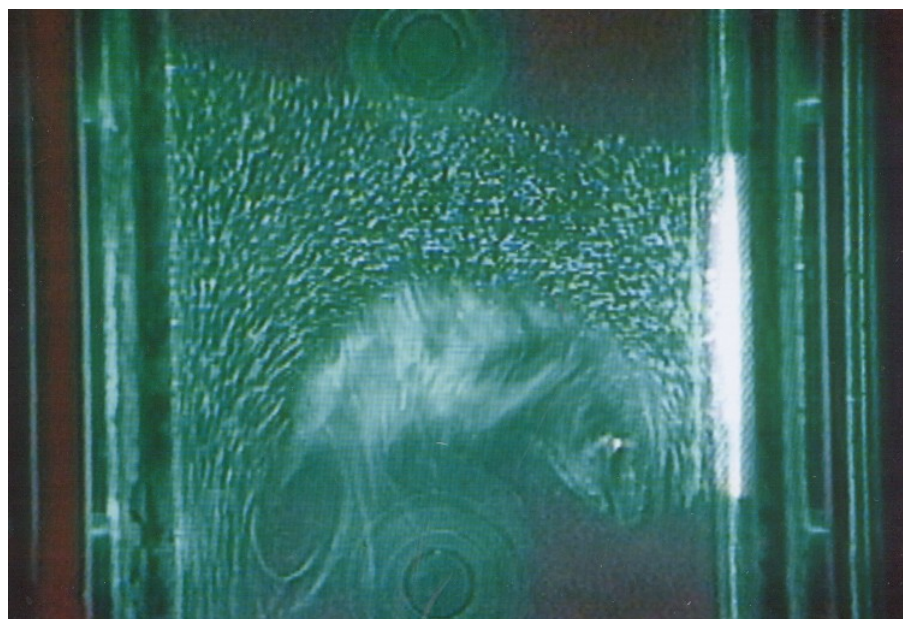


Figure 18 : vue en tomographie laser d'une flamme lors de son extinction (les particules d'amidon sont rendues visibles par le plan lumineux, le panache de la flamme est la zone dépourvue de particules)

5.2.3 Effet de la pression et de la température initiale

Les deux modèles présentés prédisent que la température minimale de flamme à la CME est une donnée qui ne devrait pas dépendre de la température initiale du mélange pour une pression donnée. Il en résulte qu'à mesure que la température initiale s'accroît la quantité minimale de réactif requise pour atteindre cette température limite de flamme doit décroître proportionnellement jusqu'à s'annuler au point où la température du mélange atteint la température limite de propagation de flamme. **En d'autre termes, la CME doit diminuer proportionnellement avec la température initiale du mélange. Cette déduction est en bon accord avec les données expérimentales disponibles (Proust, 2003).**

En revanche, lorsque la pression initiale augmente, la courbe caractéristique de la pyrolyse pour le modèle "thermo-cinétique" reste inchangée tandis que celle relative au réchauffage du mélange doit s'abaisser en proportion de l'augmentation de la pression du moins si on suppose de faibles variations de S_{lad} avec la pression ce que l'on admet généralement pour les pré-mélanges gazeux au moins. En prenant comme référence de température limite de propagation de flamme, le point de croisement entre les deux courbes, les prédictions issues de l'application de ce modèle sont présentées sur la figure 19. Sur cette courbe sont également représentés des résultats des expériences de combustion sous pression (Proust, 1998), qui permettent d'évaluer l'évolution de la CME en fonction de la pression initiale pour de la poussière de lignite dont on peut considérer, en première approximation, qu'elle doit se comporter comme l'amidon tant leurs propriétés d'inflammation paraissent proches (TSI et CME identiques notamment). Les prédictions obtenues au moyen du modèle "thermochimique" sont également incluses.

L'examen de ces données semble en faveur du modèle "thermochimique" qui, par ailleurs, paraît également plus conforme à l'observation du comportement de la flamme près de la CME.

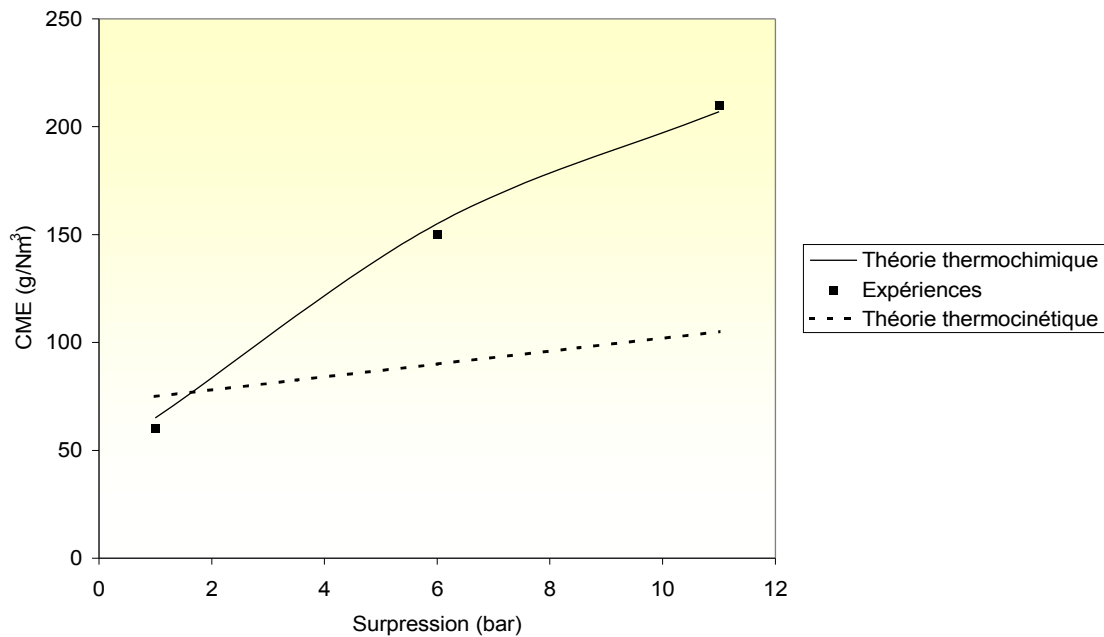


Figure 19 : prédiction et mesures de l'évolution de la CME de mélanges air-particules de lignite en fonction de la pression initiale à la température ambiante

5.3 La structure des nuages industriels

La réflexion menée au cours des années passées a permis de mettre en évidence quelques mécanismes de production de la turbulence dans des équipements industriels et d'examiner dans quelle mesure la présence de particules en suspension est susceptible d'affecter la genèse de la turbulence.

5.3.1 Tenter de prédire les caractéristiques de la turbulence

La turbulence revêt de nombreux aspects mais on ne s'intéresse dans ce document qu'à ceux qui interfèrent avec la propagation des flammes. De ce point de vue, la compréhension que nous avons à l'heure actuelle des interactions turbulence-propagation (chapitre 4) d'une flamme suggère que la connaissance des grandeurs macroscopiques de la turbulence comme l'échelle intégrale de la turbulence, L , et l'intensité des fluctuations de vitesse, u' suffirait à justifier nombre d'aspects de ces interactions. Nous abordons dans les paragraphes suivants des modèles qui permettent d'estimer L et u' à partir des caractéristiques macroscopiques du jet et de son environnement.

5.3.1.1 Modèle "k-Epsilon" simplifié

De ce point de vue, on peut penser que des modèles globaux comme le modèle "k-Epsilon", très largement utilisé dans les codes de calculs techniques et scientifiques, pourraient convenir. La variable k est "l'énergie cinétique turbulente"

et contient le terme caractéristiques de l'intensité des fluctuations de vitesse. La variable Epsilon représente le taux de dissipation de cette énergie. C'est la démarche proposée par FMRC aux U.S.A. fondée sur une application simplifiée du modèle k-Epsilon (Tamanini, 1998) où on suppose une turbulence homogène et isotrope dans tout le volume considéré. Le modèle de Tamanini se résume à deux équation différentielles moyennées dans le volume à étudier :

- l'une décrivant le bilan d'énergie cinétique turbulente comme la différence entre un terme de production (par exemple l'énergie cinétique introduite dans l'enceinte considérée) et de dissipation (Epsilon) ;
- l'autre représentant l'évolution dans le temps du terme de dissipation.

$$k = 3/2 \cdot u'^2 \quad [5.4]$$

$$d(m \cdot k)/dt = P_k - m \cdot \varepsilon_k \quad [5.5]$$

$$d(m \cdot \varepsilon_k)/dt = \varepsilon_k / k \cdot (C_{\varepsilon 1} \cdot P_k - C_{\varepsilon 2} \cdot \varepsilon_k) \quad [5.6]$$

où :

P_k est le terme de production d'énergie cinétique = $1/2 \cdot U_{\text{jet}}^2 \cdot dm/dt$ pour une injection pneumatique à la vitesse U_{jet}

m la masse de fluide contenue dans le volume considéré

t le temps

ε_k le taux de dissipation de l'énergie turbulente

$C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ des constantes qui valent respectivement 1,64 et 1,8 environ

Une troisième équation permet d'évaluer l'échelle intégrale de la turbulence :

$$L = C_t \cdot k^{3/2} / \varepsilon \quad [5.7]$$

où C_t est une constante égale à 0,09.

Pour résoudre ces équations, l'emploi d'un ordinateur reste malgré tout nécessaire.

1.1.1.1 Méthode "cinématique"

Une autre approche a été développée (Proust, 1995) qui repose sur la phénoménologie de la production de la turbulence. Dans la plupart des situations, le mouvement turbulent est produit par des jets à l'intérieur des équipements considérés. Or le comportement des jets libres et confinés est relativement bien

connu (Proust, 1985). Nous avons mis en œuvre ces théories et quelques autres pour constituer un outil de prédiction.

Les grandes lignes ont été dessinées en 1995 (Proust, 1995). Une situation générique est représentée sur la figure 20 qui schématise l'effet de l'injection d'un flux d'air à la pression génératrice P_0 par un orifice de diamètre ϕ_{jet} dans une enceinte cylindrique de hauteur H et de diamètre D . On suppose que la porosité de l'enceinte est suffisante pour éviter une augmentation de la pression interne.

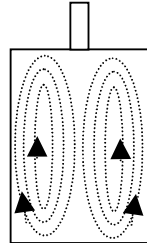


Figure 20 : effet de l'injection d'un flux d'air dans une enceinte cylindrique

Un jet se forme dont la propriété essentielle est d'entraîner par induction (transfert de quantité de mouvement) l'atmosphère environnante dans un mouvement tourbillonnaire entretenu (Proust, 1985). Les gradients de vitesse causés par ces grands tourbillons sont à l'origine de la dégradation de l'énergie cinétique introduite et précèdent immédiatement la "cascade turbulente". On peut donc supposer que l'intensité de la turbulence est donnée par la vitesse de rotation de ces grands tourbillons tandis que l'échelle intégrale est liée par la taille des gradients de vitesse. Pour évaluer u' , on peut utiliser les modèles des jets libres qui permettent (Proust, 1985) d'évaluer la capacité d'entraînement du fluide injecté :

$$Q_{ind}/Q_{inj} \approx 0,4 \cdot H/\phi_{jet} \quad [5.8]$$

$$Q_{ind} = \pi/4 \cdot D^2 \cdot u' \quad [5.9]$$

$$Q_{inj} = \pi/4 \cdot U_{jet} \cdot \phi_{jet}^2 \quad [5.10]$$

Dans cette expression, Q_{inj} et Q_{ind} sont respectivement les débits volumiques de fluide injecté et entraîné. ϕ_{jet} et U_{jet} sont respectivement les diamètres et vitesse initiales du fluide injecté juste à la sortie de la canalisation d'injection. Ces paramètres peuvent différer des paramètres physiques dans l'hypothèse où P_i est supérieure à la pression d'amorçage d'une onde de choc. Il est possible d'en tenir compte en introduisant les équations caractéristiques classiques des fluides compressibles et des ondes de choc (Proust, 1995). On peut ainsi obtenir une approximation "cinématique" de u' :

$$u' = 0,4 \cdot U_{jet} (\phi_{jet}/D) \cdot (H/D) \quad [5.11]$$

Pour évaluer l'échelle intégrale de la turbulence on peut suivre de façon imaginaire l'évolution de la vitesse du fluide selon un axe horizontal qui traverse le milieu de l'enceinte. On se rend compte que la vitesse moyenne du fluide devrait s'annuler 4 fois en changeant de signe entre chaque nœud (dont un nœud sur chaque paroi). Cela signifie que la pente de l'évolution de la vitesse en fonction de la distance sur cette ligne change au moins 6 fois de signe. Cela constitue autant de zones de gradient où naissent des tourbillons dont la taille reste proportionnelle à l'épaisseur du gradient, dans un facteur 1/2 d'après Hinze (Hinze, 1975). D'après ce modèle, l'échelle intégrale de la turbulence est donnée approximativement par :

$$L = 1/2 \cdot 1/6 \cdot D \approx 0,1 \cdot D \quad [5.12]$$

Cette approche est cohérente avec les observations expérimentales (Andrews et al., 1975).

Ces équations sont analytiques et peuvent être résolues "à la main". Les autres paramètres essentiels de la turbulence peuvent le cas échéant être obtenus au moyen de corrélations classiques.

5.3.2 Vérifications expérimentales

Une campagne d'essai spécifique a été réalisée dans plusieurs configurations expérimentales en utilisant la technique des sondes "bidirectionnelles" exposée dans l'annexe 1. Les intensités de la turbulence ont été mesurées directement par traitement de signal et les échelles intégrales ont été déterminées en calculant les coefficients de corrélation des signaux délivrés par deux capteurs contigus comme l'exige la définition de ce paramètre (Hinze, 1975).

Ces résultats (Roux et Proust, 1998, 2003) ainsi que d'autres publiées récemment (Hauert et al., 1992, 1994) peuvent être utilisées pour comparer ces méthodes théoriques précédentes et les confronter à l'expérience. Les résultats sont présentés sur les figures 21 et 22 pour u' et L .

On constate globalement que la méthode "cinématique" paraît en meilleur accord avec l'expérience notamment pour ce qui concerne la prédiction des échelles intégrales de la turbulence. Il est toutefois vrai que la méthode "k-epsilon" telle qu'utilisée est très simplifiée. Par ailleurs, la méthode "cinématique" ne peut pas encore tenir compte d'un affaiblissement éventuel de la turbulence lorsque cesse le phénomène qui en constitue l'origine.

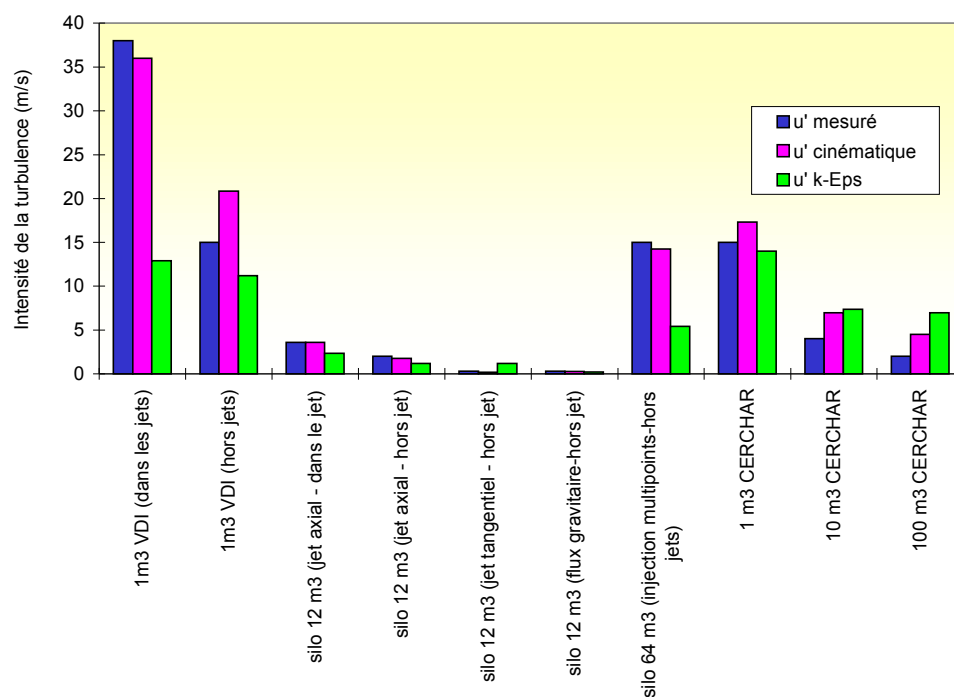


Figure 21: intensité de la turbulence dans des équipements d'essai - comparaison prédictions/mesures

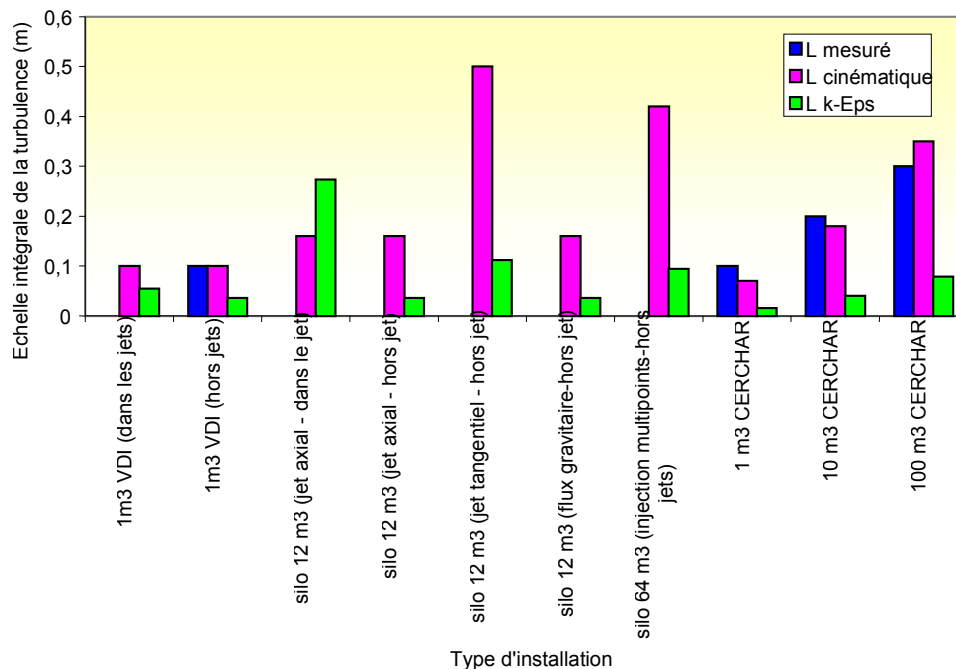


Figure 22: échelle intégrale de la turbulence dans des équipements d'essai - comparaison prédictions/mesures

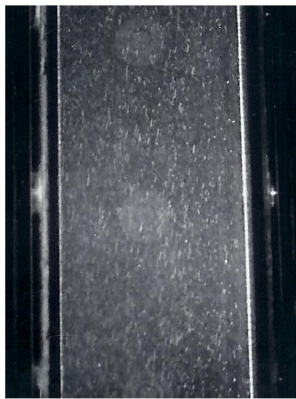
5.3.3 La turbulence dans les milieux biphasiques

La présence de particules en suspension dans une phase gazeuse rend inévitablement plus complexe la nature de la turbulence. On peut s'interroger en premier lieu sur l'incidence de la turbulence de la phase gazeuse sur la dispersion des particules et en second lieu sur l'incidence des particules sur le développement de la turbulence.

5.3.3.1 Dispersion des particules

L'approfondissement de la connaissance des caractéristiques de la turbulence dans les suspensions gaz-particules paraît lent en raison de la difficulté pour mettre en place des techniques de mesurage adaptées (Tsuji, 1984). Dans l'écoulement d'une suspension, les particules et la phase gazeuse échangent énergie et quantité de mouvement (parfois de la masse). Il en résulte, d'une part, que la "turbulence" du gaz est susceptible d'avoir une influence sur la trajectoire des particules et, d'autre part, que la présence des particules peut modifier la "turbulence" du gaz porteur. S'agissant du premier aspect, des essais et des considérations théoriques (Tsuji, 1984; Owen, 1969) semblent indiquer que les particules ne suivent pas parfaitement l'écoulement gazeux et que le découplage entre les trajectoires du fluide et des particules est d'autant plus grand que l'inertie des particules est importante.

Cette hypothèse semble être qualitativement confirmée par l'expérience. Des prises de vue de mélanges air-particules d'amidon (diamètre moyen des particules = 28 μm) ont été effectués (Proust et Veyssière, 1988; Proust, 1992) en utilisant la technique de tomographie et ont permis de constater que **dans un mélange non turbulent ("laminaire") la répartition des particules est homogène (figure 23-a). En revanche, dans un écoulement turbulent, la répartition des particules est fortement hétérogène (figure 23-b): on distingue des "zones pauvres" (sombres sur le cliché) où la concentration des particules est quasi-nulle. L'analyse montre (Rzal et al., 1991) que ces zones coïncident avec les tourbillons (grandes structures) de l'écoulement. Ce résultat constitue une différence fondamentale entre les écoulements gazeux turbulents et les écoulements gaz-particules turbulents. Il corrobore l'hypothèse selon laquelle les particules en raison de leur inertie ne "suivent" pas parfaitement les lignes de courant de l'écoulement gazeux.**



a



b

Figure 23: structure d'une suspension gaz-particules laminaire (a) et turbulente (b)

5.3.3.2 Incidence des particules sur la turbulence

A propos de l'influence des particules sur la turbulence de la phase gazeuse, les informations disponibles sont parcellaires. Certains (Tamanini, 1990; Zhen et al., 1996) ont tenté de mettre en évidence cette influence expérimentalement. La suspension est formée à l'intérieur d'une enceinte en dispersant les particules au moyen d'un jet de gaz. Il semble que la présence de particules dans le jet gazeux modifie le niveau de turbulence dans l'enceinte par rapport à une situation où le jet ne contient pas de particules. Cependant ce phénomène peut avoir deux origines: d'une part, les particules obstruent partiellement les orifices du dispositif de dispersion et modifient ainsi l'impulsion du jet et, d'autre part, les particules peuvent avoir une influence sur les structures turbulentes. Ces résultats ne permettent pas de faire une distinction entre ces deux possibilités. Les travaux consacrés à l'étude de l'écoulement de suspensions dans des conduites paraissent plus adaptés à l'étude de l'influence de la présence des particules sur la turbulence du gaz porteur. Ainsi, la présence de particules dans un écoulement à l'intérieur d'une conduite verticale est susceptible de modifier la forme du profil des vitesses moyennes (Tsuji, 1984). L'introduction en quantités croissantes de particules dans l'écoulement induit semble-t-il un "aplatissement" du profil des vitesses d'autant plus important que les particules sont fines. Cela signifierait que le cisaillement du fluide près des parois, responsable de l'apparition de la turbulence, augmente. Selon la taille des particules, l'intensité de la turbulence du gaz porteur pourrait être augmentée ou réduite.

Quelques expériences ont été réalisées au moyen de la chambre d'explosion de type VDI. Il s'agit d'une chambre orthocylindrique de 1 m³ dans laquelle la mise en suspension est assurée par un tuyau perforé alimenté via une vanne pyrotechnique par la décharge d'un réservoir sous pression d'air (5 litres, 20 bar) contenant les particules à disperser. Une comparaison des variations de l'intensité de la turbulence est proposée sur la figure 24 (il s'agit, pour les deux situations, de moyennes sur plusieurs essais d'après Roux et Proust, 2003). On constate

qu'avec et sans particules les signaux restent très proches sachant que le temps de vidange de la bouteille est rigoureusement identique dans les deux situations. Cette observation paraît compatible avec les données de Tsuji (Tsuji, 1984) qui montrent que l'effet de la concentration du nuage sur la turbulence de la suspension ne devrait devenir sensible qu'au delà de 1000 g/m^3 .

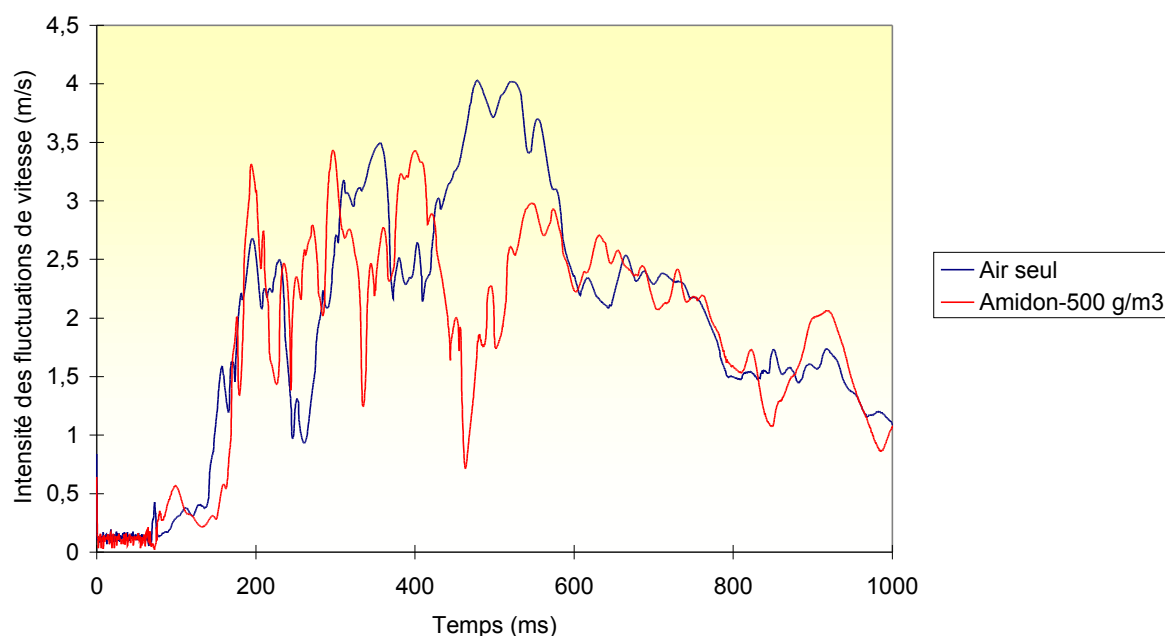


Figure 24 : Comparaison de l'évolution en fonction du temps de l'intensité de la turbulence dans la chambre de 1 m3 cubique avec et sans particules dispersées

5.4 Résumé du chapitre 5

La première condition pour qu'une explosion de poussière puisse avoir lieu est la formation d'un nuage de poussière, c'est à dire l'envol et le maintien en suspension des particules. Ces deux conditions sont décrites par les critères d'envol U^*_{envol} et de suspension U^*_{susp} . Ils indiquent que la mise en suspension et le maintien des particules dépendent directement de la vitesse du courant d'air, du diamètre des particules mais aussi du diamètre de la galerie dans laquelle a lieu l'écoulement. Ce dernier influe directement sur la vitesse de frottement du fluide à proximité de la paroi de la galerie.

L'approche expérimentale de ces phénomènes montre cependant que les modèles théoriques permettant le calcul de U^*_{envol} et U^*_{susp} sont encore insuffisants et mériteraient d'être développés notamment parce que les limites d'explosivité peuvent être atteintes pour des vitesses de courant d'air très faibles.

La deuxième condition pour qu'une explosion de poussière puisse se produire est que les conditions d'explosivité soient vérifiées, c'est à dire que la concentration de particule dépasse la concentration minimale d'explosivité ou CME. Pour être capable de prédire la valeur de la CME et la façon dont elle est influencée par les

caractéristiques des particules, la pression initiale et la température, il est nécessaire de mieux comprendre les mécanismes thermiques, chimiques et cinétiques qui gouvernent la propagation de la flamme. Pour cela, deux hypothèses ont été explorées :

- l'hypothèse thermocinétique, qui suppose que la propagation de la flamme dans un mélange composé de particules gazéifiables est avant tout conditionnée par les cinétiques de transfert de chaleur entre les particules et de pyrolyse des particules.
- l'hypothèse thermochimique, qui considère que les paramètres limitant sont les conditions locales de température et de pression qui rendent possible d'un point de vue thermodynamique la réalisation de la réaction de décomposition de la particule en molécules plus simples par pyrolyse. Ces conditions sont exprimées localement par la loi d'action de masse de la réaction de pyrolyse.

L'examen des résultats expérimentaux pour des particules d'amidon semble indiquer que le modèle thermochimique est plus représentatif de la réalité.

Il a été précisé au chapitre 4 que la connaissance des grandeurs représentatives de la turbulence était une condition nécessaire pour pouvoir modéliser le comportement d'une flamme en milieu industriel. Il est donc nécessaire de disposer d'un modèle qui permette de relier les grandeurs caractéristiques de la turbulence u' et L aux caractéristiques du jet (débit, vitesse) et de l'environnement. Deux modèles ont été examinés sous l'angle de leur capacité à prédire ces grandeurs. Le modèle k-Epsilon simplifié et la méthode cinématique développée à l'INERIS. Les vérifications expérimentales ont permis de montrer un meilleur accord entre les mesures et les valeurs prédites par la méthode cinématique.

Enfin, dans la mesure où ces modèles de turbulence ont été globalement élaborés pour des gaz et validés sur des gaz, il était légitime de s'interroger sur l'influence des particules sur la turbulence et réciproquement. Bien que celles-ci soient parcellaires, les observations expérimentales montrent globalement peu d'influence des particules sur la turbulence. En revanche, les turbulences induisent une inhomogénéité significative dans le mélange air particule qui se traduit par des variations importantes de concentration au sein du mélange, avec des alternances de zones très concentrées et de zones quasiment vides de particules.

6. L'inflammation des nuages de poussières

6.1 Typologie

Pour provoquer une explosion, une source d'inflammation "adéquate" doit être mise au contact du nuage. Divers phénomènes sont susceptibles de provoquer une inflammation et ont fait l'objet d'un examen systématique suite à des enquêtes après accident (Proust, 1989). et seront évoqués ultérieurement : frottements, étincelles, surchauffe, rayonnement. On constate que pour les explosions de poussières au moins (figure 25), six causes connues d'inflammation sont évoquées de manière récurrente :

1. Les sources d'origine mécanique constituées par des frottements intenses (ex: rouleau bloqué d'une grande bande transporteuse parfois porté au rouge par le frottement de la bande), des impacts violents de corps durs contre les parois internes d'un procédé. Les mécanismes d'inflammation sont certainement les moins bien connus ce qui explique peut être la fréquence élevée d'accident associés. Un effort de recherche important est nécessaire sur ce point.
2. Les sources d'origine électrique c'est à dire les étincelles et les échauffements par effet joule induits par les matériels électriques. Compte tenu du nombre élevé de ces matériels en utilisation, la fréquence d'accident est très réduite, marginale même. Le risque est reconnu depuis longtemps et un important effort de recherche et développement a été consenti qui a abouti à des guides de conception et des procédures d'utilisation et de vérification.
3. Les travaux de soudage, de meulage lorsqu'ils sont faits sans tenir compte de la présence d'une atmosphère explosive restent des causes non marginales d'accidents. La solution n'est pas technique mais organisationnelle.
4. L'auto-échauffement se produit lorsque, au sein d'une accumulation de poussières, des particules commencent à s'oxyder lentement au départ puis plus rapidement à mesure que la température locale augmente faute de fuites thermiques suffisantes pour évacuer le surplus de calories. La température du foyer peut atteindre plusieurs centaines de degrés. Le risque d'explosion se matérialise lorsque le dépôt de poussière est enlevé (désilage s'il s'agit d'une trémie) et qu'un nuage de poussières est formé à cet instant qui entre en contact avec ce foyer dont l'activité croît brutalement au moment de la mise à l'air. Ces phénomènes justifient une activité de recherche mais ne seront pas traités dans le cadre de ce document car non directement relié à la problématique générale de la propagation des flammes dans les atmosphères explosives.

5. Les étincelles engendrées par une décharge d'électricité statique sont plus probables pour les nuages de poussières que pour les gaz car, en pratique l'électricité statique est principalement engendrée par des processus répétés de contact-séparation (Proust, 2003) comme il s'en produit en grand nombre lorsque les particules frappent sur les parois du procédé où elles sont mises en œuvre. Le risque est connu mais mal maîtrisé en partie parce que l'efficacité de ces étincelles vis à vis de l'inflammation des atmosphères explosives n'est pas bien connue. Pour cette raison, les aspects qui concernent les caractéristiques thermiques de ces étincelles font l'objet de travaux fondamentaux.
6. Les zones chaudes peuvent recouvrir plusieurs phénomènes qui se traduisent par une élévation importante de la température (quelques centaines de degrés) d'une surface matérielle. Dans ce contexte, on a remarqué que la température à laquelle l'atmosphère est susceptible de s'enflammer est non seulement fonction de la nature de l'atmosphère mais également de la taille de cette surface (Proust, 1991) mais les processus et les critères d'inflammation restent à préciser. Les applications sont potentiellement nombreuses et concernent éventuellement de nouvelles technologies: utilisation de techniques optiques à source d'énergie concentrée, ultrasons, hautes fréquences.... Mais une bonne partie des connaissances à créer pour aborder la difficile question des inflammations induites par des frottements mécaniques appartient également à ce domaine ce qui justifie un effort de recherche important.

Du point de vue de la physique, on retient, pour la compréhension des mécanismes d'inflammation, que certaines de ces sources induisent dans un temps très bref (quelques centaines de microsecondes) l'apparition d'une flamme (étincelles induites par des frottements mécaniques, étincelles électriques et électrostatiques) tandis que pour d'autres la combustion se manifeste beaucoup plus lentement typiquement dans un délai de quelques dizaines de millisecondes à quelques minutes (zones chaudes, surfaces chauffées par frottement, éléments chauffé par effets joule...).

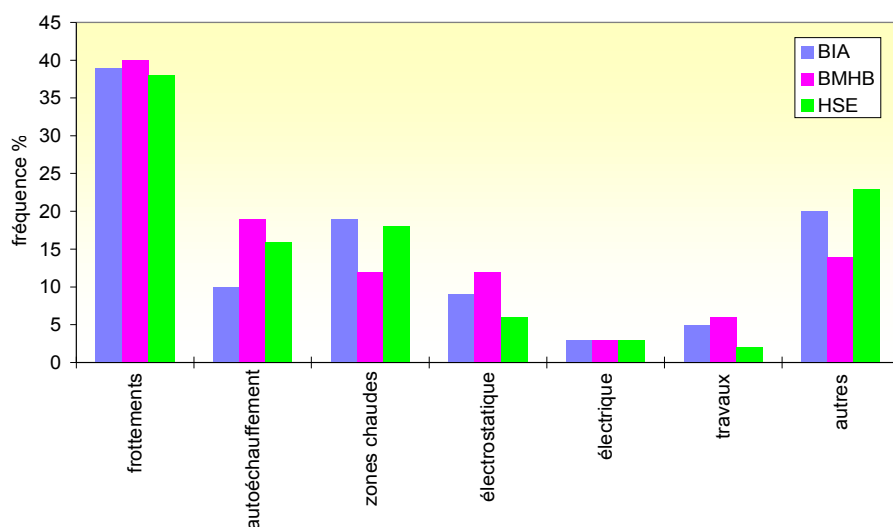


Figure 25: répartition de la fréquence d'accident en fonction de la source d'inflammation d'après des sources britanniques (HSE-BMHB) et allemandes (BIA) dans les années 1980-1990

6.2 Paramètres d'inflammabilité usuels

Pour tester l'aptitude des atmosphères explosives à s'enflammer dans ces deux domaines, des appareillages "standard" ont été mis au point. Les critères de choix de ces appareillages sont : obtenir des résultats reproductibles et différencier clairement les produits entre eux. Pour représenter la plus grande part des types de sources d'inflammation possibles, plusieurs méthodes standard ont été développées. Ainsi, par exemple pour estimer l'aptitude des nuages de poussières à s'enflammer au contact d'une étincelle (électrique, électrostatique, mécanique.), on peut utiliser l'inflammeur Hartman (figure 26).

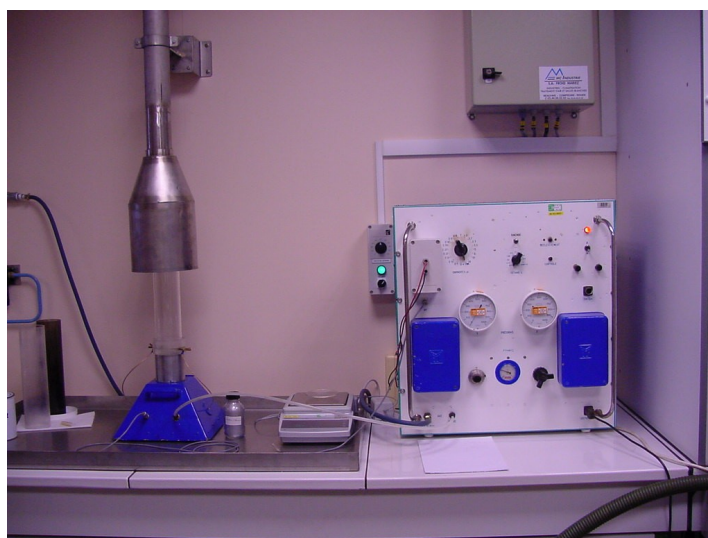


Figure 26: inflammeur Hartmann utilisé à l'INERIS

Les particules sont dispersées au moyen d'un jet d'air comprimé à l'intérieur d'un tube (haut de 30 cm et 7 à 10 cm de diamètre) puis une étincelle électrique d'énergie contrôlée est produite entre les électrodes. Le paramètre mesuré est l'énergie minimale dissipée dans l'étincelle qui permet l'inflammation (EMI). L'EMI dépend considérablement de la nature des particules, de leur taille, et de la température du nuage mais on ignore dans quelle mesure ce paramètre est relié aux propriétés du nuage et comment relier cette mesure aux sources d'inflammation rencontrées dans la pratique. Pour les pré-mélanges gazeux, on sait mesurer une valeur de l'EMI dont on a montré clairement les relations avec les propriétés intrinsèques de combustion.

Pour évaluer l'aptitude des suspensions à s'enflammer au contact d'une surface chaude (surchauffe d'un moteur électrique, frottement mécanique, organe de chauffage.), on utilise fréquemment le four de Godbert-Greenwald (figure 27). L'appareil comporte un four tubulaire permettant de réguler la température de la paroi de la chambre d'essai et un dispositif de dispersion pneumatique des particules. La température du four est fixée, puis la vanne est ouverte ce qui permet de produire une suspension à l'intérieur de la chambre d'essai. Si la température est suffisante, l'inflammation se produit (TSI)⁵. La TSI dépend essentiellement de la nature du produit. Ce paramètre est utilisé pour choisir les températures extrêmes dans un procédé industriel. Un dispositif analogue existe pour les pré-mélanges gazeux. Dans les deux cas on s'interroge sur les liens à établir entre la mesure et les situations pratiques.



Figure 27: four de Godbert-Greenwald utilisé à l'INERIS

Les travaux de recherche fondamentale présentés dans le chapitre 4 semblent montrer que les particules, dans un nuage de poussières ne brûlent pas individuellement, mais en groupe (la flamme entoure un vaste ensemble de particules) et que le processus global de propagation de la flamme est semblable dans ses grandes lignes à celui des pré-mélanges gazeux. Par conséquent, il est raisonnable de penser que les théories développées pour les pré-mélanges gazeux peuvent également être mises en œuvre pour les nuages de poussières ou, au moins, servir de base valable pour l'étude des processus.

⁵ TSI ou température standard d'inflammation déterminée selon NF EN 61241-2-1

6.3 Rappel de quelques notions essentielles

6.3.1 Inflammation par surface chaude

Depuis longtemps, il a été montré que les atmosphères explosives peuvent être mises à feu au contact de corps chauffés et que la **température critique d'inflammation⁶** est nettement supérieure à la **température standard d'inflammation (TSI)**.

Les premiers travaux consacrés à l'étude de l'inflammation des atmosphères explosives au contact d'un corps chauffé semblent avoir été conduits au début du XXe siècle. Cependant, Silver (Silver, 1937) semble avoir produit la première contribution assez complète sur ce sujet. Il a étudié le comportement notamment de mélanges pentane-air et hydrogène-air au contact de sphères chauffées de diamètres variables. Plus tard, Laurendeau (Laurendeau, 1982) a étudié l'inflammation des mélanges méthane-air au contact de ruban métalliques chauffés par effet Joule. Des expériences de ce type ont également été réalisées avec des mélanges de kérosène et d'air (Proust, 2001). Ces résultats sont rassemblés sur la figure 28. Il apparaît que la température critique d'inflammation dépend de l'atmosphère explosive et de la taille du corps chauffé. En dehors d'effets catalytiques spécifiques, la nature des corps n'intervient pas. La température critique varie fortement en fonction de la taille du corps chauffée pour les petits diamètres (moins de 5 mm) mais semble peu variable au delà.

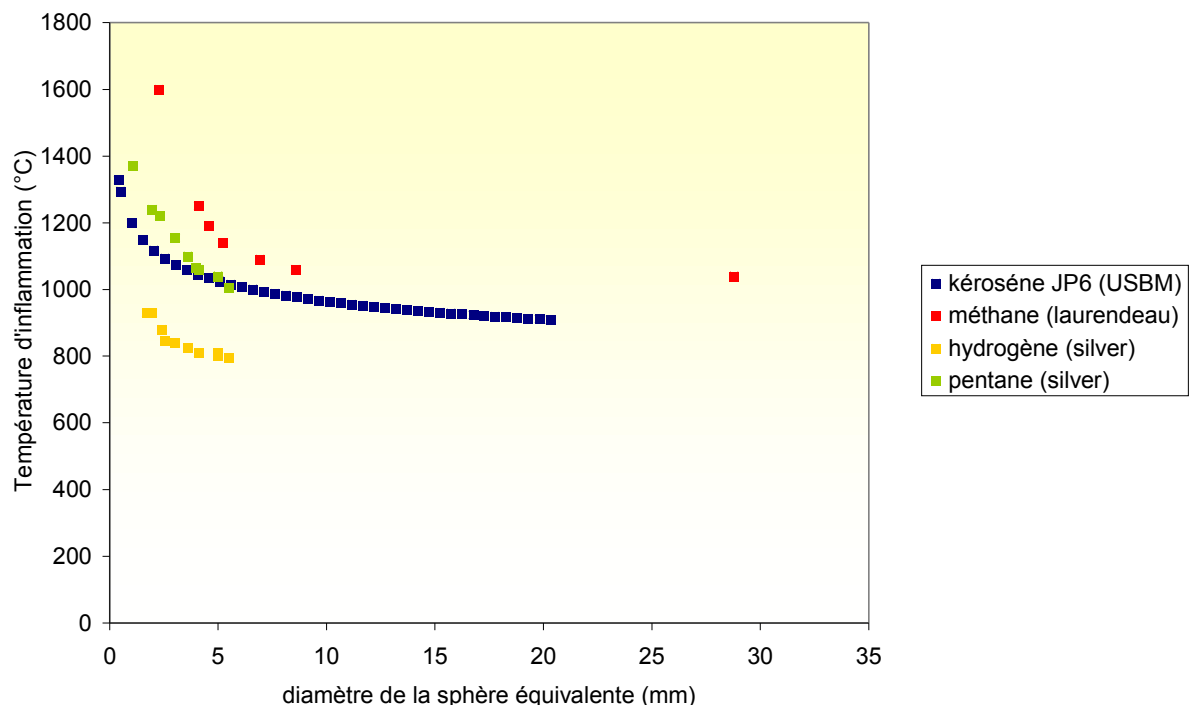


Figure 28 : inflammation d'atmosphères explosives par une surface chaude

⁶ la température critique d'inflammation est la température de la surface chauffée juste suffisante pour induire l'inflammation, éventuellement à l'issue d'un très long temps d'induction.

L'approche classique, souvent avancée pour décrire cela, est celle de van't Off (Proust, 1994) dérivée semble-t-il de l'approche de Silver et fondée sur les théories classiques des emballlements thermiques (Babushok et al., 1990). Ce critère repose sur le postulat selon lequel pour que l'inflammation puisse se produire il faut que la densité de flux de chaleur produite dans la couche limite thermique près de la paroi excède la densité de flux transmise à l'extérieur de cette couche. Il s'agit cependant d'un critère statique et rien n'indique que, si la combustion s'initie effectivement à cet endroit, une flamme soit en mesure de se propager à l'ensemble du volume de l'atmosphère explosive. Ce n'est qu'une condition nécessaire mais pas suffisante (Laurendeau, 1982). Elle a cependant été raffinée (Mc Geehin et al., 1994 ; Proust, 1994; Carleton et al., 2000 ; Proust, 1997b, 2002a) selon les principes décrits ci-après. Au terme de ces travaux, il paraît désormais établi que **le critère d'inflammation, au moins pour des surface de quelque mm², est une température critique propre à chaque mélange, que l'on peut grossièrement corrélér à TSI (figure 29).**

Dans une optique d'analyse physique, on s'intéresse en premier lieu à la situation où on peut considérer que la dimension du point chaud est bien plus grande que l'épaisseur de la flamme de manière qu'on puisse considérer que le développement de la flamme est mono dimensionnel. On peut alors avoir recours aux théories de propagation des flammes de pré-mélanges gazeux. On rappelle qu'une flamme qui se propage dans une atmosphère explosive comporte 3 zones : une zone de préchauffage, une zone de combustion vive et les produits " finis " de combustion. Dans la zone de préchauffage, les réactifs sont progressivement chauffés par la chaleur provenant par conduction de la zone de combustion et des produits de combustion. Il ne s'y produit pas de libération d'énergie chimique, entièrement libérée dans la zone de combustion vive, par ailleurs d'épaisseur extrêmement réduite (ce phénomène provient de la nature de la cinétique chimique des réactifs considérés, de type loi d'Arrhénius, avec une énergie d'activation très élevée).

Dans un repère associé à la flamme, le bilan thermique à l'état stationnaire s'écrit (pour la zone de préchauffage) :

$$\lambda (dT/dx)_{\text{infl}} = \rho_{\text{st}} \cdot c_p \cdot S_{\text{lad}} \cdot (T_{\text{infl}} - T_0) \quad [6.1]$$

où les indices " st " et " infl " désignent respectivement les conditions standard de température et de pression, et celles relatives au début de la zone de combustion vive. λ est la conductivité thermique de l'atmosphère explosive, c_p la chaleur spécifique et ρ la masse volumique. En pratique, T_{infl} est très proche de la température des produits de combustion. S_{lad} est la vitesse de combustion, c'est-à-dire la vitesse propre avec laquelle la flamme consomme les réactifs. On montre que S_{lad} dépend, approximativement, de la cinétique chimique et des conditions initiales " st " de la manière suivante :

$$S_{lad} \approx K_f \frac{T_{st}^{1/2} \exp(-E/R.T_{ad})}{\rho_{st}^{1/2}} \quad [6.2]$$

avec

$$K_f = \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda \cdot Le \cdot A \cdot R \cdot \alpha}{E \cdot C_p}} \quad [6.3]$$

où E désigne l'énergie d'activation de la réaction chimique, R la constante des gaz parfaits et n l'ordre de la réaction chimique. E est habituellement de l'ordre de 150000 J/mole et n de 1 à 2. Pour une flamme adiabatique, T_{ad} est de l'ordre de 2000 K et ne dépend que de la nature du mélange.

Il existe au voisinage d'une paroi chaude une couche limite thermique à l'intérieur de laquelle la température passe du maximum (température de la paroi T_p) à la valeur de la température moyenne de l'atmosphère (T_0) éventuellement différente de T_{st} . La réaction chimique se déroule plus volontiers dans les endroits les plus chauds, c'est-à-dire au contact de la paroi, au rythme imposé par les conditions de température locales. On peut imaginer, en reprenant les éléments théoriques précédents, que cette combustion débutante pourra devenir une flamme qui se propage uniquement si les équations d'équilibre précédentes sont satisfaites, c'est-à-dire en particulier si le gradient thermique local, $\lambda (dT/dx)_p$, n'est pas plus petit que $\rho_0 \cdot c_p \cdot S_l \cdot (T_p - T)$. Sachant que $\lambda (dT/dx)_p = h (T_p - T_0)$ où h est le coefficient d'échange thermique surfacique les équations précédentes peuvent être reprises et adimensionnalisées au moyen des valeurs standard pour obtenir finalement :

$$\exp [-E / (2 \cdot R \cdot T_p) + E / (2 \cdot R \cdot T_{ad})] = (T_{st} / T_0)^{(n-1)/2} \cdot h / (\rho_{st} \cdot c_p \cdot S_{lad}) \quad [6.4]$$

A titre d'exemple, une comparaison entre les résultats issus de l'expression précédente et des expériences est proposée sur la figure 29a pour l'inflammation de mélanges pauvres (7%vol) méthane-air ($E=150000$ J/mole, $T_{ad}=2000$ K, $S_{lad}=0,35$ m/s) en présence d'un petit corps plat chauffé. On constate un bon accord entre la théorie et l'expérience ce qui semble corroborer l'approche proposée. En reprenant l'expression précédente, on constate que la température critique d'inflammation ne dépend que de manière logarithmique du régime de convection, représentée par le membre de droite de l'équation, tandis qu'elle dépend fortement de l'énergie d'activation, c'est-à-dire de la chimie de la combustion. Une sorte de mesure indirecte de ce paramètre est la température standard d'inflammation (TSI) de l'atmosphère explosive considérée (Babushok et al., 1990).

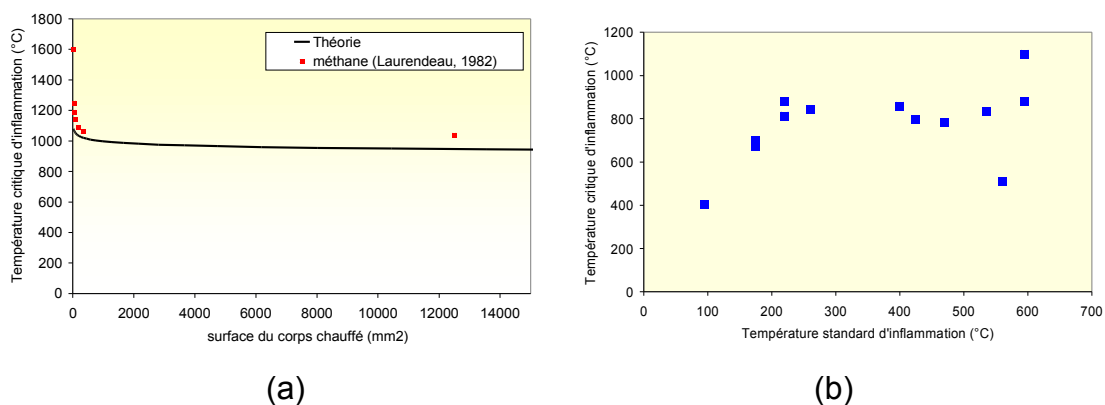


Figure 29 : (a) comparaison entre la présente théorie et des résultats d'essai (Laurendeau, 1982), (b) relation empirique entre la température critique de la surface chaude et la température standard d'inflammation

Ces éléments relatifs à l'amorçage des explosions de gaz ont servi de fil conducteur pour l'étude du comportement des nuages de poussières dans des conditions similaires. Les expériences ont été conduites avec une gamme de produits aussi représentative que possible de la réalité industrielle et de l'éventail possible des susceptibilités à l'inflammation, tant en termes d'énergie minimale d'inflammation que de température standard d'inflammation (tableau 3).

Poussière	Amidon	Soufre	Lignite	ABS	Lycopode	Aluminium
Nature de la poussière	alimentaire	chimie	énergie	chimie	bois	métallurgie
Diamètre de Sauter	36 μm	48 μm	17 μm	15 μm	30 μm	15 μm
Four Godbert-Greenwald	440 °C	420°C	500°C	220°C	(480) °C	(600) °C
Energie d'inflammation Hartmann (mJ)	>1200	36	(200)	16	(10)	(15)

Tableau 3 : nature des particules testées

Pour ces expériences, la surface chauffée est produite et contrôlée par un faisceau laser.

A propos de l'incidence de la taille du point chaud, les essais confirment les tendances observées pour les pré-mélanges gazeux, avec une température qui tend vers une valeur constante lorsque la taille de la surface chaude est plus grande que 5 mm environ (figure 30).

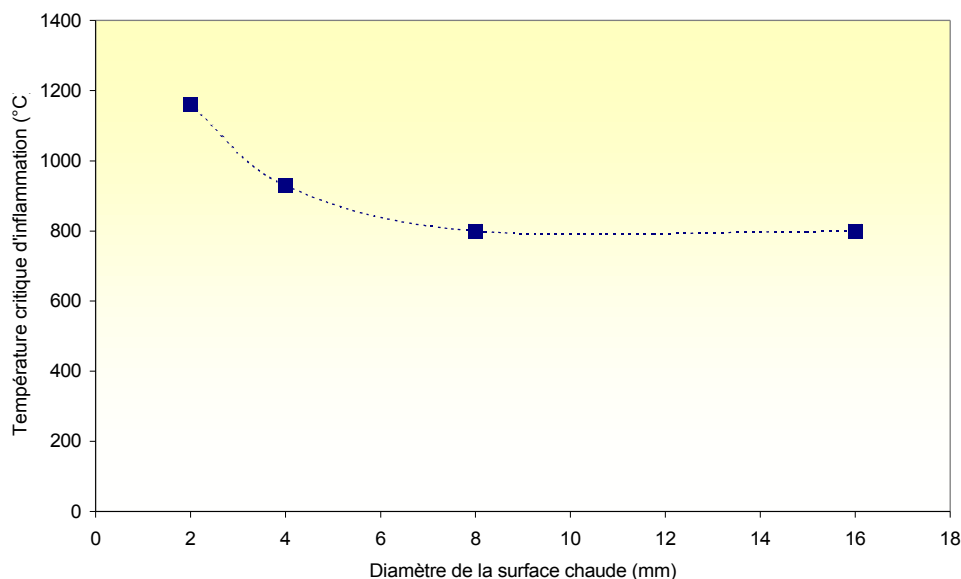


Figure 30 : Effet de la dimension de la zone chauffée sur la température requise pour la mise à feu (nuages air-particules d'amidon 800-900 g/m³)

Le résultat le plus important est sans doute que, comme pour les pré-mélanges gazeux, le critère d'inflammation d'un nuage de poussières au contact d'une surface chaude est une température critique qui ne dépendrait quasi exclusivement que des propriétés de l'atmosphère. Cette température critique semble se corréliser assez grossièrement avec la TSI (figure 31). sans qu'un line formel puisse être établi. C'est, semble-t-il, un nouveau critère d'inflammation disjoints à la fois de l'EMI et de la TSI.

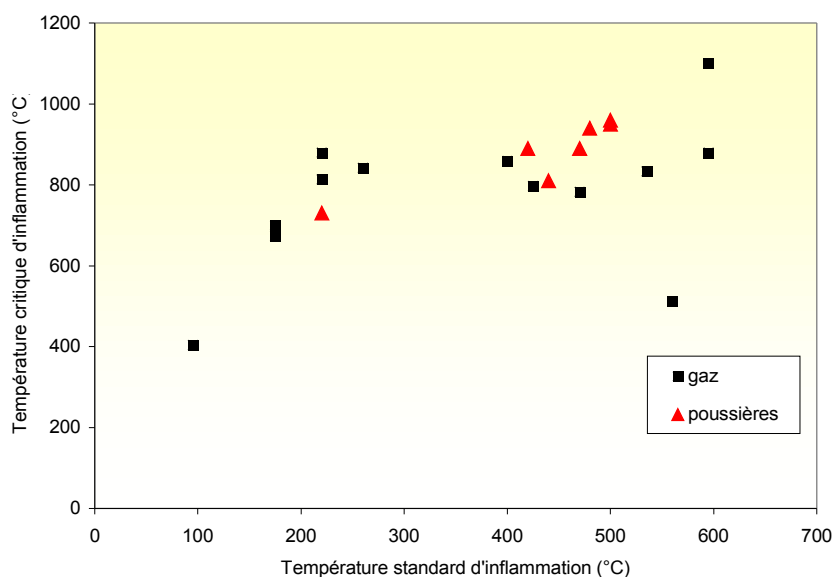


Figure 31: corrélation entre la température d'inflammation sur point chaud et la température standard d'inflammation pour les nuages de poussières et pour les pré-mélanges gazeux

6.3.2 Inflammation par étincelle

Dans ce domaine, la plupart des travaux concernent les pré-mélanges gazeux inflammables. Pour comprendre le phénomène, on peut se référer aux phénomènes d'emballements thermiques par exemple (Boudalaa et Proust, 1996).

Dans un pré-mélange gazeux inflammable homogène, on initie la combustion dans un petit volume sphérique de diamètre D . La puissance thermique dégagée par la combustion Q_c , qui est proportionnelle au volume, varie comme D^3 . On peut également montrer que la puissance thermique Q_p transmise par conduction au milieu ambiant et perdue par le volume varie comme D . Les deux courbes se croisent (figure 32-a) pour une valeur particulière de D (D_{cr}). Lorsque la dimension de la sphère est trop petite que cette valeur, les pertes de chaleur excèdent la production et la combustion s'arrête. En revanche si D est plus grand, la production de chaleur excède les pertes et l'emballement thermique se produit et la combustion peut se propager dans le mélange. Ce raisonnement permet qualitativement de mettre en évidence un paramètre essentiel de l'inflammation, D_{cr} , le diamètre critique de flamme, pour lequel la condition d'équilibre métastable $Q_c=Q_p$ est satisfaite. Les théories les plus précises (Mellor et al, 1990 ; Thomas et al., 1991 ; Mass et al., 1988 ; Frendi et al., 1990 ; Sloane et al., 1989) et les travaux expérimentaux (Allsop et al., 1952 ; Sloane, 1990, Ko et al., 1991) ont permis de montrer que D_{cr} ne dépend que de la nature du nuage. L'énergie minimale d'inflammation est la quantité d'énergie qu'il faut fournir à un noyau de flamme infiniment petit pour qu'il puisse se développer au-delà de $D=D_{cr}$. On peut utiliser la théorie des emballements thermiques pour estimer cette énergie.

Pour que le noyau initial de flamme puisse se développer de $D=0$ à $D=D_{cr}$, il faut maintenir la température du noyau suffisamment élevée ($>T_a$ sur la figure 32b) afin que Q_c soit supérieure à Q_p tout au long de la croissance de la flamme. Dès que D dépasse D_{cr} , la propagation de la flamme est assurée (soit $Q_c>Q_p$). On peut montrer alors que la température du noyau est proche de la température adiabatique de combustion, T_{ad} (Bradford et al., 1990). A cet égard on rappelle que T_{ad} est la température de combustion atteinte par les produits lorsque toute l'énergie a été transformée sous forme de chaleur, sans perte. T_{ad} est une propriété du mélange considéré. On peut constater que T_a est toujours supérieure à T_{ad} pour la raison que l'inflammation requiert un supplément d'énergie apporté par une source extérieure.

Comme la cinétique de la combustion s'accélère très rapidement dès que la température du mélange est proche de T_{ad} , on peut négliger en première approximation la puissance thermique fournie par la combustion devant celle de la source externe tant que la température du noyau est supérieure à T_{ad} , c'est-à-dire au cours du développement de la flamme jusqu'à $D=D_{cr}$.

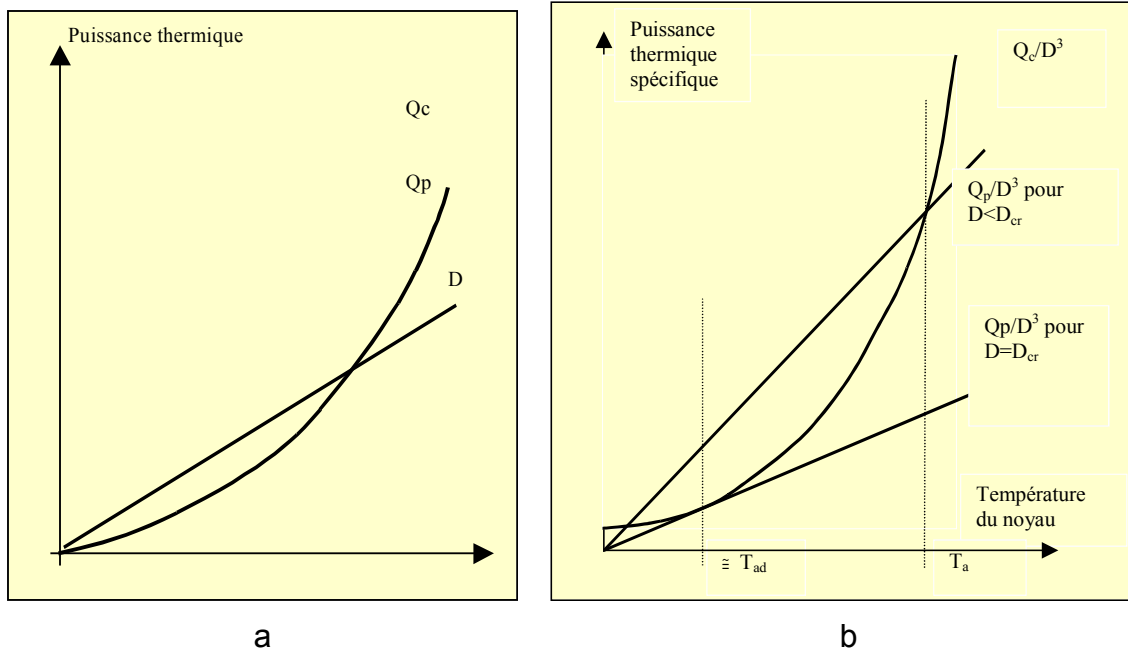


Figure 32: (a) Equilibre thermique du noyau de la flamme, (b) Température du noyau de flamme

La puissance thermique minimale Q_{ext} , que doit fournir la source externe s'écrit alors:

$$Q_{\text{ext}} \approx \lambda D_{\text{cr}} T_a \quad [6.5]$$

λ : étant la conductibilité thermique.

Or T_a reste toujours proche de T_{ad} et si on exprime la vitesse de développement du noyau, S_{lad} , (c'est une caractéristique du mélange cf chapitre 4) et le temps t écoulé depuis le début de l'inflammation on obtient :

$$D \approx S_{\text{lad}} t \quad [6.6]$$

L'énergie minimale déposée pendant le processus d'inflammation s'obtient par intégration :

$$EMI = \int \lambda D T_{\text{ad}} dt \quad [6.7]$$

$$EMI = \int \frac{\lambda D T_{\text{ad}}}{S_{\text{lad}}} dD \quad [6.8]$$

Il en résulte finalement que l'énergie minimale d'inflammation est proportionnelle à :

$$EMI = \frac{\lambda \cdot D_{cr}^2 \cdot T_{ad}}{2 \cdot S_{lad}} \quad [6.9]$$

On constate que ce paramètre ne dépend que des propriétés du mélange et non de la manière de déposer l'énergie : étincelle, point chaud, impact laser etc...Il s'agit donc d'une grandeur fondamentale et intrinsèque.

Les travaux de simulation numérique semblent bien confirmer le caractère intrinsèque de ce paramètre. Mais les mesures expérimentales directes de D_{cr} sont rares, délicates et on préfère lui substituer une autre grandeur qui lui est approximativement proportionnelle, la distance de coincement D_q . Par définition D_q représente l'écartement minimal de plans parallèles froids infinis entre lesquels peut se propager de façon autonome une flamme dans le mélange considéré. Comme D_{cr} , D_q est un paramètre intrinsèque (Williams, 1985) mais pour lequel on dispose d'une quantité incomparablement plus grande de déterminations expérimentales (Lewis et von Elbe, 1987).

Les expériences ont montré que les seules approches énergétiques ne suffisent pas à rendre compte de la complexité du processus d'inflammation. Par exemple, si la dimension de l'étincelle est plus grande que D_{cr} , on peut considérer que la fraction d'énergie déposée au delà du noyau minimum est perdue pour le processus d'inflammation. La répartition de l'énergie dans le temps est également importante. Lorsque la durée du dépôt est très courte, typiquement de l'ordre de 1 μs , une partie de l'énergie est dissipée par l'onde de choc induite tandis que pour des dépôts « longs », typiquement de l'ordre de 100 μs , une partie de l'énergie initiale est dissipée par conduction thermique pendant le processus d'inflammation, ralenti sous l'effet d'une température d'étincelle plus basse. D'autres phénomènes encore peuvent intervenir. Une analyse paramétrique est proposée (Boudalaa et Proust, 1996) qui aboutit à un encadrement de la durée optimale de la décharge et suggère que cette durée se mesure en dizaines ou centaines de μs .

En pratique les valeurs de EMI pour les pré-mélanges gazeux ont pour la plupart été obtenues au moyen d'étincelles électriques. Il a effectivement été constaté que les courbes donnant l'évolution de l'énergie minimale d'inflammation en fonction du temps ont la forme d'un "U" (Lewis et von Elbe, 1987) et que les durées optimales des dépôts sont de quelques dizaines de μs .

Moyennant ces précautions, les mesures disponibles ont clairement permis de confirmer la relation entre D_q et EMI ce qui confirme globalement le caractère intrinsèque de EMI (figure 33).

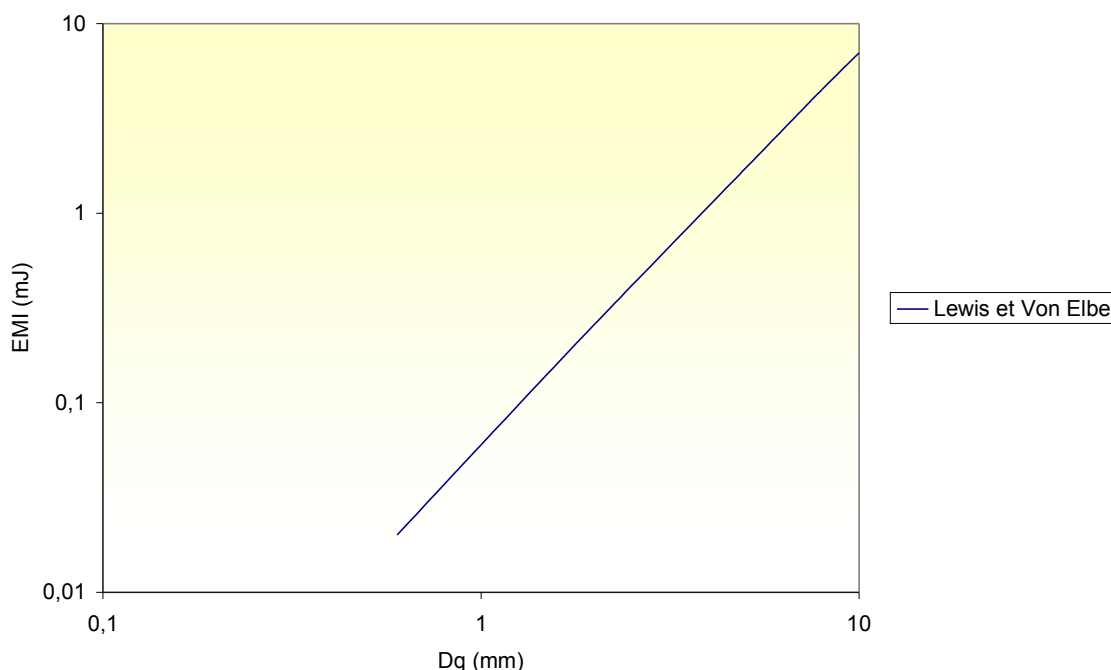


Figure 33: corrélation expérimentale entre EMI et D_q pour les pré-mélanges gazeux tirée de Lewis et von Elbe (1987)

A ce stade l'essentiel des travaux a été conduit avec un mélange de particules d'amidon et d'air considéré comme une référence dans nos études (Boudalaa et Proust, 1997 ; Proust, 2000a, Proust et Boudalaa, 2001). En particulier, les vitesses fondamentales de combustion et les distances de coincement ont été mesurées avec soin (Proust, 1988).

Une séquence typique d'inflammation réussie est présentée sur la figure 34. On observe en particulier qu'il se forme dès les premiers instants un noyau de flamme très distinct ce qui semble exclure un processus de propagation sous la forme de la combustion individuelle de particules (dans ce cas, la position de la zone de combustion ne serait connue que statistiquement et apparaîtrait vraisemblablement floue).

Ce noyau de flamme conserve sa taille quelques instants puis se développe (les deux images de gauche sur la figure 34). Ce comportement paraît tout à fait comparable à celui du développement des noyaux de flammes dans les pré-mélanges gazeux. En particulier, les premiers instants de développement de la flamme sont significatifs de l'existence d'une phase préliminaire d'équilibre métastable où la flamme "hésite" entre développement et extinction. La taille de ce noyau de flamme est de l'ordre de 7 mm sur la figure 34 c'est-à-dire comparable à la distance de coincement pour le mélange considéré (Proust, 1988).

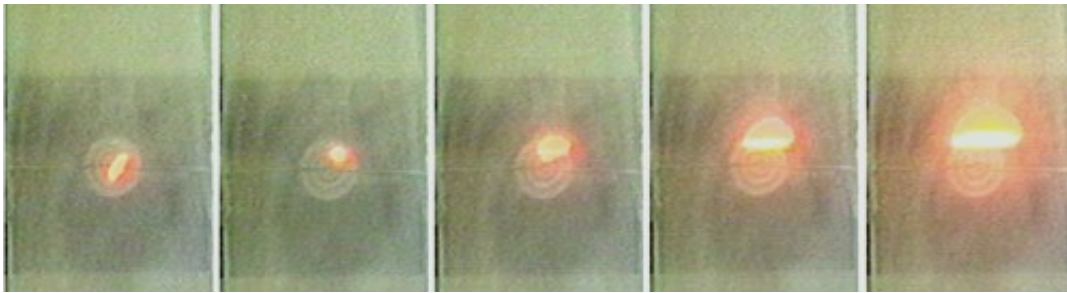


Figure 34 : développement de la flamme autour d'une étincelle dans un nuage air-particules d'amidon (20 ms entre images, concentration : 140 g/m³)

Ces données suggèrent donc nettement l'existence d'une énergie minimale d'inflammation intrinsèque pour ces nuages de poussières. De longues séries d'expériences ont été consacrées à cette détermination pour quelques gammes de valeurs de la richesse. Sur la figure 35 sont portés les points caractéristiques $EMI = f(D_q)$ pour deux richesses du mélanges (220 g/m³ et 140 g/m³) et on s'aperçoit que la corrélation établie pour les pré-mélanges gazeux s'applique parfaitement aux nuages de poussières considérés, ce qui signifie que les processus d'inflammation de cette catégorie de nuages de poussières sont très semblables à ceux des pré-mélanges gazeux. En marge de cette importante conclusion qui confirme pleinement l'hypothèse de travail initiale, on peut constater, qu'en terme de réactivité globale, ce graphe de la figure 35 nous apprend que la classe des nuages de poussières considérée (poussières agroalimentaires) présenterait un "niveau de danger" a priori comparable à un pré-mélange hydrocarbure-air pauvre.

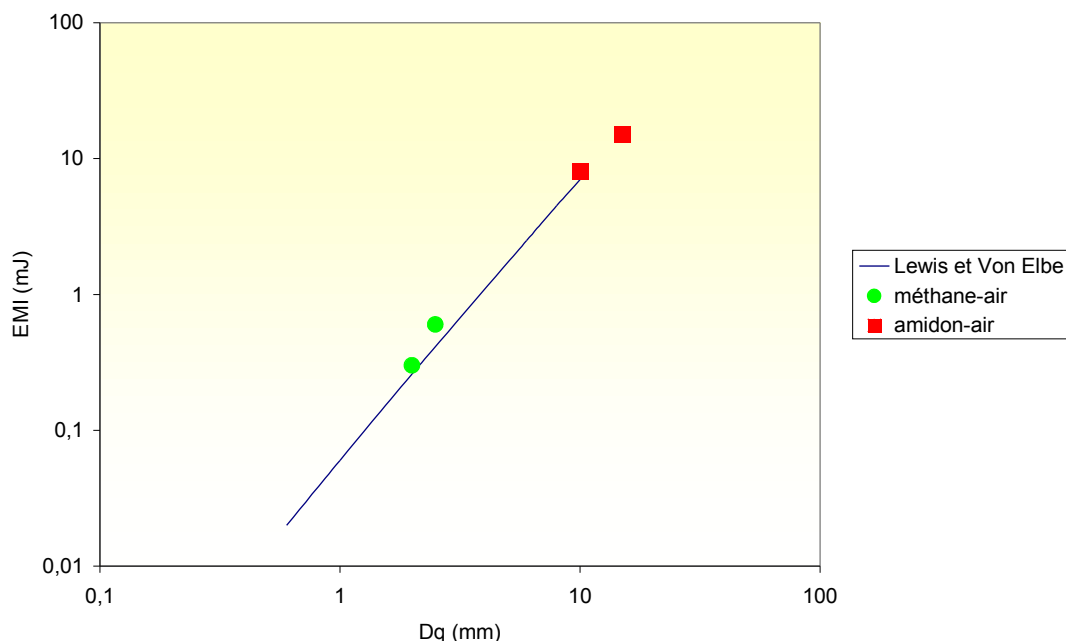


Figure 35 : position des points représentatifs (en rouge) des nuages air-particules d'amidon (220 g/m³ et 140 g/m³) par rapport à la corrélation établie pour les pré-mélanges gazeux

6.4 Résumé du chapitre 6

Une fois le mélange air-poussière formé en concentration suffisante, il est nécessaire qu'une source d'inflammation intervienne pour initier la réaction. Il existe de nombreux types de sources d'inflammations mais ceux-ci peuvent être classés en deux catégories principales :

- les décharges rapides et ponctuelles d'énergie (de type étincelle mécanique ou électrique)
- les surfaces chaudes.

Pour mettre en œuvre une prévention des inflammations, il est nécessaire de comprendre les mécanismes qui la gouvernent et de pouvoir estimer, à partir des caractéristiques du mélange, les situations dans lesquelles une inflammation se produira en les décrivant à partir des grandeurs caractéristiques du phénomène concerné. Cela revient, pour les phénomènes courts à caractériser pour un mélange donné l'énergie minimale nécessaire à initier la combustion et, pour les surfaces chaudes, à connaître la température de surface à partir de laquelle aura lieu l'inflammation pour un contact prolongé.

Les recherches sur ces sujets ont été relativement nombreuses dans le cas des mélanges de gaz. Elles ont permis de poser les bases de la compréhension des phénomènes et d'élaborer des modèles. Elles sont en revanche plus rares pour les mélanges air-poussières pour lesquelles les travaux ont avant tout consisté à estimer la validité de l'application des modèles développés pour les gaz.

En pratique les questions auxquelles on a cherché à répondre sont les suivantes :

- quelle grandeur mesurer pour caractériser l'inflammabilité d'un mélange à partir d'une source donnée,
- comment relier cette grandeur aux caractéristiques du mélange et de la source d'inflammation.

Les travaux sur l'inflammation par des surfaces chaudes ont conduit à l'identification d'un nouveau critère d'inflammation appelé température critique d'inflammation qui ne peut être corrélé que grossièrement à la température standard d'inflammation mesurée dans un four. La température critique d'inflammation est le seuil minimum d'un corps chaud qui permet l'amorçage d'un atmosphère explosive en espace libre. Un modèle permettant de calculer cette température à partir de grandeurs caractéristiques du mélange et de la réaction chimique de combustion, d'une part et de la surface chaude d'autre part est proposé ([6.4]).

Pour les nuages de poussières, les travaux expérimentaux ont mis en évidence des comportements relativement similaires à ceux observés pour les gaz. A propos de l'incidence de la taille du point chaud, les essais confirment les tendances observées pour les pré-mélanges gazeux, avec une température qui tend vers une valeur constante lorsque la taille de la surface chaude est plus grande que 5 mm environ. Comme pour les pré-mélanges gazeux, on peut rapprocher la température critique du point chaud à la température standard

d'inflammation (au four Godbert-Greenwald) et la corrélation semble très proche de celle établie pour les pré-mélanges gazeux.

En ce qui concerne les inflammations par étincelles, l'objectif est de pouvoir estimer et calculer l'EMI, énergie minimale d'inflammation. Les travaux sur les pré-mélanges gazeux mettent en évidence l'existence d'un diamètre critique qui caractérise la taille minimale d'une zone enflammée pour que la combustion se poursuive. L'énergie minimale d'inflammation apparaît alors comme l'énergie qu'il faut fournir à un noyau de flamme infiniment petit pour qu'il puisse se développer au-delà du diamètre critique. On montre que l'énergie minimale d'inflammation est directement liée aux grandeurs caractéristiques du mélange que sont la température adiabatique de combustion, T_{ad} et la vitesse fondamentale de flamme, S_{lad} . L'EMI est donc une caractéristique intrinsèque du mélange.

Les travaux sur les mélanges air-poussière ont montré que ceux-ci se comportent globalement comme les mélanges gazeux en matière d'inflammation et qu'ils peuvent donc être décrits avec les mêmes modèles.

7. les effets des explosions de poussières

Les effets des explosions dépendent beaucoup de la manière dont la flamme interagit avec son environnement. Même en espace libre, les effets d'une explosion de gaz peuvent être conséquents mais c'est en général en milieu confiné que les effets sont les plus sévères en termes de pressions engendrées. Au stade actuel des connaissances, il semble exister peu de situations pratiques où une explosion de poussières pourrait entraîner des effets de surpression en situation non confinée. Il y aurait a priori deux raisons à cela :

- la durée de vie des nuages de poussière est limitée à des valeurs courtes sous l'effet de la sédimentation, ce qui limite leur potentiel destructif, contrairement aux nuages de gaz qui peuvent former au cours du temps des nuages de grande ampleur ;
- la combustion dans les nuages de poussières est moins efficace ce qui réduit le "potentiel de souffle".

Cependant, il est possible qu'il faudra revenir sur ce point si la dimension des particules diminue (application des nanotechnologies) ce qui aurait pour effet a priori de rendre les nuages plus stables et la combustion plus violente. Pour des particules assez fines (moins de 20 μm), des auteurs ont déjà noté des effets de pression parfois significatifs lors d'explosions de poussières non confinées un peu particulières (Wikner-Bott et al., 1992).

L'histoire possible de la propagation a été sommairement présentée auparavant. L'extension de la propagation de la flamme et les effets qui peuvent en résulter dépendent de la capacité de la flamme à s'accélérer. Dans les équipements courts, les « enceintes », la flamme a peu de possibilité pour s'accélérer au contraire d'équipements plus allongés appelés « canalisations ».

7.1 Les enceintes

Dans les "enceintes", la vitesse de propagation de la flamme est suffisamment faible ($< 30 \text{ m/s}$) pour que la pression interne reste uniforme (dans l'espace). Cette condition est très généralement satisfaite lorsque le rapport entre la plus grande et la plus petite dimension de l'appareil est plus petit que 5 ($H/D < 5$: Proust, 1996, 1997c) . **Dans le cas d'une combustion isochore, la surpression maximale d'explosion ΔP_{max} ne dépend que de la quantité volumique totale de gaz de combustion produit: elle ne peut pas excéder 12 à 13 bars (du moins lorsque la pression initiale est la pression atmosphérique) et dépend quasi exclusivement de la nature des réactifs et plus particulièrement de leur pouvoir calorifique.** L'augmentation de la pression interne entre deux instants successifs est proportionnelle à la quantité de gaz produite par la combustion éventuellement réduite de la quantité de gaz rejetée à l'extérieur par les ouvertures. Le volume de gaz produit est fonction de la surface de la flamme, de la vitesse de combustion et du taux d'expansion des produits de combustion.

Toutes choses égales par ailleurs, l'augmentation de la pression est d'autant plus rapide que la vitesse de combustion et la surface de la flamme sont grandes. La courbe d'augmentation de la pression en fonction du temps a la forme d'un " S " (figure 36) que l'on peut prédire dans une certaine mesure (Lewis et Von Elbe, 1987) au moins pour les enceintes closes :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \gamma \frac{S_f A_F(t)(\alpha - 1)}{V} \quad [7.1]$$

où :

- $A_F(t)$ est la surface de flamme
- $S_f A_F(t) (\alpha - 1)$ est l'excédent de volume par unité de temps
- γ le rapport des chaleurs spécifiques des réactifs

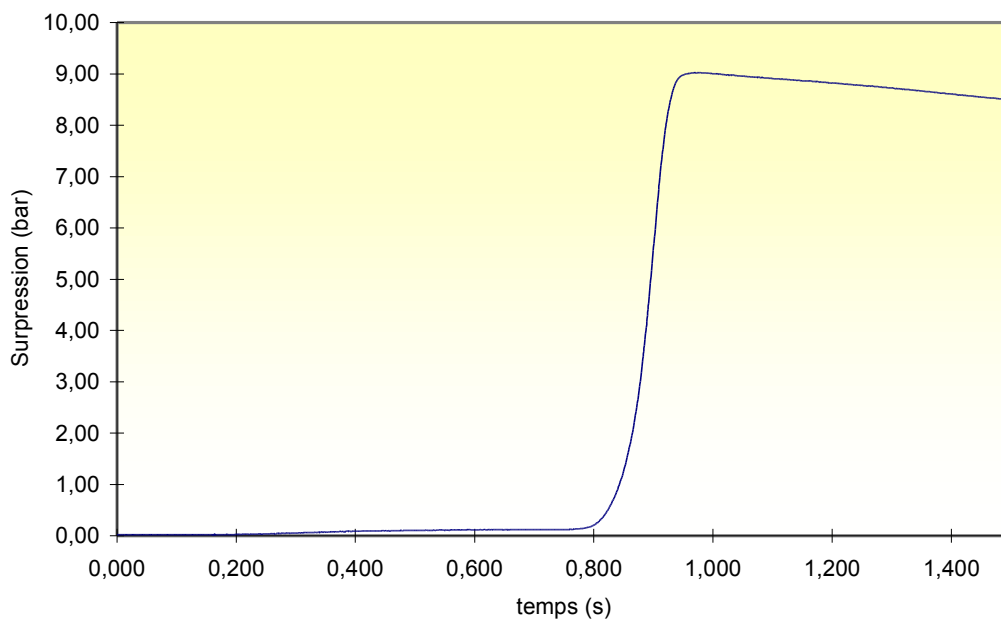


Figure 36 : exemple d'évolution de la pression lors de l'explosion d'un nuage de particules d'aluminium dans la cuve de 1 m³ cubique

Ce type de modélisation permet en théorie de relier assez simplement la vitesse d'augmentation de la pression dans l'enceinte à sa géométrie et à la vitesse de production des produits de combustion ($S_f (\alpha - 1)$). Cette constatation est à la base des méthodes utilisées pour estimer les effets de pression dus à des explosions de gaz et de poussières dans les équipements industriels et notamment de méthodes de protection courantes comme les événements.

Les concepts qui permettent de décrire le comportement de la flamme sont assez bien connus et des outils existent pour faire des prédictions assez raisonnables (Lewis et von Elbe, 1987; Bradley et Mitcheson., 1976, 1978; Cates et Samuels, 1991; Rota et al., 1991; Evans, 1994) même si certains points restent à quantifier comme l'incidence de la position de la source d'inflammation (Phylaktou et Andrews, 1991), d'obstacles internes (Cates et Samuels, 1991), des instabilités de combustion (Wu et Siddall, 1996, Dold et Joulin, 1995)...

On sait en particulier assez bien décrire la propagation d'une flamme infiniment mince dans une enceinte sphérique avec allumage central (Bradley et Mitcheson, 1978; Evans, 1994; Rallis et Garforth, 1980). Il existe un lien entre la vitesse de combustion (laminaire ou turbulente) S_c , la surpression théorique de combustion, la pression maximale de combustion à volume constant (P_{max}), les dimensions de l'enceinte (supposé sphérique de diamètre D) et le taux maximum d'augmentation de la pression $(dP/dt)_{max}$. En supposant que la flamme est infiniment mince et se développe radialement à partir du centre, on peut évaluer avec un bon degré de précision le taux maximum d'augmentation de la pression (P_o est la pression initiale). Ellis et Wheeler (dans Lewis et von Elbe, 1987) ont montré qualitativement que ce type d'approche pouvait être conservé pour des équipements assez compacts avec allumage central.

$$(dP/dt)_{max} = (6/D) \cdot S_c \cdot (P_{max} / P_o)^{1/\gamma} \cdot (P_{max} - P_o) \quad [7.2]$$

Dans cette expression, les termes qui ne dépendent pas de la géométrie de l'installation entrent dans la composition du facteur d'échelle K_{ex} que l'on mesure expérimentalement pour évaluer la violence d'explosion⁷ (K_g pour les gaz et K_{st} pour les poussières). Ce type de description est à la base des méthodes dites de "dimensionnement d'événement" qui permettent de relier de manière relativement simple la surpression maximale interne aux propriétés des mélanges explosifs et aux caractéristiques dimensionnelles des enceintes et des orifices prévus pour décharger les effets de l'explosion à l'extérieur (événement).

Dans ce cas plus général où l'enceinte, de surface interne A_s , est munie d'un orifice de section droite A , pour lesquels le coefficient de décharge est C_d , on peut évaluer la forme générale de l'expression permettant de déterminer la surpression réduite d'explosion ΔP_{red} en supposant forfaitairement que la surface de la flamme est comparable à la section droite de l'enceinte ($V^{2/3}$) et reste plus petite que la surface interne des parois:

$$\Delta P_{red} = [k'' \cdot (A_s / A) (K_{ex} / \Delta P_{max})]^2 \quad [7.3]$$

⁷ $K_{ex} = (dP/dt)_{max} \cdot V^{1/3}$ où V est le volume de l'enceinte dans laquelle est mesurée la vitesse maximale de montée en pression $(dP/dt)_{max}$. K_{ex} est une constante indépendante de V dont la mesure est en cours de normalisation par le projet de norme prEN 14034-2:2004.

Où k'' est une constante de calage (dimensionnelle) indépendante de la réactivité du mélange explosif, $\Delta P_{\max}$ la surpression maximale d'explosion en chambre fermée ($\Delta P_{\max} = P_{\max} - P_0$) et K_{ex} l'indice de violence d'explosion comme défini précédemment (K_g pour les gaz et K_{st} pour les poussières).

Compte tenu des processus de combustion dans les mélanges gaz-particules qui paraissent voisins, il est légitime de supposer que les mêmes lois s'appliquent également pour les explosions de poussières dans les enceintes. Mais la quantité de données expérimentales dédiées aux processus détaillés de propagation de la flamme dans un nuage de poussières à l'intérieur d'une enceinte reste très restreinte (Tezok et al., 1985). Nous avons tenté d'étudier ces processus notamment lorsque la chambre d'explosion est close.

Nous avons mis en place dans la chambre de 1 m³ des "sondes d'ionisation" dont la finalité est de détecter le passage de la zone réactive de la flamme. Cette propriété permet la détermination d'une vitesse moyenne de la flamme entre les sondes (figure 37).

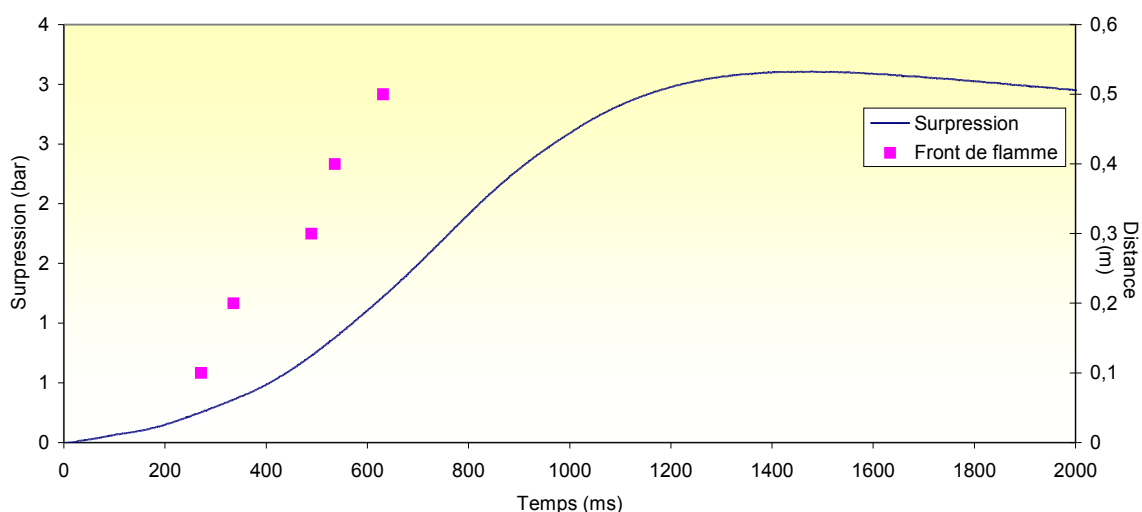


Figure 37: Evolution de la position de la flamme et de la surpression dans la chambre lors d'une explosion de farine de blé (250 g/m³)

Ces mesures montrent nettement qu'un front de flamme distinct se propage dans les chambres dans un intervalle de temps compatible avec la vitesse d'augmentation de la pression. On remarque également (figure 38) que cette vitesse de propagation se corrèle « raisonnablement » (compte tenu des incertitudes expérimentales de l'ordre de 20 % sur K_{st}) avec le coefficient K_{st} comme le suggère la théorie des flammes dans les enceintes.

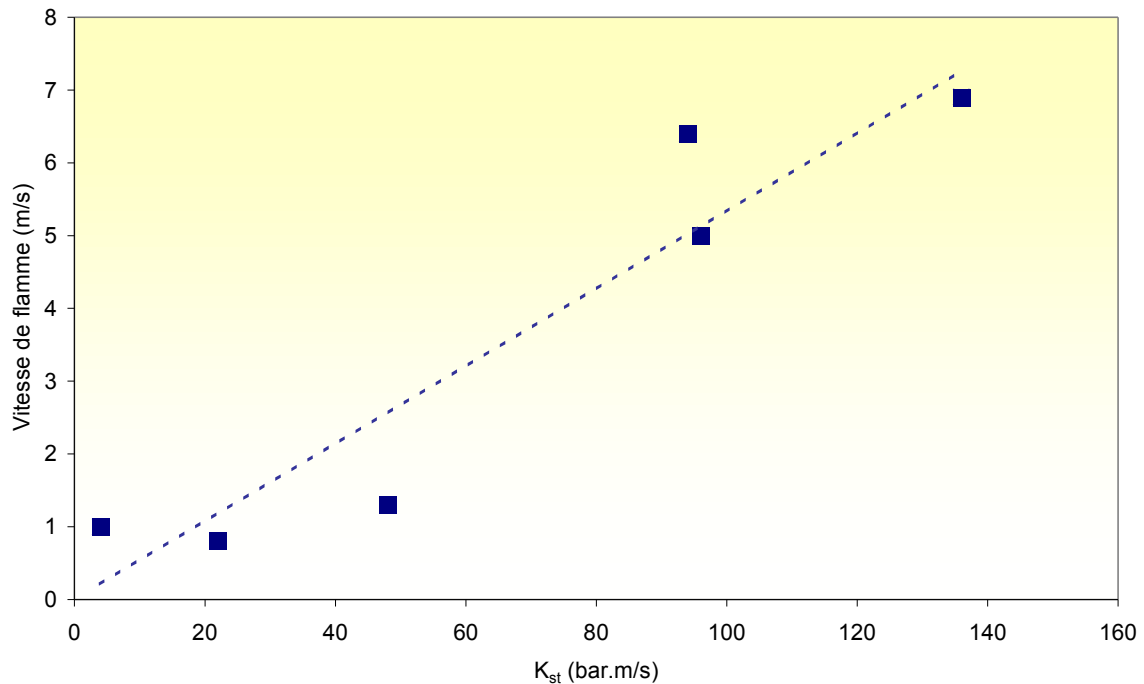


Figure 38 : Tentative de corrélation entre la vitesse de la flamme et K_{st}

Ces éléments suggèrent en premier que la flamme qui se propage dans l'enceinte est responsable des effets de pression et, en second lieu, que la théorie des flammes de pré-mélange gazeux se propageant dans les enceintes pourrait effectivement être applicable.

Les résultats de ces expériences ont été utilisés pour le vérifier. Nous avons ainsi comparé les courbes expérimentales d'évolution de la pression avec celles déduites de la vitesse de la flamme mesurée au moyen des théories les plus précises (Rallis et Garforth, 1980) qui ont conduit à l'expression [7.2]. Dans un premier temps, nous avons supposé la flamme " infiniment mince " c'est-à-dire d'épaisseur petite par rapport à la dimension de la chambre. Nous avons également négligé l'incidence des pertes thermiques de la flamme après le contact avec les parois. On constate (figure 39) que les courbes de pression ainsi calculées et obtenues par l'expérience sont en bon accord et notamment concernant leur pente.

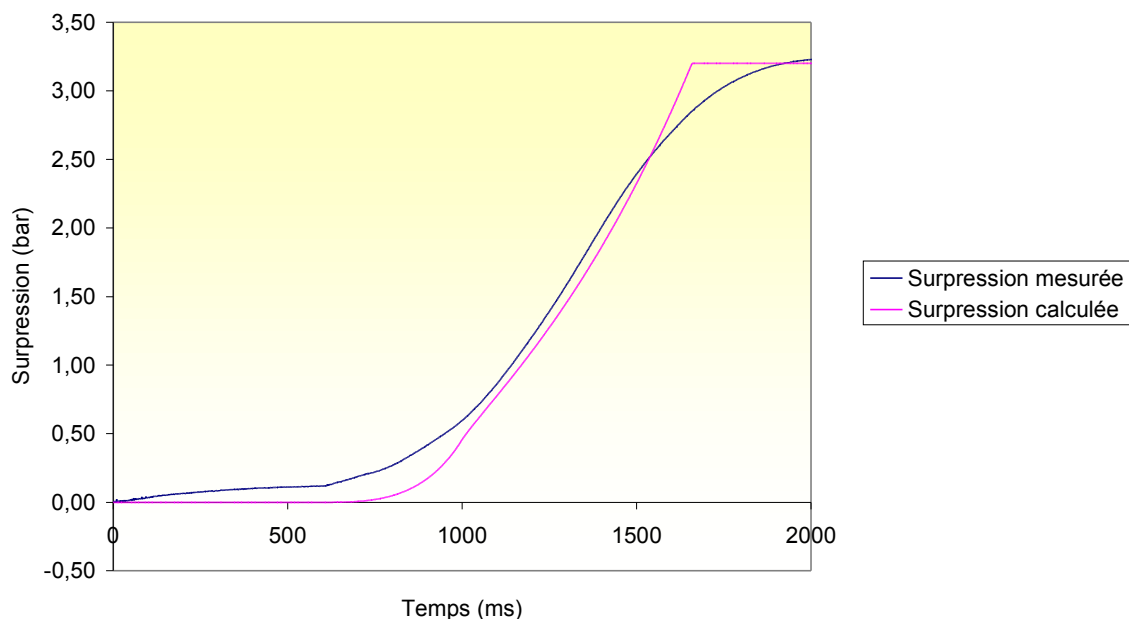


Figure 39 : Comparaison des courbes théoriques et expérimentales d'évolution de la surpression dans la chambre de " 1 m³ cubique " pour de l'amidon de maïs (250 g/m³)

Il résulte de cette étude que la propagation de ces flammes obéit à l'analyse théorique résumée dans la formule [7.2] ce qui permet d'envisager l'utilisation de ce type de modèle même pour les explosions de poussières notamment lorsque l'enceinte est munie d'un orifice (évent). Il semble qu'on pourrait utiliser à cet effet l'expression [7.3], établie sur la base de la théorie des flammes et, en pratique, employée à la fois pour les gaz et les poussières combustibles.

La comparaison (figure 40) avec les données expérimentales disponibles (Roux et Proust, 2003, Pineau et al., 1976; Lunn et al., 1988a; Bartknecht, 1986) obtenues dans des conditions d'une extrême variabilité (nature des produits, géométrie des chambres) permet effectivement de constater que cette expression respecte les tendances et semble permettre d'obtenir un bon ordre de grandeur des surpressions d'explosion susceptibles d'être obtenues dans les enceintes munies d'un orifice. On ne note en particulier pas d'écarts de tendance entre les résultats expérimentaux et les prédictions issues de l'expression [7.3].

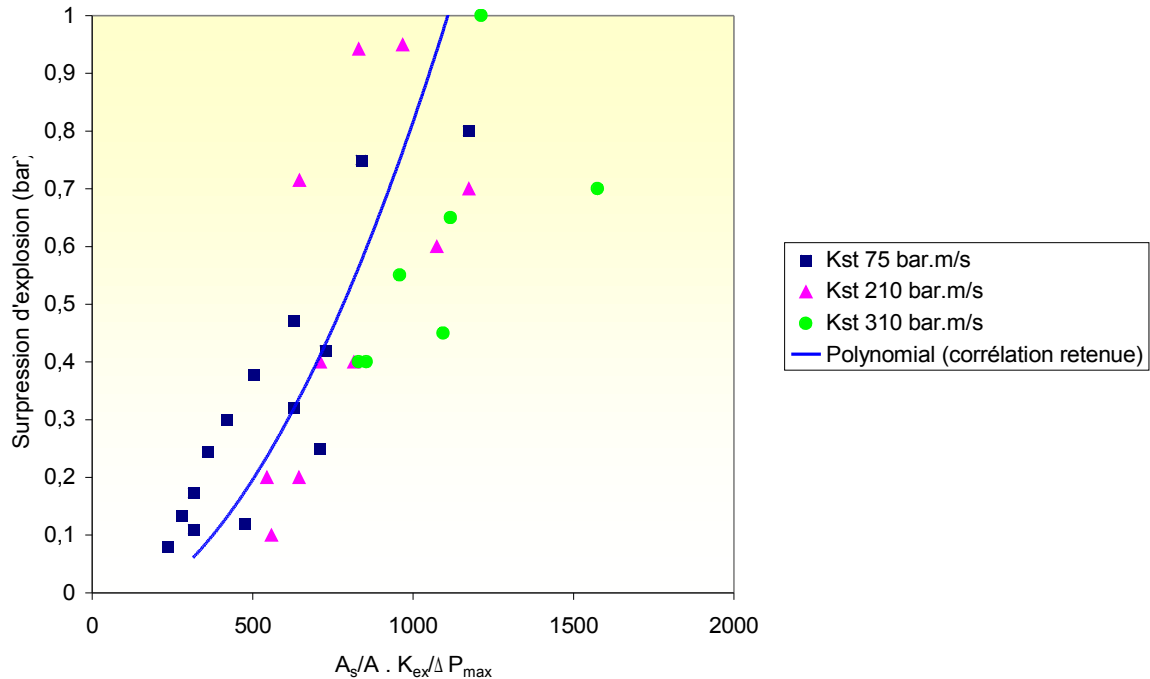


Figure 40 : Résultats d'essais et corrélation [7.3]

7.2 Les canalisations

La plupart des installations industrielles modernes se présentent sous la forme d'un réseau dans lequel des enceintes de dimensions variées sont reliées entre elles par des canalisations. Dans l'éventualité d'une explosion interne, la flamme en se propageant d'enceinte en enceinte via les canalisations se "renforce" c'est-à-dire que le taux de combustion augmente ainsi que les effets de pression associés (Proust, 1997c). On sait d'expérience que les caractéristiques de l'explosion dépendent alors très étroitement de la nature du mélange explosif, de son état aérothermodynamique et de la géométrie de l'installation. Mais, on ne dispose malheureusement pas encore d'outils suffisamment complets et réalistes qui permettent de faire de la prédiction dans ce type de situation ce qui est un obstacle majeur dans la lutte contre ce type d'accident (conception d'installations plus sûres, choix des moyens de lutte...).

Dans les "canalisations", la vitesse de la flamme peut devenir grande et varie fortement au cours de l'explosion. Ce phénomène est susceptible de se produire dans des équipements suffisamment allongés pour lesquels $H/D > 5$. La description de l'accélération de la flamme proposée ci-dessus suggère que l'augmentation de pression devant le front de flamme est d'autant plus importante que la vitesse d'expansion des produits de combustion, c'est-à-dire de la flamme, est grande. Cette approche est corroborée par les observations expérimentales (Proust, 1996 et figure 41).

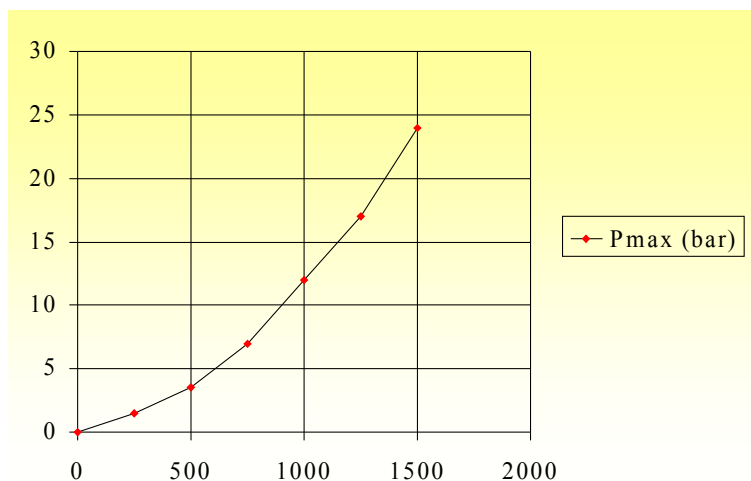


Figure 41: corrélation entre la vitesse de la flamme (abscisse en m/s) et la pression maximale (ordonnée en bar) lors de la propagation d'une flamme dans un long tuyau fermé du côté de l'inflammation et ouvert à l'autre extrémité.

Pour que cette corrélation soit utilisable, il faudrait pouvoir relier la vitesse maximale de la flamme (ou la pression maximale: cf figure 41) à la géométrie de la canalisation et à la nature des réactifs. Des données ont été suggérées (Proust, 2003) sur la base de paramètres choisis a priori mais sans réelle justification (figure 42).

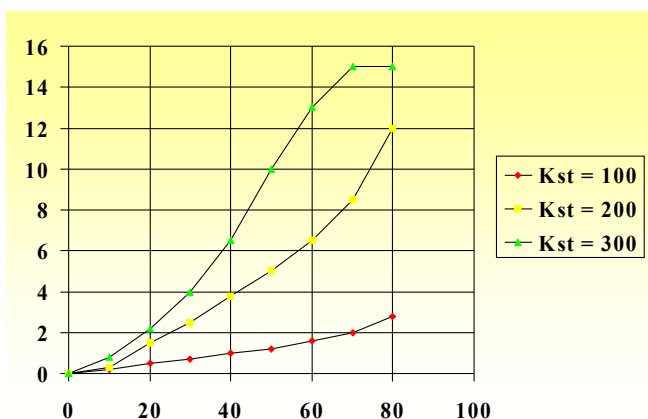


Figure 42 : corrélation expérimentale entre la pression maximale (ordonnée en bar) et la géométrie du tube (rapport H/D en abscisse)

La vérification des fondements ayant conduit à ce type de corrélation est indispensable et invite à s'interroger sur les mécanismes d'accélération des flammes en conduite. La turbulence du mélange réactif n'est a priori pas la seule cause possible. D'autres phénomènes pourraient avoir une incidence comme la production d'instabilités de combustion, l'augmentation de la vitesse de réaction sous l'effet de la compression, les interactions flamme-ondes de pression... (Proust, 1996). Si tous ces mécanismes sont dans une certaine mesure

individuellement connus (au moins qualitativement: Leyer, 1969; Markstein, 1964, Borghi, 1988; Clarke, 1989; Deshaies et Joulin, 1989,...), on ne sait pas aujourd'hui comment ils interfèrent et quelle est leur importance relative dans le processus d'accélération (Jones et Thomas, 1991; Hjertager et al., 1988). Dans la mesure où il n'existe pas à l'heure actuelle de schéma conceptuel décrivant ce processus, nous ne disposons pas non plus d'outils de prédiction réalistes adaptés à des situations géométriques particulières.

Un effort de recherche spécifique a été consacré à ce sujet très important (Proust, 2002b) qui a permis d'obtenir des réponses au moins pour les pré-mélanges gazeux. Il en résulte en premier lieu que les effets de pression sont la conséquence de l'accélération de la flamme qui se comporte dès lors comme un piston ce qui permet de démontrer la justesse de la figure 41 (on peut d'ailleurs calculer l'allure de la courbe à partir de la théorie des ondes de pression unidimensionnelles). Plus précisément, la flamme se comporte comme un piston uniformément accéléré, caractérisé donc par une valeur de l'accélération, a_f . Ceci et la remarque précédente permet de prédire la vitesse maximale de la flamme, S_{fmax} , et la surpression maximale en fonction de ce paramètre et de la taille de la canalisation H :

$$S_{fmax} = (2 \cdot a_f \cdot H)^{1/2} \quad [7.4]$$

Plus surprenant, la turbulence des réactifs n'a qu'une incidence très marginale sur l'accélération de la flamme. L'accélération serait le fait direct des instabilités de combustion. **D'après les théories (Proust, 2004), il existerait un lien entre a_f et le groupe de paramètre $\alpha \cdot S_{lad}$ ce que semble confirmer nos données (figure 43).**

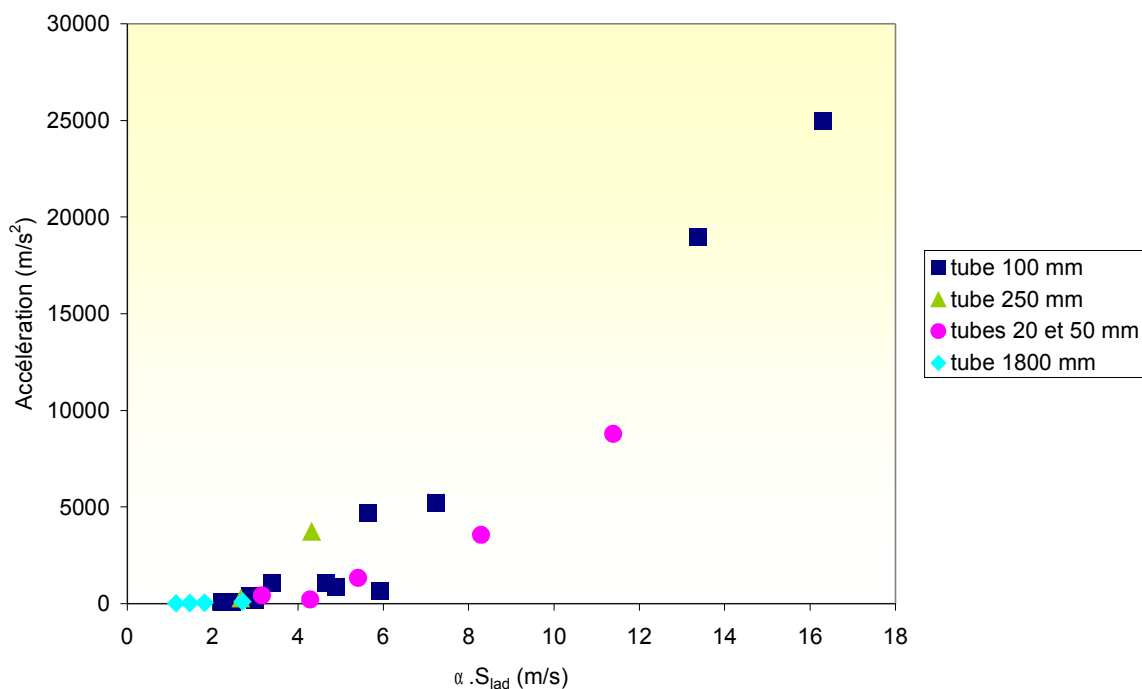


Figure 43 : Tentative de corrélation entre l'accélération et $\alpha \cdot S_{lad}$

Pour ce qui concerne le déroulement des explosions de poussières en canalisation ou en galerie les données disponibles semblent montrer le même type de processus avec une trajectoire de flamme à accélération constante avec a_f dans la gamme de quelques dizaines de m/s^2 (Roux et Proust, 1995) pour des coups de poussières de charbon par exemple. Sachant que pour ce type de particules le produit $\alpha \cdot S_{lad}$ est de l'ordre de 1 m/s , l'exploitation des données de la figure 43 dans cette région fournit une accélération de l'ordre de 30 m/s^2 , c'est-à-dire très proche de l'observation expérimentale. Mais un examen plus approfondi est certainement nécessaire pour confirmer ces aspects et proposer des méthodes pratiques d'estimation des effets d'accélération.

7.3 ensemble enceinte-canalisation

Il est relativement rare qu'une canalisation se trouve isolée dans un procédé industriel. Elle est le plus souvent reliée directement à une enceinte d'où provient la flamme. La mise en relation de ces deux géométries, dans lesquels les mécanismes de production de pression sont a priori assez différents, est susceptible de modifier les régimes respectifs d'explosion exposés dans les paragraphes précédents. Quelques expériences spécifiques ont été conduites dans une telle configuration (Proust, 2002b) avec des nuages de poussières. L'appareillage se compose de la chambre "1m³ cubique", utilisée pour les essais standards relatifs aux explosions de poussières, prolongée par des canalisations ouvertes de longueur 0, 3, 7 et 10 m et de diamètre 100, 250 et 400 mm (figure 44). La procédure expérimentale adoptée correspond à celle utilisée pour les essais standards sauf que la source d'inflammation a été déplacée du centre vers le fond (opposé à la canalisation) afin de favoriser l'explosion du mélange inflammable dans la canalisation après la mise à feu. L'instrumentation comporte pour la mesure de pression, un capteur dans la cuve et un capteur sur la canalisation sur la pièce de jonction avec la chambre et pour la détection des flammes des photodiodes sur la cuve (2) et sur la canalisation tous les 2,50 m environ, dont l'un sur la pièce de jonction.

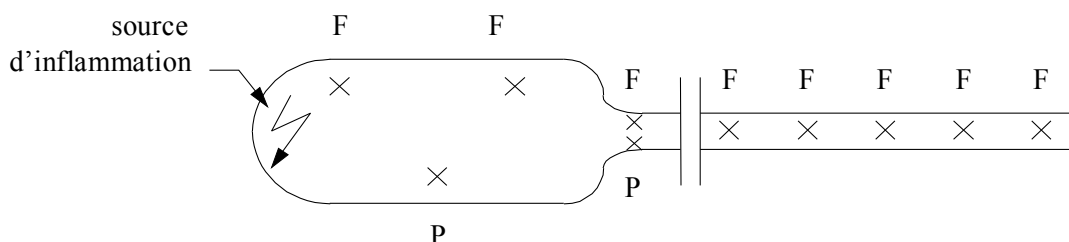


Figure 44 : Schéma de la cuve de 1 m³ et de la canalisation (L=10m).
P= Pression, F=détecteur de flamme

Dans toutes les situations examinées, la flamme a parcouru toute la longueur de la canalisation. Pour identifier le régime de combustion et notamment l'importance de l'aéraulique, on a reporté sur un graphe (figure 45) les vitesses de propagation en fonction de la surpression dans la cuve. Compte tenu de la précision des mesures (10 à 20%), on peut estimer que la vitesse de flamme dans la canalisation se corrèle convenablement avec la surpression dans la chambre. La nature des réactifs ne semble avoir qu'une incidence marginale.. Enfin, l'évolution de la vitesse de la flamme en fonction de la surpression suit la même tendance que la courbe théorique représentative du mouvement d'une interface fictive purement inerte, séparant deux milieux de résistivité acoustique égales respectivement à celle des réactifs et des produits de combustion, et qui se propagerait à travers la canalisation sous l'effet de la surpression dans la cuve⁸.

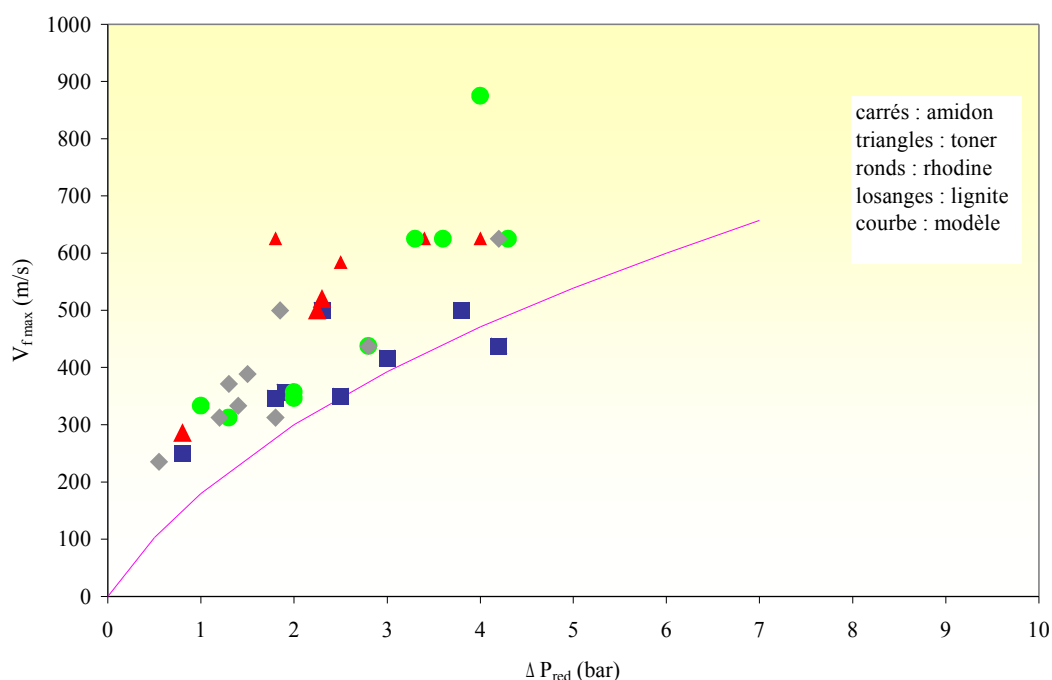


Figure 45 : Vitesses de flamme dans la canalisation en fonction de la surpression dans la chambre

Ces éléments pourraient signifier que l'explosion dans la canalisation n'aurait que peu d'effet amplificateur et que la résistance aéraulique de la colonne de réactifs dans la canalisation serait le facteur essentiel dans les présentes configurations. Des observations semblables avaient été formulées par G. Lunn (Lunn et al., 1988b) et suggérées auparavant (Pineau, 1983). Ces derniers ont attribué cet effet à des pertes de charges classiques (frottement sur les parois). Cependant le graphe précédent suggère plutôt (les calculs également) que cet effet aéraulique serait plutôt de nature acoustique : c'est l'inertie de la colonne dense de réactifs (froids) qui s'opposerait à la progression de la colonne légère de produits de combustion (chauds).

⁸ La courbe théorique a été établie en supposant que les réactifs dans la canalisation sont au repos avant l'arrivée de la flamme ce qui n'est pas le cas en pratique ce qui justifie le fait que les points expérimentaux se situent légèrement au dessus.

Sur la figure 46 est présentée une superposition des signaux de pression pour un produit particulièrement réactif (rhodine). On constate que les courbes ont une forme régulière sur leur front ascendant, sans rupture de pente, ce qui signifierait que la combustion dans la canalisation "suit" l'écoulement sans produire d'effet supplémentaire d'accélération (discernable).

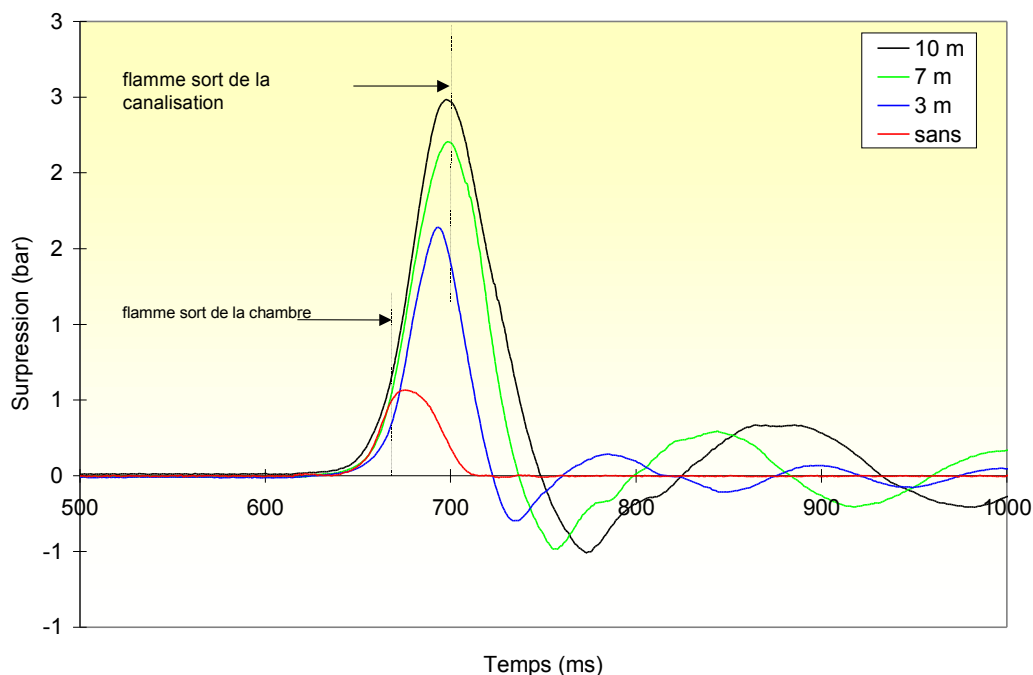


Figure 46 : Surpressions dans la chambre pour un mélange air-rhodine (750 g/m³) et une canalisation de 250 mm de diamètre en fonction de la longueur

Enfin, les courbes de pression semblent suivre la pente de la courbe de pression en cuve fermée tant que la flamme n'est pas sortie de la canalisation. Au delà de cet instant, la décharge s'amorce. Cette observation pourrait confirmer l'hypothèse de "la résistance de la colonne de réactifs" qui s'oppose à la décharge et constitue une sorte de blocage aérodynamique. Une modélisation fine de la phénoménologie paraît à ce stade hors de portée mais il est possible d'en tracer les grandes lignes. **On a découvert que l'effet essentiel d'une canalisation prolongeant l'événement est de retarder la décharge par un mécanisme de blocage aérodynamique, jusqu'à ce que la flamme soit sortie. On sait de plus que la vitesse de transit de la flamme est directement liée à la pression dans l'enceinte. Par simplification, nous considérerons que cette vitesse U est approximativement :**

$$U = k_1 \cdot \Delta P_{\text{red}}^{0,5} \quad [7.5]$$

où k_1 est une constante ($k_1 = [2(P_0/P_{\text{red}})^{1/\gamma}/\rho_0]^{1/2}$ de l'ordre de 1 dans le système d'unité international pour les valeurs usuelles de P_{red}) et ΔP_{red} la surpression

d'explosion dans l'enceinte. Le temps de transit, τ_c , dans la canalisation est alors :

$$\tau_c = H / U \quad [7.6]$$

Pendant ce temps, la pression dans l'enceinte augmente comme si l'événement n'existait pas selon une pente telle que :

$$(dP/dt)_{red} = \gamma \cdot P_{red} \cdot Q^+ / V \quad [7.7]$$

où P_{red} est la pression (absolue) dans l'enceinte et Q^+ le débit volumique excédentaire de produits de combustion et γ le rapport des chaleurs spécifiques de l'atmosphère explosive (1,4 en général). En l'absence de canalisation Q^+ est égal au débit de fuite par l'événement Q^- :

$$Q^+ = Q^- = k_2 \cdot A \cdot \Delta P_{red}^{0,5} \quad [7.8]$$

où k_2 est une constante du même type et du même ordre de grandeur que k_1 . On peut évaluer l'incidence du blocage aérodynamique de la canalisation de la façon suivante :

$$\Delta P'_{red} = \Delta P_{red} + (dP/dt)_{red} \cdot \tau_c \quad [7.9]$$

où $\Delta P'_{red}$ est la surpression dans l'enceinte en présence de la canalisation de prolongement d'événement et ΔP_{red} , sans la canalisation. Après calculs, on aboutit finalement à :

$$\Delta P'_{red} = \Delta P_{red} + \gamma \cdot P_{red} \cdot k_2 / k_1 \cdot A \cdot H / V \quad [7.10]$$

Pour les situations qui nous intéressent, P_{red} est une moyenne pendant la décharge, de l'ordre de quelques bars. On observe que les effets géométriques sont regroupés dans le terme $A.H/V$. L'analyse des résultats obtenus au cours de cette étude et de ceux disponibles dans la littérature semble confirmer que ce terme permet effectivement de rendre compte assez correctement des tendances (figures 47).

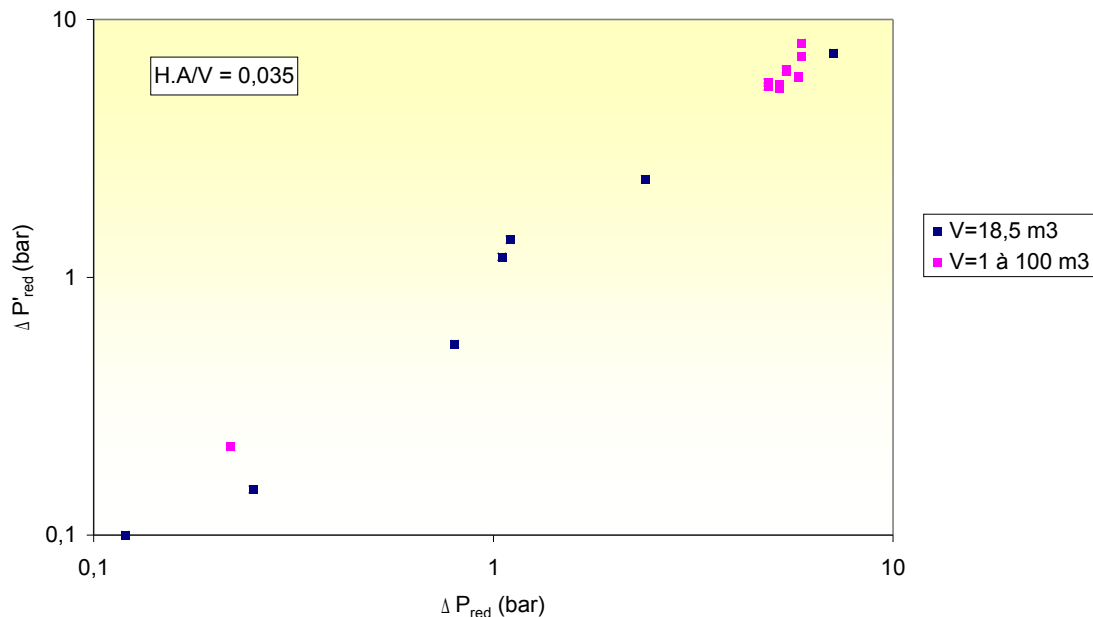


Figure 47 : Evolution de $\Delta P'_{red}$ en fonction de ΔP_{red} pour $H.A/V = 0,35$ pour toutes les données disponibles.

On peut également imaginer que, si le temps de transit de la flamme dans la canalisation est plus long que celui de la combustion complète dans la cuve, P'_{red} atteigne une valeur maximale telle que tout allongement supplémentaire soit sans incidence mais les données disponibles ne permettent pas d'être affirmatif.

7.4 Résumé du chapitre 7

Dans les chapitres précédents, ont été traités les mécanismes de formation d'un nuage de poussières, d'inflammation de ce nuage et de développement d'une flamme. Le chapitre 7 est consacré aux effets que produit cette flamme, c'est à dire l'élévation plus ou moins rapide de la pression dans une enceinte ou une canalisation.

Les modèles présentés dans ce chapitre permettent de déterminer la surpression maximale dans une enceinte à partir des caractéristiques du mélange qu'elle contient en tenant compte de la présence éventuelle d'un événement de décharge. Celle-ci est notamment liée au critère de violence de l'explosion K_{ex} qui est une propriété de combustion du mélange tenant compte notamment de la nature des poussières et de la turbulence initiale.

Ces modèles, développés initialement pour les mélanges de gaz ont été validés expérimentalement pour les mélanges de poussières.

Dans ce cas plus général où l'enceinte, de surface interne A_s , est munie d'un orifice de section droite A , pour lesquels le coefficient de décharge est C_d , la forme générale de l'expression permettant de déterminer la surpression réduite d'explosion ΔP_{red} est:

$$\Delta P_{red} = [k'' \cdot (A_s / A) (K_{ex} / \Delta P_{max})]^2 \quad [7.3]$$

Où k'' est une constante de calage (dimensionnelle) indépendante de la réactivité du mélange explosif, ΔP_{max} la surpression maximale d'explosion en chambre fermée ($\Delta P_{max} = P_{max} - P_0$) et K_{ex} l'indice de violence d'explosion comme défini précédemment (K_g pour les gaz et K_{st} pour les poussières).

La plupart des installations industrielles modernes se présentent sous la forme d'un réseau dans lequel des enceintes de dimensions variées sont reliées entre elles par des canalisations. Dans l'éventualité d'une explosion interne, la flamme en se propageant d'enceinte en enceinte via les canalisations se "renforce" c'est-à-dire que le taux de combustion augmente ainsi que les effets de pression associés (Proust, 1997b). La vitesse de la flamme peut devenir grande et varie fortement au cours de l'explosion. Ce phénomène est susceptible de se produire dans des équipements suffisamment allongés pour lesquels $H/D > 5$. La description de l'accélération de la flamme proposée suggère que l'augmentation de pression devant le front de flamme est d'autant plus importante que la vitesse d'expansion des produits de combustion, c'est-à-dire de la flamme, est grande. Cette approche est corroborée par les observations expérimentales (Proust, 1996 et figure 41).

Un effort de recherche spécifique a été consacré à ce sujet très important (Proust, 2002) qui a permis d'obtenir des réponses au moins pour les pré-mélanges gazeux. Il en résulte en premier lieu que les effets de pression sont la conséquence de l'accélération de la flamme qui se comporte dès lors comme un piston uniformément accéléré, caractérisé donc par une valeur de l'accélération, a_f . Ceci et la remarque précédente permet de prédire la vitesse maximale de la flamme, S_{fmax} , et la surpression maximale en fonction de ce paramètre et de la taille de la canalisation H :

$$S_{fmax} = (2 \cdot a_f \cdot H)^{1/2} \quad [7.4]$$

D'après les théories (Proust, 2004), il existerait un lien entre a_f et le groupe de paramètre $\alpha \cdot S_{lad}$ (en principe de groupe doit être relié à K_g) ce que semble confirmer nos données (figure 43).

Pour ce qui concerne le déroulement des explosions de poussières en canalisation ou en galerie les données disponibles semblent montrer le même type de processus avec une trajectoire de flamme à accélération constante avec a_f dans la gamme de quelques dizaines de m/s^2 (Roux et Proust, 1995) pour des coups de poussières de charbon par exemple.

Quelques expériences spécifiques ont été conduites pour étudier le comportement des explosions de poussières dans les ensembles enceinte -canalisation.

L'appareillage se compose de la chambre " 1m³ cubique ", utilisée pour les essais standards relatifs aux explosions de poussières, prolongée par des canalisations de longueur 0 , 3, 7 et 10 m et de diamètre 100, 250 et 400 mm.

Les résultats obtenus suggèrent que l'explosion dans la canalisation n'aurait que peu d'effet amplificateur et que la résistance aéraulique de la colonne de réactifs dans la canalisation serait le facteur essentiel dans les présentes configurations.

On a ainsi découvert que l'effet essentiel d'une canalisation prolongeant l'évent est de retarder la décharge par un mécanisme de blocage aérodynamique, jusqu'à ce que la flamme soit sortie. $\Delta P'_{red}$ est la surpression dans l'enceinte en présence de la canalisation de prolongement d'évent peut être calculée en fonction de ΔP_{red} , la surpression qui serait observée sans la canalisation à partir de l'expression suivante :

$$\Delta P'_{red} = \Delta P_{red} + \gamma \cdot P_{red} \cdot k_2 / k_1 \cdot A \cdot H / V \quad [7.10]$$

où P_{red} est la pression (absolue) dans l'enceinte, γ le rapport des chaleurs spécifiques de l'atmosphère explosive (1,4 en général), k_2 est une constante du même type et du même ordre de grandeur que k_1 .

Pour les situations qui nous intéressent, P_{red} est une moyenne pendant la décharge, de l'ordre de quelques bars. On observe que les effets géométriques sont regroupés dans le terme $A.H/V$.

8. Quelques applications de ces connaissances

8.1 Prédiction des effets des explosions de poussières : EFFEX

8.1.1 Finalité

Au début des années 1990 est apparu le besoin de pouvoir estimer les conséquences possibles d'une explosion de poussières se développant à l'intérieur d'installations de grandes dimensions. Devant la complexité du sujet, qui fait intervenir tout à la fois la résistance de structures soumises à des sollicitations dynamiques, la propagation de flammes, la thermodynamique, la mécanique des fluides, la balistique,... la nécessité de concevoir un logiciel, appelé EFFEX, s'est imposée (Proust, 2000b).

EFFEX n'est pas un code reposant sur une discrétisation de l'espace mais résout des équations différentielles dont chaque variable est considérée comme une fonction du temps. Il s'agit d'un code de type « intégral ». Il se compose d'un ensemble de 8 modules programmés sur PC qui permettent la résolution d'au moins 40 équations différentielles, non linéaires pour la plupart.

Comme il n'était pas envisageable de réaliser des expériences grandeur nature, le parti a été pris de choisir des modèles susceptibles d'être qualifiés isolément et de vérifier la cohérence de l'ensemble par rapport aux accidents.

8.1.2 Les modèles de base

8.1.2.1 Phénomènes

La phénoménologie de base est exposée ci-dessus: à l'intérieur d'une enceinte un nuage de particules combustible et d'air est formé autour d'une source d'inflammation. Cette dernière amorce la combustion des particules les plus proches qui, portées à haute température par la combustion, servent à leur tour de « source d'inflammation » pour les particules proches si bien qu'une « zone de combustion » (la « flamme ») se propage d'elle-même à travers le nuage. Sur son passage, la flamme transforme le milieu réactif "froid" (20 °C) en produits de combustion « chauds » (1000 à 2000 °C) si bien qu'un fragment du nuage traversé par la flamme subit une expansion thermique. Cette « production de volume » est à l'origine de l'augmentation de la pression dans l'équipement où se produit l'explosion. Si cet équipement n'est pas suffisamment solide, il se fracture, des fragments sont formés puis projetés dans l'environnement. La surpression et la flamme, jusqu'alors confinées à l'intérieur de l'équipement, sont libérées et peuvent aussi produire des effets dommageables. Il s'agit des conséquences dites « secondaires ». Les différents modules qui composent EFFEX ont pour finalité de représenter ces différentes étapes.

8.1.2.2 Production de volume par la flamme

Une estimation suffisamment précise de ce paramètre conditionne largement la validité des prédictions. Il dépend d'une part de la vitesse avec laquelle la flamme consomme les réactifs (« vitesse de combustion ») et, d'autre part, du « taux d'expansion » des produits de combustion. Le module qui permet leur estimation s'appelle « COMBUSTION ».

On admet assez généralement que le taux d'expansion dépend presque exclusivement de la nature du mélange réactif. Ce paramètre a fait l'objet de mesures directes sur des flammes de poussières (Proust, 1993) y compris récemment pour des flammes turbulentes (Roux et Proust, 2003). Les principales informations sur ce sujet ont été fournies auparavant.

Comme l'ont montré de nombreuses études (dont Proust, 1988, Rzal et al. 1991), la vitesse de combustion dépend significativement de la « turbulence » du nuage. Ces travaux, rappelés dans le chapitre 4 de ce document, suggèrent des similitudes avec le comportement des flammes de pré-mélange gazeux : notamment, la vitesse de combustion turbulente serait une fonction de la taille des structures turbulentes, de leur intensité, et de la réactivité propre du mélange.

Sur cette base, une corrélation a été établie et vérifiée (figure 48) à l'aide de données d'essais (Proust, 1988; Rzal et al., 1991; Roux et Proust, 2003). Les éléments théoriques essentiels ont été fournis auparavant.

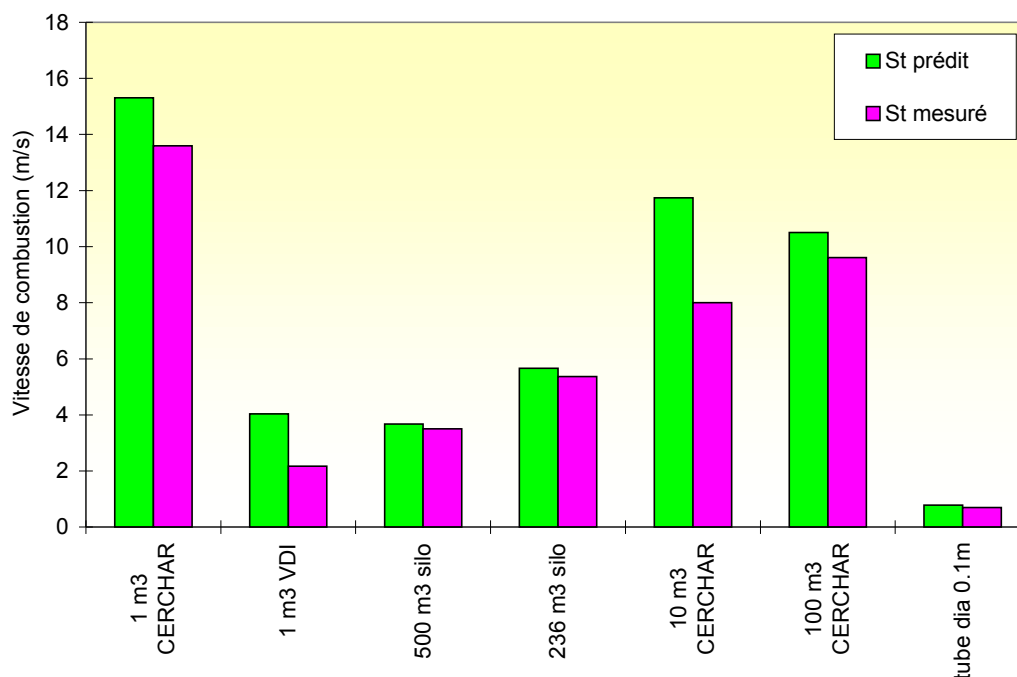


Figure 48 : comparaison entre les prédictions de vitesse de propagation de flamme turbulentes et les mesures (mélanges air-particules d'amidon)

8.1.2.3 Turbulence

Dans la plupart des situations, le mouvement turbulent est produit par des jets à l'intérieur des équipements considérés. Nous avons mis en œuvre les théories des jets confinés pour constituer un outil de prédiction (module « TURBULENCE » d'EFFEX) qui semble bien représenter l'expérience (figure 49).

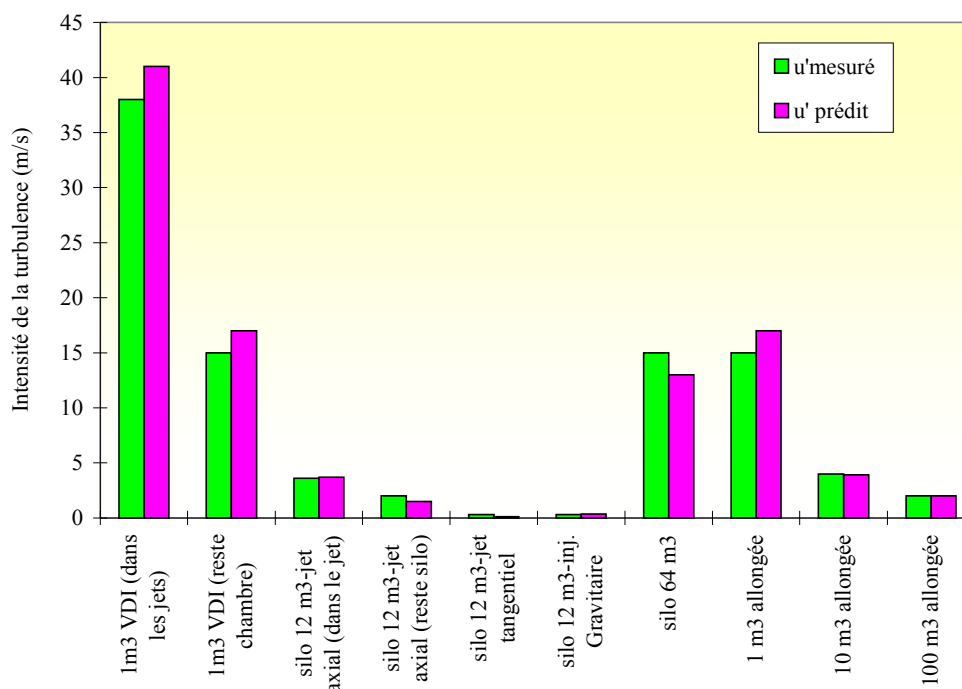


Figure 49 : comparaison prédictions-mesures de la turbulence dans diverses situations

8.1.2.4 Propagation de la flamme dans une enceinte

Le module de simulation consacré à ce point s'appelle « EXPBAT » et comporte des équations classiques qui permettent de décrire la propagation des flammes dans une enceinte, sommairement décrites auparavant.

Les travaux décrits précédemment ont confirmé que cette théorie serait tout à fait applicable aux explosions de poussières. Des comparaisons ont été faites dans des configurations très variées (Roux et Proust, 2003 ; Proust 2000) notamment lorsque l'enceinte est munie d'un orifice (figure 50) ou encore quand l'explosion que l'on simule provient d'une autre enceinte via une canalisation de liaison (figure 51). L'accord paraît globalement satisfaisant.

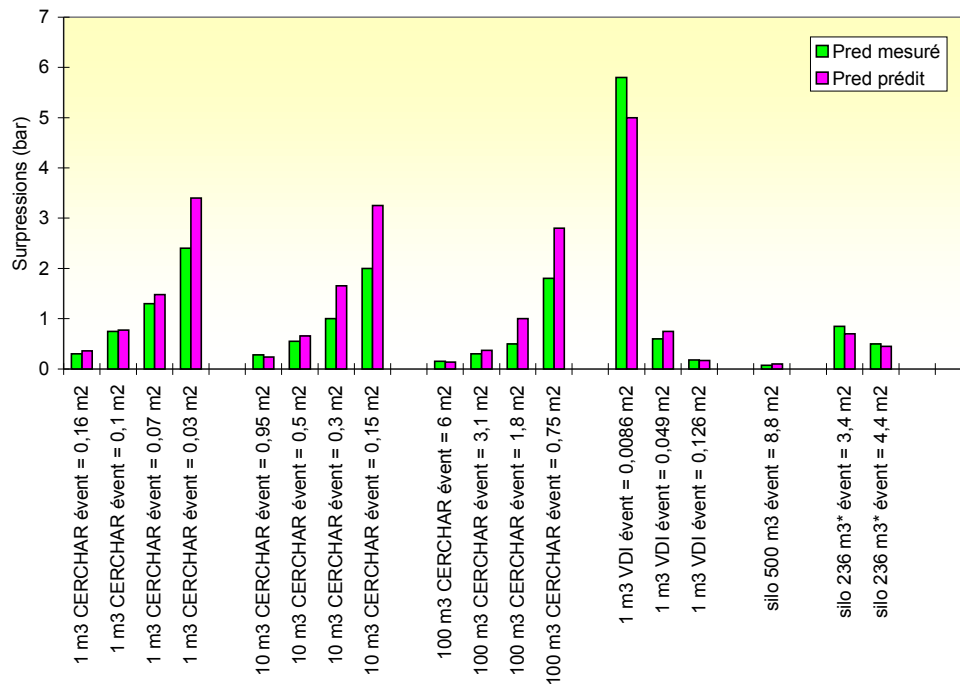


Figure 50 : comparaison entre les résultats des calculs réalisés avec EFFEX et quelques essais caractéristiques (explosions en enceinte isolée avec événement : amidon de maïs, P_{red} désigne ici la surpression maximale atteinte)

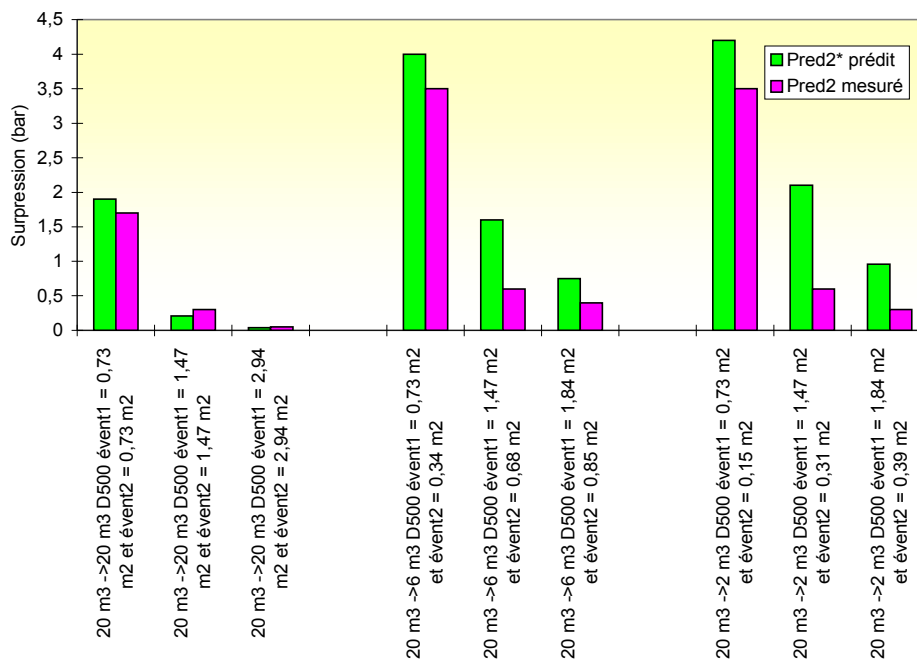


Figure 51 : comparaison entre les résultats des calculs réalisés avec EFFEX et quelques essais caractéristiques (explosion d'une enceinte 1 vers une enceinte 2 munies d'événements connectées par une canalisation de diamètre D_{xxx} mm : poussière de charbon; P_{red2} est la surpression maximale dans l'enceinte 2 où se développe le jet)

8.1.2.5 L'éclatement de l'enceinte, la projection des fragments et les effets de surpression externe

Il s'agit d'estimer la surpression pour laquelle le confinement est détruit, totalement ou partiellement, et d'évaluer le cas échéant la taille des fragments. Le module « STRUCTURE » permet une estimation de la surpression de ruine de l'équipement sous chargement statique dont les équations reprennent l'expérience de l'INERIS sur le sujet (Proust, 1997a). Les formules classiques de résistance des matériaux sont mises en œuvre et les résultats confirment pleinement ceux fournis par des bureaux d'étude spécialisés.

Le module de balistique qui permet de calculer la trajectoire des fragments s'appelle « MISSILE ». Les équations représentatives sont tout à fait classiques et font intervenir les forces de traînée. La « portance » est négligée.

Le module « BRODE » sert à estimer les effets de surpression à l'extérieur.

8.1.3 Performances

Des comparaisons avec des accidents réels, indispensables, ont surtout pour objectif de montrer la pertinence de l'enchaînement des modules pour simuler le développement de l'explosion. Par exemple les explosions de la sucrerie de Boiry Sainte Rictrude en 1982 et du silo de Blaye en 1997 ont été simulées avec soin avec des résultats tout à fait convaincants. Ainsi pour l'explosion de Boiry Sainte Rictrude, le cheminement de la flamme a été retrouvé et les dégâts induits parfaitement simulés. Sur la figure 52, on montre sur un diagramme Pression-temps, l'enchaînement des explosions dans l'installation avec pour conséquence les projections de fragments de toiture jusqu'à 500 m environ (figure 53) comme ce qui a été effectivement constaté sur site. Dans une certaine mesure, on peut dire qu'EFFEX permet une estimation réaliste des effets extrêmes d'une explosion de poussières. Sur la base de l'expérience acquise (plusieurs dizaines de simulations), une synthèse des calculs a été faite (Proust, 2005) qui permet de fournir des éléments simples pour évaluer rapidement les ordres de grandeur des effets possibles en fonction de la structure de l'installation.

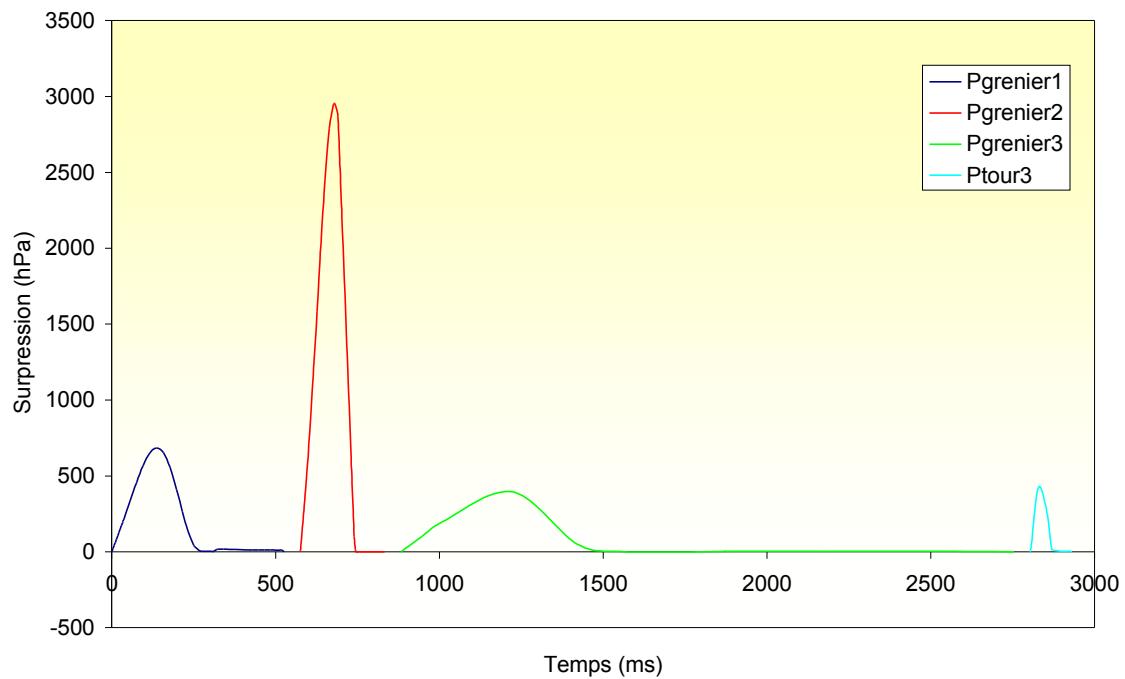


Figure 52: *surpressions possibles en différents points de l'installation de Boiry Sainte Rictrude*

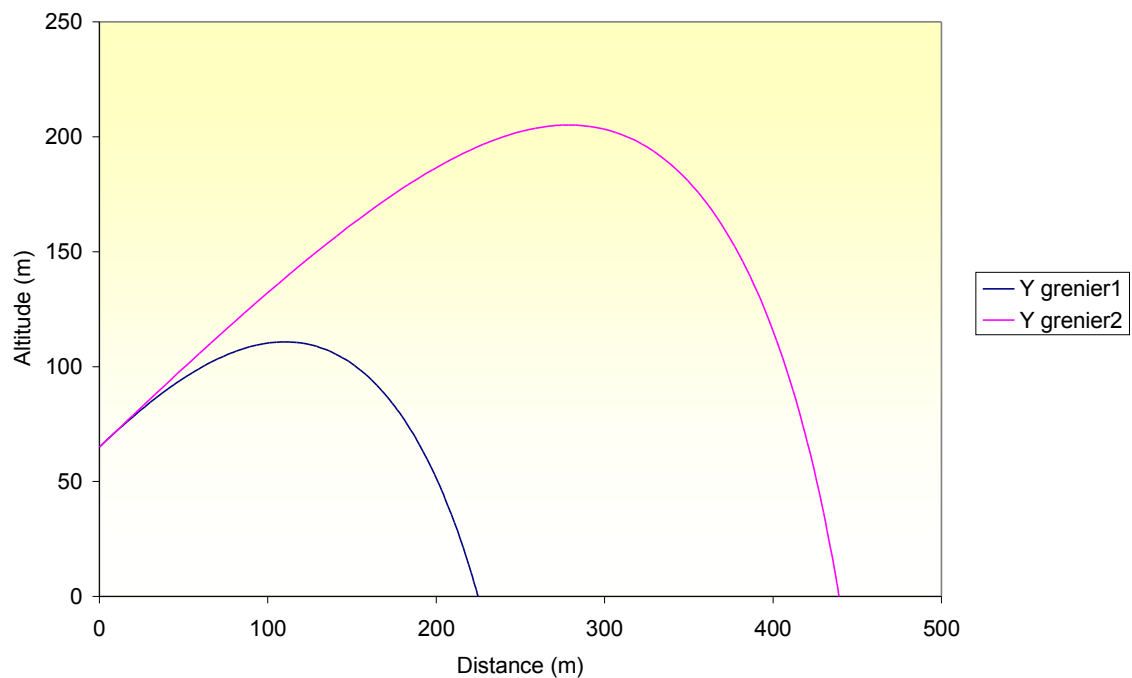


Figure 53 : *distances de projection en fonction des différents points de départ sur l'installation de Boiry Sainte Rictrude*

8.2 Contribution à l'étude des moyens de réduction des effets de pression des explosions

En Europe, la technique des événements d'explosion est très largement employée, bien connue et bien acceptée dans de nombreux secteurs de l'industrie. Compte tenu de l'importance du sujet, il paraît nécessaire de lui consacrer une attention spécifique d'autant plus que nombre de guides de dimensionnement d'événements sont aujourd'hui publiés et peuvent présenter des contradictions (Roux et Proust, 2003).

On s'est intéressé d'abord aux explosions de poussières pour lesquelles la technique des événements est plus souvent préconisée. Cette technique a fait l'objet en France d'un texte normatif, NFU 54-540, conçu au milieu des années 80 et encore en vigueur aujourd'hui. Cependant, les techniques et procédés industriels ont évolué, les données et les connaissances sur les mécanismes des explosions ont progressé et il devient nécessaire aujourd'hui d'adapter cette norme à cette nouvelle situation pour répondre au mieux aux impératifs de sécurité.

8.2.1 Amélioration du paramétrage des méthodes de dimensionnement

Un événement d'explosion est une paroi calculée pour s'ouvrir lorsque la pression interne dépasse une valeur critique, choisie significativement plus petite que la pression maximale admissible du reste de la structure. La surface de cette paroi est choisie suffisamment grande pour que l'excédent de gaz produit par la flamme puisse être déchargé vers l'extérieur de manière à ce que la surpression interne reste en deçà de la pression maximale admissible de la structure.

La mise en équation a été proposée sur la base de la théorie des flammes minces (Roux et Proust, 2003) :

$$A / V^{2/3} = [S_c \cdot \alpha] \cdot f(H/D) / [C_d \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta P_{red} / \rho} - C_d \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta P_{stat} / \rho}] \quad [8.1]$$

Où ΔP_{red} est la surpression d'explosion « réduite », A est la surface offerte à la décharge, C_d le coefficient de décharge de l'événement, ΔP_{stat} la surpression d'ouverture de l'événement, ρ la densité du fluide dans l'enceinte, où S_c et α représentent respectivement la vitesse de combustion de la flamme et le taux d'expansion des produits de combustion.

Les paramètres de combustion peuvent en principe être déduits de mesures des caractéristiques d'explosion dans une chambre fermée à travers la détermination d'un coefficient d'explosivité K_{ex} défini comme suit :

$$K_{ex} = (dP/dt)_{max} \cdot V^{1/3} \approx \gamma \cdot S_c \cdot \alpha \cdot P_{max} \quad [8.2]$$

Ce paramètre est théoriquement relativement indépendant de l'enceinte et proportionnel au taux de combustion ($S_c \cdot \alpha$). A ce titre, « K_{ex} » dépend de la nature

des poussières mais est aussi largement fonction des autres caractéristiques du nuage dont spécifiquement le niveau de turbulence et de la concentration.

8.2.1.1 La prise en compte de la turbulence sur le déroulement de l'explosion

Dans le contexte de la combustion, il semble que deux paramètres relatifs à la turbulence soient essentiels : l'intensité des fluctuations de vitesse, u' , (que l'on assimile à la vitesse périphérique des tourbillons de l'écoulement) et la taille des grandes structures de la turbulence, L (diamètre des tourbillons).

Nous avons évalué les intensités de turbulence et la taille des grandes structures turbulentes (les plus gros tourbillons) non seulement dans les chambres d'essai standard mais également dans les équipements utilisés⁹ pour produire les données actuellement disponibles qui ont servi de base aux abaques de dimensionnement d'évent.

L'étude de l'incidence possible de la turbulence sur la propagation des flammes dans les nuages de poussières suggère d'utiliser une relation du type :

$$S_{\text{lad}} / S_{\text{lad}} = K_1 \cdot (u'/S_{\text{lad}})^\alpha \cdot (L/\eta_0)^\beta \quad [8.3]$$

où K_1 est une constante qui notamment tient compte des instabilités de combustion (fonction du mélange)

S_t et S_{lad} les vitesses de combustion turbulentes et "laminaires" (sans turbulence)

η_0 l'épaisseur de flamme

α et β des exposants fonction du mélange

Un lien direct entre le coefficient d'explosivité correspondant à une situation industrielle donnée (K_{ex}) et K_{st} et les degrés de turbulence initiaux respectifs ($[u', L]$ et $[u'_{\text{st}}, L_{\text{st}}]$) peut être établi sous la forme de la corrélation :

$$\tau = K_{\text{ex}} / K_{\text{st}} = (u'/u'_{\text{st}})^\alpha \cdot (L/L_{\text{st}})^\beta \quad [8.4]$$

où τ est un "coefficient de turbulence".

Il reste à être capable de prédire u' et L en fonction des circonstances pratiques. A cet effet, une méthode robuste (chapitre 5) a été exposée sur la base de la théorie des jets. Cette même méthode, appliquée aux équipements d'essais utilisés jadis pour produire les données utilisées pour l'établissement des règles de dimensionnement (Donat, 1971, Bartknecht, 1986), montre que les coefficients de

⁹ Chambres de 1 m³, 10 m³ et 100 m³

turbulence sont de 1 (sans surprise) pour les résultats d'essai de la norme VDI 3673 de 1979 (celle d'origine), correspondant à la turbulence "faible à modérée" du texte NFU 54-540, et de 1,5 à 3 environ pour les résultats d'essai correspondant à la turbulence "forte" dans le texte NFU 54-540.

Le coefficient de turbulence peut être tabulé. Un exemple est fourni dans le tableau 4 pour diverses situations industrielles évaluées au moyen de ces outils. On constate que certaines situations ne peuvent pas être couvertes par le champ des données disponibles.

Type de dispersion	Diamètre injection (m)	Volume (m3)	H/D	Injection	Coeff. Turbulence type
gravitaire	0,1	1	3,5	Chute libre 3 m	1
gravitaire	0,2	100	3,5	Chute libre 15 m	1
gravitaire	0,5	1000	3,5	Chute libre 30 m	1,5
pneumatique	0,1	0,1	3,5	Flux 40 m/s	hors limites
pneumatique	0,1	1	3,5	Flux 40 m/s	3,3
pneumatique	0,1	2	3,5	Flux 40 m/s	3,3
pneumatique	0,1	5	3,5	Flux 40 m/s	3,3
pneumatique	0,1	10	3,5	Flux 40 m/s	2
pneumatique	0,1	100	3,5	Flux 40 m/s	1,5
pneumatique	0,1	1000	3,5	Flux 40 m/s	1
par expl. dans canalisation	0,1	1	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
par expl. dans canalisation	0,1	10	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
par expl. dans canalisation	0,1	100	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
par expl. dans canalisation	0,1	1000	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
par expl. dans canalisation	0,2	1	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
par expl. dans canalisation	0,2	100	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
par expl. dans canalisation	0,2	1000	3,5	Explosion sous 10 bar	hors limites
air comprimé (8 b)	0,01	0,1	3,5	Injection sous 8 bar	hors limites
air comprimé (8 b)	0,02	1	3,5	Injection sous 8 bar	hors limites
lit fluidisé		100	3,5	Flux 10 m/s	1
agitation mécanique		10	3,5	Agitation 10 m/s	2

Tableau 4 : exemples de coefficients de turbulence pour diverses situations industrielles (« hors limites » signifie que le coefficient de turbulence est au delà du champ des données expérimentales disponibles pour le dimensionnement d'évent)

Cet outil d'évaluation, relativement simple, mériterait certainement d'être corroboré et alimenté par des mesures de turbulence sur site d'une part et, d'autre part, faire l'objet d'une validation plus poussée au sujet du modèle de combustion turbulente pour permettre des extrapolations.

Dans l'attente, on peut tester la pertinence du coefficient de turbulence en l'intégrant dans les méthodes de dimensionnement d'évent et en comparant les prédictions aux réalisations expérimentales.

8.2.1.2 Incidence sur les méthodes de dimensionnement d'évent

Le comité de normalisation du CEN a décidé de substituer une formule de calcul des surfaces d'évent aux classiques abaques afin d'éviter que chaque utilisateur ne soit tenté de produire sa propre expression pour faire des interpolations ou des extrapolations qui pourraient s'avérer fantaisistes si l'expression utilisée n'a pas la forme adéquate.

Le groupe d'experts a proposé l'expression suivante :

$$A / V^{0,753} = [3,264 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta P_{\max} \cdot K_{st} \cdot \Delta P_{red}^{-0,069} + 0,27 \cdot (\Delta P_{stat} - 0,1)] \cdot [1 + (-4,305 \cdot \log \Delta P_{red} + 0,758) \cdot \log (H/D)] \cdot \Delta P_{red}^{-0,5} \quad [8.5]$$

Où les unités utilisées sont le bar, le mètre et la seconde, avec les limitations suivantes :

- A est la surface d'évent effective (coefficient d'efficacité de 1)
- $0,1 < \Delta P_{red} < 1,5$ bar
- $0,1 < \Delta P_{stat} < 1$ bar
- $5 < \Delta P_{\max} < 10$ bar si $10 < K_{st} < 300$ bar.m/s ou $5 < \Delta P_{\max} < 12$ bar si $300 < K_{st} < 800$ bar.m/s
- $0,1 < V < 10\,000$ m³
- $H/D < 20$

Cette formule reprend le paramétrage mis en évidence. Le premier du membre de droite représente l'effet de la réactivité du nuage (terme $S_c \cdot \alpha$), le second l'effet de la géométrie (terme $f(H/D)$) et le dernier l'effet de la surpression réduite à ne pas dépasser. Elle est cependant différente en ce que, par exemple, l'exposant sur le volume est plus grand que 2/3. Mais il ne s'agit que d'une corrélation empirique. La limite supérieure imposée au volume (10 000 m³) a fait l'objet de critiques car les essais disponibles dans la littérature n'ont été conduits que jusqu'à 250 m³. Ce serait un ou plusieurs essais effectués dans un entrepôt de 7000 m³ qui aurait permis de corroborer l'extrapolation à 10 000 m³. Ce point reste évidemment à préciser dans la mesure où la corrélation que l'on extrapole ne semble pas reposer sur la physique.

En principe, cette corrélation exclue les situations où la turbulence est potentiellement forte car son emploi pourrait conduire à une sous-estimation de la surface d'événement et les situations où la turbulence est potentiellement très faible car son emploi pourrait conduire à une surestimation de la surface d'événement. Elle ne s'applique donc rigoureusement qu'aux situations où le coefficient de turbulence est de 1.

Outre le fait que la méthode ne permet pas de savoir dans quels contextes pratiques de turbulence la corrélation peut être utilisée, elle ignore de fait les situations de "turbulence forte" ($\tau > 1$) qui peuvent facilement se produire. Il est proposé de mettre à profit les présents travaux en introduisant explicitement le coefficient de turbulence. On obtient alors l'expression suivante :

$$A/V^{0,753} = [3,264 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta P_{\max} \cdot \tau \cdot K_{st} \cdot \Delta P_{\text{red}}^{-0,069} + 0,27 \cdot (\Delta P_{\text{stat}} - 0,1)] \cdot [1 + (-4,305 \cdot \log \Delta P_{\text{red}} + 0,758) \cdot \log (H/D)] \cdot \Delta P_{\text{red}}^{-0,5} \quad [8.6]$$

Le coefficient K_{st} est alors considéré comme une mesure standard de la réactivité des poussières, l'information sur l'incidence de la turbulence étant contenue dans τ .

8.2.1.3 Vérification de la méthode

La méthode a été appliquée aux données publiées utilisées à l'origine pour établir les règles de dimensionnement d'événement des guides VDI 3673 et NFU 54-540. Ces données ont été publiées notamment par Donat (1971), Bartknecht (1986), Pineau et al. (1978). Il s'agit de vérifier que l'effet de la turbulence est correctement représenté par τ .

Dans ce but, les valeurs des coefficients de turbulence de ces différents essais ont été calculées (tableau 5).

Origine	V m³	H/D	coeff turb.
CERCHAR	1	3,5	3,34
CERCHAR	10	3,5	2,04
CERCHAR	100	3,5	1,47
INERIS	100	3,5	1,99
HSL	18,5	2	1,00
BVS	1	1	1,00
CIBA	2,4	1	1,00
CIBA	10	1	1,00
CIBA	25	1	1,00
CIBA	250	1	1,00

Tableau 5 : estimation des coefficients de turbulence¹⁰ dans les équipements d'essai utilisés pour l'établissement des méthodes de dimensionnement d'événement

¹⁰ la chambre de 1 m³ CERCHAR à laquelle il est fait référence est également celle utilisée pour la détermination de $K_{\max T}$.

Quelques exemples des prédictions ainsi effectuées et des résultats d'essai afférents sont présentés sur les figures suivantes (une comparaison plus complète est proposée dans Roux et Proust, 2003). On constate un bon accord entre expériences et prédictions ce qui corrobore le principe retenu.

Farine de blé T55 Kst = 70 bar.m/s, $\Delta P_{\max} = 7,5$ bar

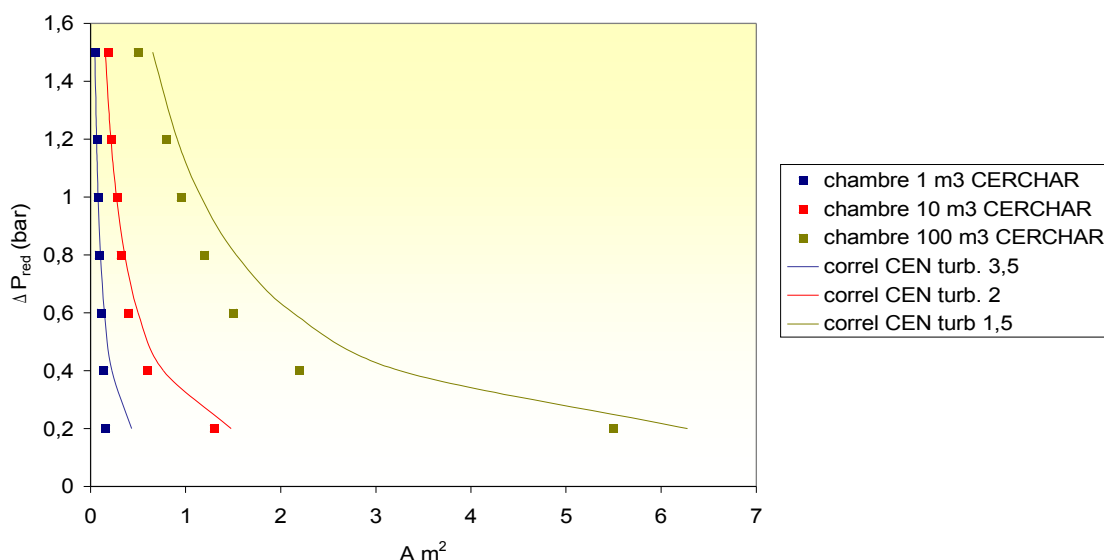


Figure 54 : comparaison entre les prédictions et les essais CERCHAR-farine de blé

chambre 250 m³ - CIBA

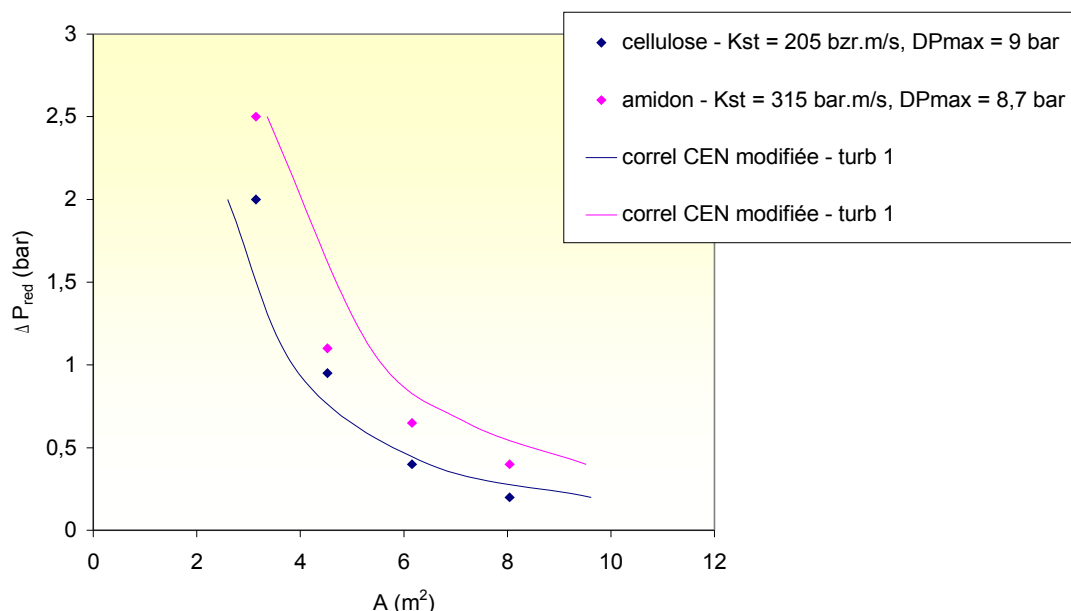


Figure 55 : comparaison entre les prédictions et les essais CIBA-250 m³ pour différentes poussières

8.2.1.4 Application à des essais "réalistes"

Il existe dans la littérature quelques articles relatifs à la description d'essais d'explosion conduits avec des équipements industriels dans des conditions assez proches de ce qui pourrait se produire lors d'un accident industriel. Dans le tableau 6 figure une brève description de ces essais réalisés avec un filtre à manches (Eckhoff et al., 1988), un cyclone (Tonkin et al., 1972), des cellules de silo (Eckhoff et al., 1986; 1988). L'alimentation en poussières est assurée par un transport pneumatique traditionnel.

Cas	Auteur	Installation	Type de dispersion	Orienta-tion	Vitesse injection (m/s)	Diamètre injection (m)	Volume (m3)	H/D	Surface d'évent (m2)
A	Eckhoff	filtre	pneumatique	tangentielle	35	0,155	5,8	2	0,11
B	Eckhoff	filtre	pneumatique	tangentielle	35	0,155	5,8	2	0,2
C	Eckhoff	filtre	pneumatique	tangentielle	35	0,155	5,8	2	0,4
D	Eckhoff	filtre	pneumatique	tangentielle	35	0,155	5,8	2	0,55
E	Tonkin	cyclone	pneumatique	tangentielle	12	0,233	1,2	3,2	0,06
F	Tonkin	cyclone	pneumatique	tangentielle	12	0,233	1,2	3,2	0,08
G	Tonkin	cyclone	pneumatique	tangentielle	12	0,233	1,2	3,2	0,12
H	Eckhoff	cellule silo	pneumatique	axiale	38	0,155	236	6	3,5
I	Eckhoff	cellule silo	pneumatique	axiale	38	0,155	236	6	5,7
J	Eckhoff	cellule silo	pneumatique	axiale	12	0,2	500	3,5	3,5
K	Eckhoff	cellule silo	pneumatique	axiale	12	0,2	500	3,5	5
L	Eckhoff	cellule silo	pneumatique	axiale	12	0,2	500	3,5	8,5
M	Eckhoff	cellule silo	pneumatique	axiale	12	0,2	500	3,5	14

Tableau 6 : détails relatifs à quelques essais "réalistes"

Les caractéristiques d'explosivité sont fournies dans les articles et les détails expérimentaux permettent de déterminer le coefficient de turbulence. Puis les expressions CEN d'origine et modifiée sont employées. Les résultats sont présentés sur la figure 56. On observe que les résultats issues la corrélation d'origine ne sont pas conservatifs pour les situations de turbulence élevée notamment. D'une manière générale, la corrélation CEN modifiée n'a pas ce défaut et fournit des estimations globalement plus proches de la réalité ce qui confirme la validité de l'approche proposée d'autant plus que le coefficient de turbulence varie grandement d'une situation expérimentale à une autre.

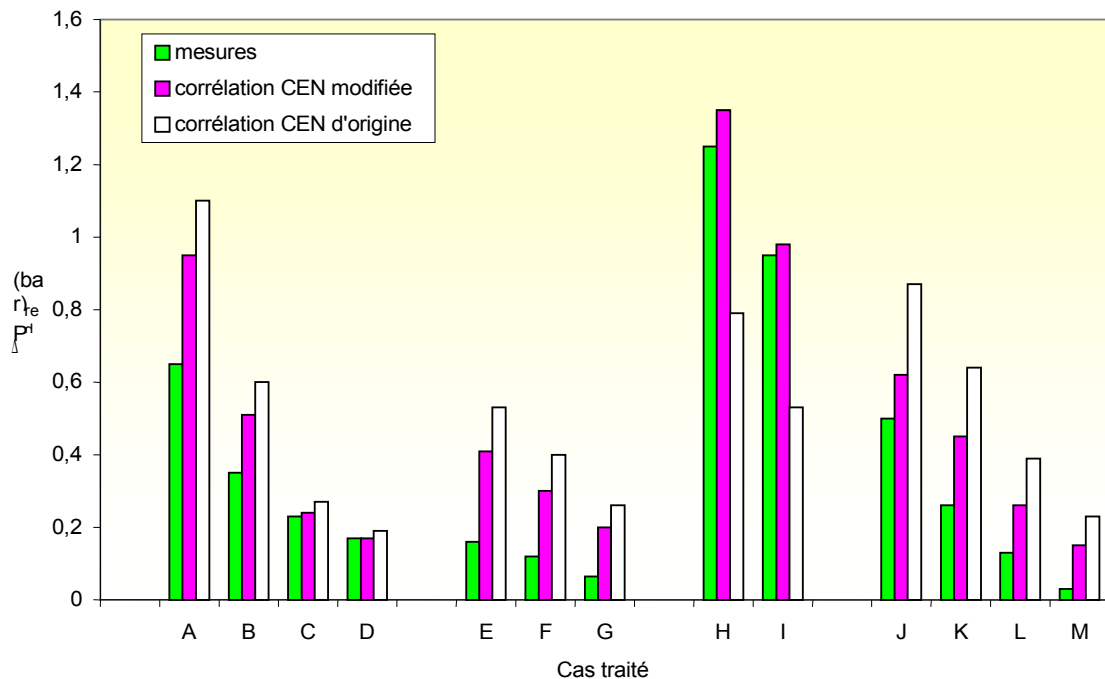


Figure 56 : Estimation de la surpression réduite d'explosion au moyen des corrélations CEN modifiées et d'origine pour les essais « réalistes » du tableau 6 et comparaison avec les mesures

8.2.2 Prise en compte de certaines contraintes industrielles

Il s'agit notamment de savoir tenir compte de l'incidence d'une canalisation de prolongement de l'évent (« tuyauterie de décharge »).

Des éléments importants concernant la phénoménologie de la propagation de la flamme dans un ensemble cuve-canalisation ont été présentés auparavant. On a découvert que l'effet essentiel d'une canalisation prolongeant l'évent est de retarder la décharge par un mécanisme de blocage aérodynamique, jusqu'à ce que la flamme soit sortie. Une mise en équation a été proposée qui a permis d'aboutir à l'expression :

$$\Delta P'_{red} = \Delta P_{red} + \gamma \cdot P_{red} \cdot k_2 / k_1 \cdot A \cdot H / V \quad [8.7]$$

Où k_1 et k_2 sont des constantes respectivement de l'ordre 0,5 dans le système d'unité international, $\Delta P'_{red}$ est la surpression dans l'enceinte en présence de la canalisation de prolongement d'évent (longueur H) et ΔP_{red} , sans la canalisation. Pour les situations qui nous intéressent, P_{red} est une moyenne pendant la décharge, de l'ordre de quelques bars.

Ces divers éléments apparaissent dans le projet de norme CEN sous la forme de deux équations:

$$\Delta P'_{red} / \Delta P_{red} = 1 + 17,3 \cdot (A / V^{0,753})^{1,6} H / D \quad [8.8]$$

et

$$H_{lim}/D = 4,564 \cdot \Delta P_{red}^{-0,37} \quad [8.9]$$

où D est le diamètre de la canalisation et H_{lim} la longueur limite de la canalisation au delà duquel un allongement supplémentaire n'aurait que peu d'effet sur $\Delta P'_{red}$. On remarque que la première expression est très semblable à celle déduite de l'analyse théorique si on la réécrit sous la forme ($A.L/V \approx (A / V^{2/3})^{3/2} \cdot H / D$):

$$\Delta P'_{red} / \Delta P_{red} = 1 + \gamma \cdot P_{red} / \Delta P_{red} \cdot k_2 / k_1 \cdot (A / V^{2/3})^{3/2} \cdot H / D \quad [8.10]$$

Pour les situations qui nous intéressent, $P_{red}/\Delta P_{red}$ est une moyenne pendant la décharge, de l'ordre de 5. Les coefficients γ et k_2/k_1 sont respectivement de l'ordre de 3/2 et 2 si bien que l'ordre de grandeur du groupe de paramètres devant $A.L/V$ est de 15, en bon accord avec le coefficient de la corrélation expérimentale.

On a représenté sur la figure 57 les prédictions pour $\Delta P'_{red}$ obtenues au moyen de la corrélation CEN et les résultats expérimentaux. La bissectrice correspondrait à un accord parfait entre l'expérience et la prédiction si tous les points s'y trouvaient. On constate que la corrélation fournit des valeurs assez proches tout de même de la réalité expérimentale. Il s'agit de données correspondant à des canalisations droites de moins de 10 m et pour des poussières de type ST1 essentiellement ($0 < K_{st} < 200$ bar.m/s). Pour des poussières plus réactives, la combustion dans la canalisation pourrait éventuellement avoir des effets spécifiques, non apparents dans les situations évoquées.

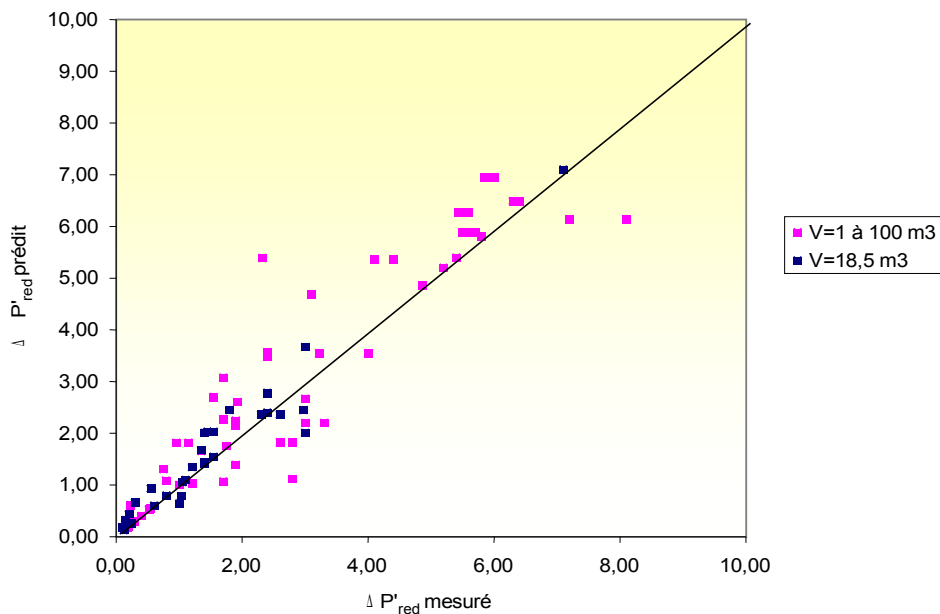


Figure 57 : comparaison entre les données d'essai et les prédictions de la formule CEN (canalisations droites de moins de 10 m, poussières de type ST1)

8.3 Contribution à l'étude des moyens de réduction du risque d'inflammation

8.3.1 Introduction

Parmi les moyens permettant de prévenir les explosions, la lutte contre les sources d'inflammation est, en pratique, un élément incontournable. On distingue six catégories de causes d'inflammation connues : les frottement mécaniques, l'autoéchauffement, les flammes et surfaces chaudes, les étincelles électrostatiques, le matériel électrique et les travaux de mécano-soudage. Les trois causes d'inflammation, frottements mécaniques, décharges d'électricité statique, et flammes/surfaces chaudes représentent environ les trois quarts des origines des accidents. Mettre en place une politique de prévention efficace suppose donc que l'on soit capable d'acquérir une maîtrise suffisante des phénomènes responsables de ces causes d'inflammation.

8.3.2 Les méthodes de test " standard "

Dans la catégorie " flammes et surfaces chaudes ", on peut retenir comme exemple la surface chauffante d'une chaudière, d'un sécheur, d'un réacteur etc... mais il peut également s'agir de surfaces chauffées, a priori de dimensions beaucoup plus réduites, comme l'impact d'un faisceau lumineux intense (ex : laser) sur une cible absorbante ou un petit composant électronique (ex : résistance). L'expérience acquise pour les atmosphères gazeuses explosives (chapitre 4 du corps principal de ce mémoire) indique que la surface du corps chauffé est un paramètre à prendre en compte. Cet aspect spécifique très

important ne semble pas avoir fait l'objet d'une grande attention pour ce qui concerne les nuages de poussières (Lunn, 2002). A l'heure actuelle, on détermine une température standard d'inflammation (TSI) au moyen d'un appareillage standard comme par exemple le four dit de " Godbert-Greenwald ". La méthode paraît assez sélective mais l'application des résultats à des configurations industrielles reste une question difficile.

Il semble un fait acquis que l'impact des poussières sur les parois du confinement au sein duquel elles sont véhiculées peut être générateur de grandes quantités d'électricité statique (Glor, 1988). Ce phénomène, quoique existant, reste d'ampleur limitée pour les gaz. Cette énergie peut être déchargée brutalement (en quelques microsecondes ou quelques dizaines de microsecondes) sous la forme d'une étincelle. Des méthodes standard sont utilisées pour évaluer une " sensibilité " des nuages de poussières vis-à-vis de la mise à feu par une décharge d'électricité statique. En France, on utilise une version modifiée de l'inflamateur de Hartmann (Pineau, 1985). On peut s'interroger sur la représentativité réelle de l'étincelle produite par rapport aux décharges d'électricité statique susceptibles de se produire dans l'industrie.

8.3.3 Application aux situations industrielles

8.3.3.1 Surfaces chaudes

Les travaux présentés au sujet de l'inflammation par un corps chaud concernent la comparaison de la phénoménologie entre les pré-mélanges gazeux et les nuages de poussières. Les expériences ont été conduites avec une gamme de produits aussi représentative que possible de la réalité industrielle et de l'éventail possible des susceptibilités à l'inflammation, tant en termes d'énergies minimales d'inflammation que de températures standard d'inflammation.

Ces données sont directement utilisables dans l'industrie pour évaluer le pouvoir d'inflammation d'un point chaud non seulement issu d'un corps chauffé par effet joule (limitation de la température de surface connaissant TSI), mais également produit par d'autres phénomènes comme l'impact d'un faisceau laser (puissance et densité de flux minimum : tableau 7)

Poussière	Amidon	Soufre	Lignite	ABS	Lycopode
Nature de la poussière	alimentaire	chimie	énergie	chimie	bois
Diamètre de Sauter	36 μm	48 μm	17 μm	15 μm	30 μm
Concentration	100 à 1400 g/m ³	100 à 1000 g/m ³	100 à 900 g/m ³	30 à 700 g/m ³	30 à 700 g/m ³
Puissance critique	2700 mW	1200 mW	2500 mW	5300 mW	4000 mW
Densité de flux critique	260 kW/m ²	160 kW/m ²	<800 kW/m ²	<1700 kW/m ²	<1300 kW/m ²
Température d'inflammation sur cible	800 °C	730 °C	780 °C	930 °C	890 °C
Four Godbert-Greenwald	440 °C	420°C	500°C	220°C	(480) °C

Tableau 7 : résultats essentiels (inflammation sur cible inerte)

8.3.3.2 Étincelles de décharge d'électricité statique

Les travaux consacrés à l'étude des mécanismes d'inflammation des nuages de poussières par étincelle ont montré de fortes similitudes avec ceux des pré-mélanges gazeux avec en particulier l'existence d'un minimum d'énergie d'inflammation qui ne dépend que de la nature des réactifs.

La plupart des types possibles d'étincelles de décharge d'électricité statique ont été examinés (Proust et Boudalaa, 2001) tels les décharges entre corps conducteurs (A), entre un corps conducteur et un corps isolant (B : décharges en "aigrettes"), entre un corps conducteur et un corps isolant doublé d'un conducteur relié à la terre (C : décharges "glissantes de surface"). Des étincelles très puissantes (plusieurs joules) sont, dans la pratique industrielle, possibles même avec des corps isolants si les conditions d'apparition de "décharges glissantes de surface" sont réunies. Les mesures ont montré que le rendement électrique des étincelles (énergie délivrée dans l'étincelle/énergie déposée dans le corps) est très bon, de l'ordre de 1. Une représentation graphique est proposée sur la figure 58 pour tous les types d'étincelles examinés (A,B et C). Il apparaît nettement que toutes les décharges sont regroupées dans un même domaine énergie-temps, ce qui signifie qu'elles sont de même nature électrique. On a représenté également sur ce graphe le domaine de l'optimum énergie minimale d'inflammation absolue¹¹-durée d'inflammation.

Le paramètre d'une décharge d'électricité statique auquel on a directement accès est l'énergie délivrée. Une décharge d'électricité statique de 10 mJ, correspondant à l'énergie minimale absolue d'inflammation de particules d'amidon et d'air (figure 58) dure typiquement 1 μ s. On constate sur le graphe de la figure 58 que cette décharge ne permet pas, loin s'en faut, de mettre à feu le mélange considéré. Il faudrait probablement disposer, pour ce délai de décharge, d'une énergie plus grande d'un ordre de grandeur au moins.

De plus, l'observation visuelle des décharges, surtout de type B et C, indique clairement une structure "dispersée" dans l'espace, plutôt éloignée du concept de "dépôt" local d'énergie qui prévaut dans l'étude des mécanismes d'amorçage des flammes par étincelle. Les pertes dans l'espace peuvent ainsi être considérables, peut-être d'un facteur 10 également. Il en résulte que, dans une décharge d'électricité statique libérant 100 mJ, seule une très faible fraction est "efficace" au sens de l'inflammation d'une ATEX, peut-être de l'ordre de 1%. Ces points méritent évidemment des éclaircissements.

¹¹ Il s'agit d'un paramètre intrinsèque dont l'existence a été avérée pour les nuages de poussières comme pour les gaz (chapitre 6). On le note aussi EMI

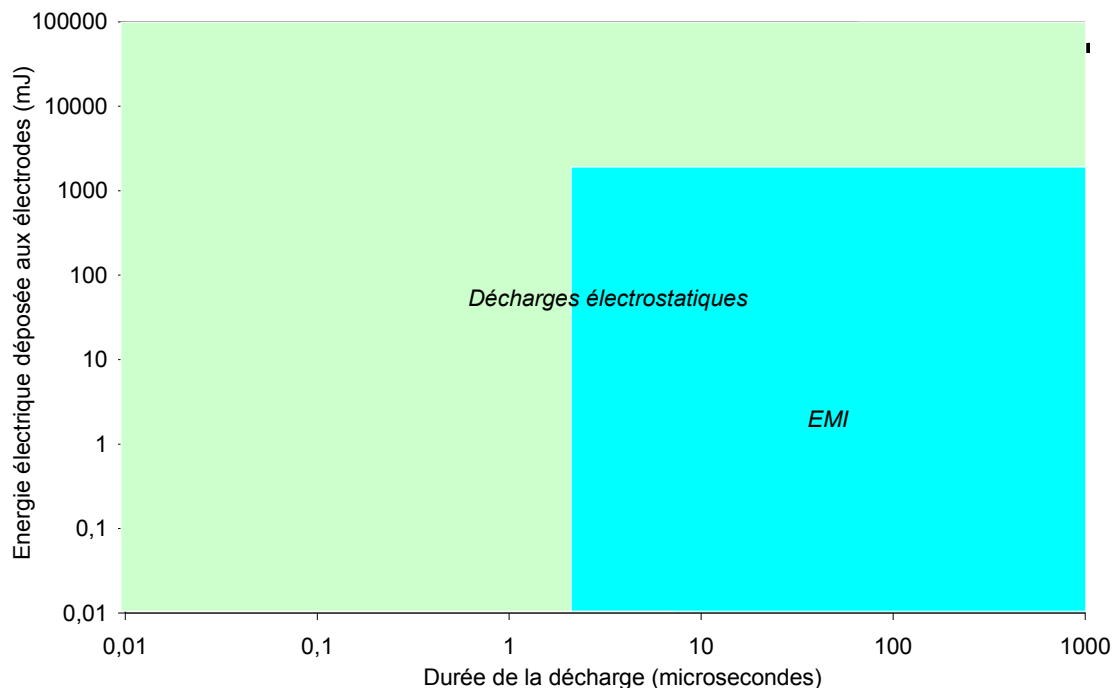


Figure 58 : domaines énergie-temps des étincelles de décharge électrostatique et des dépôts optimum d'énergie pour l'amorçage par étincelle (EMI)

On dispose, pour les pré-mélanges gazeux de valeurs tabulées de l'EMI contrairement aux nuages de poussières. Pour ces derniers on utilise des appareillages standards. Une étude des caractéristiques des étincelles produites dans les appareillages standard (Boudalaa et Proust, 1997) montre qu'aucun des appareillages standard actuels ne permet de « simuler » de façon satisfaisante les décharges électrostatiques. Par exemple (figure 59), on a prouvé théoriquement et expérimentalement que l'appareil Hartmann produit des étincelles de très faible énergie, loin de couvrir tout le spectre possible des étincelles électrostatiques avec un rendement de l'ordre de 1% (ratio entre l'énergie électrique dissipée dans l'étincelle et celle stockée dans les capacités de l'appareil).

En revanche, les caractéristiques durée-énergie de ces étincelles correspondent assez bien à celles qui permettent la détermination de l'EMI (considérer la figure 59). Dans ces conditions, on peut penser que :

- ✓ le classement relatif des produits obtenus au moyen de cette mesure (Hartmann) possède peut-être un caractère fondamental du point de vue de tous les types d'étincelles (pas uniquement électrostatiques) ;
- ✓ la mise en place de “ rendements ” d'étincelle concernant la durée et la distribution spatiale permettrait peut-être d'établir un lien quantitatif avec les étincelles d'origine électrostatique. A cet égard, la donnée fournie par cet appareil standard est l'énergie minimale stockée dans les capacités qui permet l'inflammation, tandis que la courbe tracée sur le graphe correspond à l'énergie réellement disponible dans l'étincelle. Le rendement d'étincelle

est de l'ordre de 1% c'est-à-dire voisin de l'efficacité de décharge d'électricité statique au sens de l'inflammation. cette approche par rendement paraît donc viable a priori.

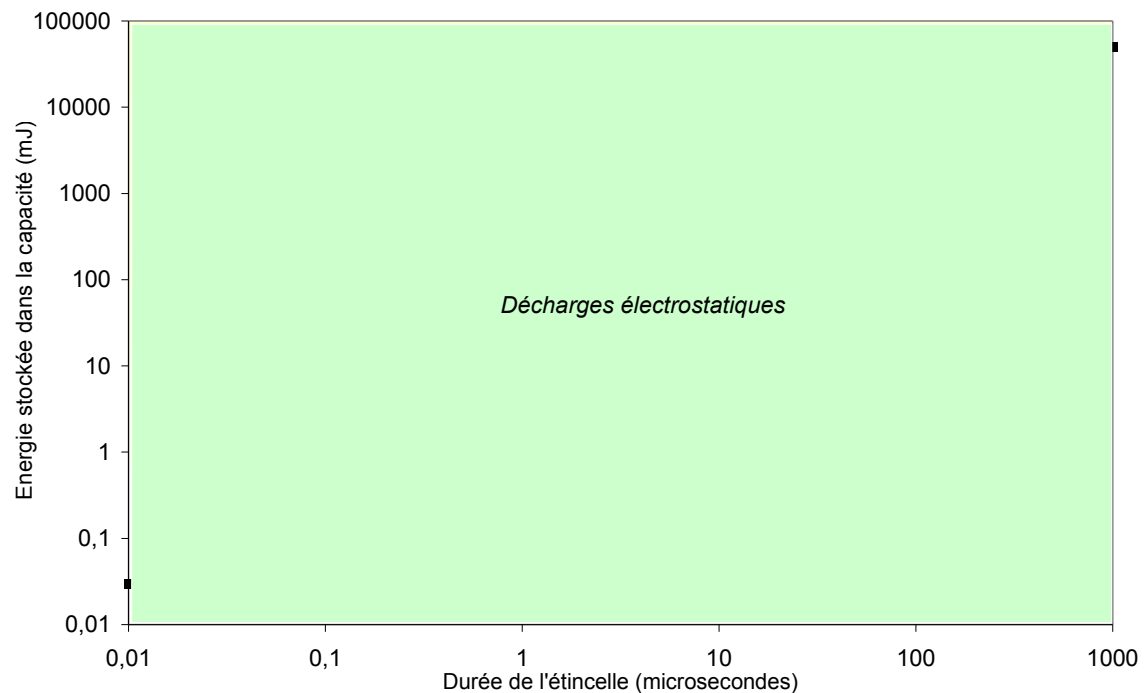


Figure 59 : *Comparaison entre les différents types de décharges et l'énergie des étincelles fournies par l'appareillage Hartmann*

9. CONCLUSIONS

Dans ce document, un aperçu des connaissances scientifiques concernant le domaine des explosions de poussières est proposé. En premier lieu, on définit ce qu'est une explosion, comment elle apparaît, se développe, comment l'empêcher et lutter contre ses effets. Puis sont traitées successivement les questions relatives à la propagation des flammes, à la formation des atmosphères explosives, aux mécanismes d'amorçage puis aux effets induits par une explosion. Quelques applications de ces résultats à la pratique de la prévention et de la protection contre les explosions sont enfin exposées.

La connaissance des processus physico-chimiques qui interviennent dans la combustion d'une flamme qui se propage constitue la base de la "science" des explosions. La situation de base est celle de la flamme non perturbée dite « laminaire ». On a démontré par l'expérience, comme on l'expose dans ce mémoire, l'existence de régimes de propagation de flammes laminaires dont les mécanismes intimes ressemblent beaucoup à ceux des flammes de pré-mélanges gazeux, du moins pour les types de particules qui se gazéifient totalement. Tout n'est cependant pas clair puisque, par exemple, la température des produits de combustion diffère considérablement de la température adiabatique de combustion. Pour d'autres types de particules, comme l'aluminium pulvérisé, la présence d'importantes quantités de résidus solides dans les produits de combustion favoriserait la participation du rayonnement thermique dans le processus de propagation ce qui est susceptible de changer toute la dynamique de la flamme et son comportement vis à vis de son environnement (Blouquin, 1996). Cela constitue un champ nouveau d'investigation. Il reste enfin le large espace de la propagation des flammes dans les nuages de poussières turbulents. Si quelques expériences, dont les résultats sont présentés, permettent de se faire une représentation de la physique possible, on en reste à un stade relativement descriptif. Si, a priori, certaines des approches retenues pour les pré-mélanges gazeux semblent pouvoir être transposées, il est absolument indispensable d'aller vérifier les fondements physiques en observant par exemple le cheminement de la flamme dans le champ turbulent.

Les caractéristiques du nuage avant sa mise à feu ont une incidence considérable sur le déroulement de l'explosion : des paramètres comme la géométrie du nuage, son degré de turbulence sont déterminants pour le devenir de l'explosion. A propos de la question de la turbulence, ce sont les interactions particules-fluide qui devraient prioritairement être traitées en relation avec l'écoulement des suspensions dans le but d'être capable, comme pour les gaz, de prédire les caractéristiques de la turbulence.

La lutte contre les sources d'inflammation est certainement un aspect fondamental de la prévention contre les risques d'explosion. Constatant un retard important de compréhension des mécanismes intimes de l'inflammation dans les nuages de poussières par rapport aux pré-mélanges gazeux, un effort très significatif a été fait dans cette direction. Mais de nombreux points restent à éclaircir et non seulement pour les nuages de poussières. Ainsi, on commence à comprendre correctement les mécanismes d'inflammation par des étincelles « idéales » (celles qui fournissent juste le minimum nécessaire pour la mise à feu) qui durent

quelques dizaines de μs , et, à une autre extrémité du spectre temporel, le processus d'amorçage au contact d'une paroi chauffée indéfiniment à la température juste suffisante. Mais, on ne semble pas capable de traiter correctement d'autres situations comme pour des étincelles ultracourtes (1 μs ou moins) ou pour des dépôts d'énergie sur des durées de quelques ms. Pourtant, il s'agit de situations très pratiques comme les décharges d'électricité statique et les impacts mécaniques (Raveau, 2002)...

La question de la prédiction des effets de pression associés à la propagation de la flamme dans un équipement est centrale en matière de sécurité. On a montré que les instabilités hydrodynamiques semblent jouer un grand rôle dans le développement de l'explosion dans les enceintes et dans les canalisations mais il paraît nécessaire de développer des outils de modélisation adaptés pour en tenir compte. A l'heure actuelle, l'approche reste assez empirique mais les récents modèles de flammes plissées devraient pouvoir être appliqués dans l'avenir à des situations plus pratiques (Joulin et Cambray, 1992). Des examens très poussés de la propagation de la flamme dans ces géométries en tenant compte du facteur d'échelle doivent certainement être envisagés à cette fin. Enfin, on pourra aborder avec l'espoir de pouvoir la modéliser la situation de la propagation d'une flamme d'un volume à un autre via une canalisation de raccordement (enceintes « interconnectées »). Le schéma de propagation de l'explosion devient alors très complexe (Phylaktou et al., 1993 ; Lunn et al., 1996). Si le diamètre de la canalisation est suffisant, la combustion dans la première enceinte (celle où se situe la source d'inflammation) est loin d'être achevée au moment où la flamme pénètre dans le tube. En raison de la présence d'un écoulement (induit par la décharge de la première enceinte) puissant et donc turbulent dans la canalisation, la flamme s'accélère alors violemment en produisant un surplus soudain de pression notamment dans la première enceinte. Un jet puissant de réactifs est injecté dans la seconde enceinte pendant ces deux premières phases de l'explosion, augmentant à la fois la pression interne et le degré de turbulence. La flamme s'accélère dans la canalisation puis pénètre violemment dans la seconde enceinte. Une explosion très puissante peut alors y avoir lieu, caractérisée par une forte et très rapide augmentation de la pression si bien que l'écoulement peut s'inverser dans la canalisation. Un « retour de flamme » peut alors se produire dans la première enceinte où la combustion n'est pas achevée et induire une nouvelle et brusque augmentation de la pression.

Enfin tous ces travaux ont pour objectif de produire ou d'affiner les moyens d'évaluation et de réduction du risque ce qui peut se faire soit par la préparation de textes réglementaires soit par l'édition de guides soit par la production d'outils de simulation. On citera à cet égard EFFEX qui rassemble les connaissances relatives à la prédiction de la turbulence, à la propagation de la flamme et aux effets de pression associés.

10. Glossaire

BARPI	:	Bureau d'Analyse des Risques et des Pollutions Industrielles
BLEVE	:	Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion
CFD	:	Computational Fluid Dynamics
GPL	:	Gaz de Pétrole Liquéfié
TNO	:	The Netherlands Organisation of applied Scientific Research
TNT	:	Trinitrotoluène

11. Liste des symboles utilisés dans le texte

(dP/dt)	vitesse maximale d'augmentation de la pression pendant l'explosion dans une enceinte
A	surface d'évent offerte à la décharge
α	rapport des températures des produits de combustion et des réactifs (taux d'expansion volumique de la particule fluide à travers la flamme)
a	accélération de l'écoulement
A_0	surface de la flamme turbulente mesurée avec l'échelle ε_0 (écoulement moyen)
a_0	vitesse du son dans les réactifs
a_c, a_p	vitesse des ondes de déformation dans la cible et le projectile
A_f	surface de la flamme turbulente mesurée avec l'échelle ε_i (surface réelle de la flamme convoluée)
a_f	accélération de la flamme
$A_f(t)$	surface de flamme à l'instant t
A_m	surface de contact
A_p	facteur préexponentiel de la loi d'Arrhénius
A_s	surface interne de l'enceinte
a_s	diffusivité thermique du sol
a_{th}	diffusivité thermique d'un gaz (réactifs)
a_{thm}	diffusivité thermique moyenne des corps en frottement
β	$E/(R.T_{ad})$
B	coefficient de vaporisation de gouttelettes
C	concentration (molaire, volumique) d'un effluent qui se disperse dans l'atmosphère
c, o	ordres de la réaction de combustion vis-à-vis du combustible et du comburant
C_d	coefficient de décharge de l'évent
C_f^{∞}	concentration du combustible dans le mélange loin de la paroi
C_{fx}	coefficient de traînée
CME	concentration minimale explosive
C_{ox}^{∞}	concentration de l'oxygène dans le mélange loin de la paroi
C_p, C_m	chaleur spécifique massique moyenne des produits de combustion, d'un milieu biphasique

C_{part}	Concentration massique de particules par unité de volume de nuage
C_r	concentration molaire du réactif supposé unique (ou à défaut dans une réaction à deux agents, il s'agit du réactif déficitaire)
CSE	concentration supérieure explosive
C_{z1}, C_{z2}, C_t	constantes de la méthode k-epsilon
δ	dimension d'une petite perturbation initiale
D	plus petite dimension d'une enceinte, diamètre
D_{cr}	diamètre critique de flamme
D_f	coefficient de diffusion moléculaire du combustible dans le mélange
ΔGT^*	enthalpie libre de la réaction à la température T et à la pression de référence P+ (1 bar)
ΔH_{comb}	enthalpie de réaction (combustion) à T_0 par exprimée par unité de masse de mélange
D_n	diamètre de la nappe
D_{ox}	coefficient de diffusion moléculaire de l'oxygène dans le mélange
ΔP	surpression
d_p	diamètre des particules
$\Delta P_{red}, \Delta P_{re d'}$	surpression d'explosion dans une enceinte munie d'un évent (sans et avec canalisation de prolongement)
ΔP_{stat}	surpression d'ouverture de l'évent
D_q	distance de coincement
d_{susp}, d_{gaz}	densité d'une suspension de particules par rapport au gaz porteur, d'un gaz par rapport à l'air
ΔT	écart de température de flamme
D_t	coefficient de diffusion turbulente
ΔU	écart de vitesse
E	énergie d'activation de la réaction
ε	rugosité du sol
ε_0	échelle externe des structures de la flamme turbulente
E_a	énergie d'arrêt du projectile
E_{ci}, E_{cf}	énergie cinétique d'un projectile sur une cible avant et après l'impact
E_{frag}	énergie cinétique fournie aux fragments lors d'un frottement
E_{frict}	énergie mécanique dépensée dans un frottement
ε_i	échelle interne des structures de la flamme turbulente
ε_k	taux de dissipation de l'énergie turbulente
EMI	énergie minimale dissipée dans une étincelle qui permet l'inflammation

E_{pyr}	énergie d'activation de la pyrolyse
ε_r	coefficient de rugosité du sol
E_y	module d'Young
Φ	densité de flux (molaire, volumique) d'un effluent qui se disperse dans l'atmosphère
F	force de frottement
f	coefficient de frottement
Φ_f	densité de flux molaire du combustible vers la paroi
Φ_{jet}	diamètre d'injection
Φ_{ox}	densité de flux molaire de l'oxygène vers la paroi
γ	rapport des chaleurs spécifiques
g	accélération de la pesanteur
η	échelle de Kolmogorov
H	plus grande dimension d'une enceinte (hauteur, longueur)
h	profondeur de pénétration
η_0	épaisseur de la flamme laminaire
H_1	hauteur au sol de la base du nuage
H_2	hauteur au sommet du nuage
H_b	dureté d'un matériau
i, m, t	indices ("m" mélange et "t" total)
φ	richesse du mélange
K	nombre d'onde correspondant à Λ
κ	facteur d'étirement ou nombre de "Karlowitz"
k	énergie cinétique turbulente
k_0	facteur préexponentiel de la réaction d'Arrhenius de la réaction de pyrolyse
k_1, k_2	constantes dimensionnelles de prédiction de l'effet d'une canalisation de prolongement d'évent
K_c	nombre d'onde correspondant à Λ_c
K_e	taux d'étirement de la flamme
K_{ex}, K_{st}, K_g	violence de l'explosion (poussières, gaz)
$k_j(T_{ad})$	polynôme en T_{ad} donnant un coefficient d'émission pour l'espèce gazeuse j
K_o	S_l/S_{lad}

K_r	constante dans l'équation de bilan thermique de la flamme non adiabatique
L	échelle intégrale de la turbulence
Λ	longueur d'onde de la perturbation initiale
l	taille d'une classe de tourbillons de la cascade turbulente
$\lambda, \lambda_g, \lambda_f, \lambda_s$	conductibilité thermique d'un milieu, d'un gaz, à la température des produits de combustion, du sol
Λ_c	longueur d'onde critique
Le	nombre de Lewis du réactif déficitaire
L_f	longueur de frottement
LIE	limite inférieure d'explosivité
L_{mk}	longueur de Markstein
L_n	longueur du nuage
l_p	longueur d'absorption du rayonnement lumineux dans un gaz
LSE	limite supérieure d'explosivité
L_v	chaleur de vaporisation
μ	viscosité dynamique du fluide
m	masse de fluide contenue dans le volume considéré
M_i	masse molaire de l'espèce i
N	nombre de moles
N	force normale (d'appui)
v_f	coefficient stœchiométrique du combustible dans la réaction de combustion
v_{ox}	coefficient stœchiométrique de l'oxygène dans la réaction de combustion
P	pression à l'instant t
p	exposant traduisant la dépendance de A_p vis-à-vis de la température
P_0	pression initiale
P_1	premier pic de surpression (accélération des flammes en canalisation)
P_2	premier pic de surpression (accélération des flammes en canalisation)
P_k	production d'énergie cinétique turbulente
P_{max}	pression après l'explosion dans une enceinte close
q	puissance thermique prélevée par unité de volume
θ	angle entre la direction du projectile et la normale à la cible
Q^-	débit volumique de gaz expulsé par l'évent
Q^+	débit volumique de gaz produit

Q_c	puissance thermique dégagée par la combustion par unité de volume
Q_e	apport d'énergie par unité de temps
Q_{ext}	puissance minimale d'une source d'inflammation ponctuelle
q_f	puissance thermique dégagée par la friction
Q_{inj}, Q_{ind}	débits volumiques de fluide injecté et entraîné
q_l	débit d'épandage
Q_m	débit de particules
Q_p	pertes d'énergie par unité de temps
Q_r	chaleur de réaction par mole de réactif
q_s	densité de flux de chaleur transmise par le sol lors d'une évaporation de flaue
r	distance au centre d'une explosion, distance radiale
R	constante des gaz parfaits
$\rho, \rho_a, \rho_0, \rho_b, \rho_m, \rho_p, \rho_f$	respectivement les masses volumiques d'un corps dans un état quelconque, de l'air ambiant, initiale des réactifs, finale des produits de combustion, moyenne d'un milieu biphasique, du matériau des particules, d'un combustible
R_0	rayon de la charge explosive initiale
Re_c	nombre de Reynolds à transition laminaire-turbulent
Re_L	nombre de Reynolds associé aux grandes structures d'un écoulement turbulent
R_f	courbure locale du front de flamme
R_f	taille de la zone de frottement
R_u	courbure de l'écoulement
s	coordonnée le long du front de flamme
S	section d'une galerie
σ_0	constante de Boltzmann
S_c	vitesse de combustion (laminaire ou turbulente)
S_f	vitesse spatiale de la flamme
S_{fmax}	vitesse maximale de propagation de la flamme
S_l	"vitesse de combustion laminaire" ou "vitesse fondamentale de flamme"
S_{lad}	vitesse de combustion laminaire pour une flamme adiabatique
S_t	vitesse de combustion turbulente
t	temps

T, T_0, T_b	températures d'un fluide dans un état quelconque, initiale des réactifs,
T_{ad}, T_a, T_p	finale des produits de combustion et finale des produits de combustion adiabatique, d'un fluide dans une étincelle, d'une paroi
TAI	température d'inflammation dans une ambiance chauffée
τ_c	temps caractéristique de libération de l'énergie (temps d'induction)
τ_c	taux de cisaillement du fluide en écoulement contre une paroi
τ_c	temps de transit de la flamme dans une canalisation reliée à une enceinte
Tcme	température de flamme à la CME
τ_{diff}	temps caractéristique de réchauffage des réactifs dans la zone de préchauffage de la flamme
T_{eb}	température d'ébullition d'un liquide
T_{fmax}	température maximale de flamme
T_{infl}, T_{st}	température d'inflammation des réactifs, standard
τ_{part}	temps caractéristique de réchauffage des particules
τ_{pyr}	temps caractéristique de pyrolyse des particules
T_s	température du sol
TSI	température standard d'inflammation des atmosphères explosives (four de Godbert-Greenwald, ASTM)
U	vitesse du fluide
u'	écart-type des fluctuations de vitesse d'un écoulement turbulent
U^*	vitesse de frottement
u, v	harmoniques à la longueur d'onde Λ de l'écoulement amont selon respectivement les directions x et z
U_b	vitesse spatiale de la "bulle" équivalente à la flamme
U_{envol}^*	vitesse de frottement critique pour le soulèvement d'une couche de poussières par un écoulement
U_f	vitesse du fluide immédiatement en amont du front de la flamme
U_{int}	vitesse de déplacement d'une interface
U_{jet}	vitesse d'injection pneumatique
U_{susp}	vitesse d'écoulement au dessus de laquelle une suspension est formée
U_{susp}^*	vitesse de frottement critique pour le maintien en suspension
U_{turb}	vitesse à la transition laminaire-turbulent
V	la composante tangentielle du vecteur vitesse de l'écoulement dans un repère lié à la flamme
V	volume à l'instant t
V_0	volume initial

V_f	vitesse de frottement
$V_{imp,t}$, $V_{imp,n}$	vitesse d'impact (exposant "t" pour tangentiel et "n" pour normal)
w	taux de réaction chimique (mole de réactif/m ³ /s)
ω	pulsation d'une perturbation du front de flamme
x	direction perpendiculaire à la flamme (abscisse nulle sur la zone réactive et croissante dans le sens réactif-produits de combustion), distance axiale
$x_f(z,t)$	amplitude de la déflexion du front de flamme suite à une perturbation
X_i	fraction molaire du composant "i"
z	direction tangentielle au front de flamme, altitude au dessus du sol

12. Bibliographie

- A3E2Th, Aide-Mémoire du Thermicien , Institut Français du Pétrole, (1982)
- ALLSOP G., GUENAULT E.M. (1952), "The incendivity of electric sparks in relation to the characteristics of the circuit", 3rd Symp. (Int.) on Comb., pp. 314-352
- AMYOTTE P.R. (1985), " A review of the effects of turbulence on gas phase, dust and hybrid mixture explosions ", Technical report n°004, dept of Chem. Eng., technical University of Nova Scotia, Canada, juin 1985
- AMYOTTE P.R., CHIPPETT S., PEGG M.J. (1989), " Effects of turbulence on dust explosions", Prog Energy Comb. Sci., vol. 14, pp. 293-310
- AUBERT M., SIBOLOBOV N. (1955), "Chaleurs spécifiques et entropies des hydrocarbures et de quelques combustibles liquides", Pub. Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, Paris, n° 297
- BABUSHOK V.I., GOL'DSTEIN V.M., SOBOLEV V.A. (1990), "Critical conditions for thermal explosion with reactant consumption", Combust. Sci. Tech., vol. 70, pp. 81-89
- BAGNOLD R.A. (1943), "The physics of blown sand and desert dunes", Morrow, New-York
- BARTKNECHT W. (1986), "Pressure venting of dust explosions in large vessels", communication au 20th annual Loss Prev. Symp. , New Orleans, avril 1986
- BARTKNECHT W. (1987), " Explosionen ", Springer - Verlag
- BLOUQUIN R. (1996) : "Contribution à l'étude théorique des interactions entre combustion et rayonnement", thèse de doctorat de l'Université de Poitiers, Poitiers, France.
- BORGHI R. (1988), " Turbulent combustion modelling ", Prog. Energy Comb. Sci., vol. 14
- BORGHI R., DESTRIAUX M. (1998), " Combustion and flame-chemical and physical principles", Edition, TECHNIP
- BOUDALAA M., PROUST Ch. (1996), "Energie minimale d'inflammation des nuages de poussières combustibles", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte du ministère de l'Environnement
- BOUDALAA M., PROUST Ch. (1997), "Inflammation des nuages de poussières par décharges électrostatiques", Préventique-Sécurité, n°32, pp. 77-81
- BRADFORD B.W., FINCH G.I. (1990), "The mechanism of ignition by electrical discharges", Rapport interne de Imperial College of Science and Technology, Londres, U.K.
- BRADLEY B., MITCHESON A. (1976), " Mathematical solution for explosions in spherical vessels ", Comb. and Flame, vol. 26

BRADLEY D., MITCHESON A. (1978) : "The venting of gaseous explosion in spherical vessels I : theory", Comb. and Flame, vol 32.

BRADLEY et al. (1988) : "Burning rates in turbulent fine dust-air explosions", Proc. 22nd Symp. (Int.) on Combustion, pp. 1767-1775.

BUCKMASTER J. (1976), "The quenching of deflagration waves", Comb. And Flame, vol. 26, pp 151-162

CAMBRAY P., JOULIN G. (1994), " Length-scales of wrinkling of weakly forced unstable premixed flames ", Comb. Sci. and Tech., vol. 97, pp. 405-428

CANDEL S., VEYNANTE D., LACAS F., MAISTRET E., DARABIHA N., POINSOT T. (1990), "Recent advances in combustion modelling", Series on advanced in Mathematics for Applied Sciences", B. ed. Larrouturnou, Singapore

CARLETON F., BOTHE H., PROUST Ch., HAWKSWORTH S. (2000), "Prenormative Research on the use of Optics in Potentially Explosive Atmospheres", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte de l'Union Européenne et publiée par la Communauté Européenne sous la référence de contrat SMT4-CT96/2104

CATES A., SAMUELS B. (1991), " A simple assessment methodology for vented explosions ", J. Loss Prev. Process Ind., vol. 4

CHAINEAUX J., (2004), Formalisation du savoir et des outils dans le domaine des risques majeurs (DRA-35), Ω -14, Sécurité des procédés mettant en œuvre des pulvérulents combustibles, INERIS

CLARKE J.F. (1989), " Fast flames ", Prog. Energy Comb. Sci., vol. 15

CYBULSKI (1973), " Coal dust explosions and their suppression ", traduction de l'ouvrage polonais ref TT 73-54001 réalisée par les services du département américain de l'intérieur en 1975

DESHAIES B., JOULIN G. (1989), Comb. and Flame, vol. 77

DOLD J.W., JOULIN G. (1995), " An evolution equation modeling inversion of tulip flames ", Comb. and Flame, vol. 100

DONAT K (1971), "Auswal und Bemessung von Druckentlastungseinrichtungen für Staubexplosionen", Staub Reinh. Luft, vol. 31, pp.154-160

ECKHOFF R.K. (1991), " Dust explosions in the process industries ", Butterworth-Heinemann, Oxford

ECKHOFF R.K., ALFERT F., FUHRE K., MILLS J.D., PERDERSEN G.H. (1986), " Maize starch explosions in a 236 m3 experimental silo with vents in the wall ", rapport CMI ref CMI n° 863307-1, decembre 1986

ECKHOFF R.K., ALFERT F., FUHRE K., PEDERSEN G.H. (1988), "Maize Starch explosions in a 236 m3 experimental silo with Vents in the Silo Wall", J. Loss Prev. Process Ind., vol. 1

EVANS A.A. (1994), " Deflagrations in spherical vessels: a comparison among four approximate burning velocity formulae ", Comb. and Flame, vol. 97

FIELD P. (1982), " Dust explosions ", Handbook of Powder Technology, vol.4, Elsevier, ISSN 0167-3785

- FORTIER A. (1967), "Mécanique des suspensions", Monographies de mécanique des fluides et thermique, Editions Masson & Cie, Paris
- FOUCAUT J.M., STANISLAS M. (1995) : "Amélioration d'un critère d'envol de particules dans une couche limite turbulente", C.R. Acad. Sci. Paris, t.320, série II-b, pp. 387-390.
- FOUCAUT J.M., TANIÈRE A., STANISLAS M. (1996), "Critère de mise en suspension de particules dans une couche limite turbulente", C.R. Acad. Sci. Paris, t.322, Série lib, pp. 291-294
- FRENDI A., SIBULKIN M. (1990), "Dependence of minimum ignition energy on parameters", Combust. Sci. Tech., vol. 73, pp. 395-413
- GLASSMAN I. (1977), " Combustion ", Academic Press, London
- GLOR M. (1988), " Electrostatic hazards in powder handling ", Research studies Press LTD, John Wiley & sons Inc
- GOIX P.J., SHEPHERD I.G. (1993), " Lewis number effects on turbulent premixed flame structure ", Comb. Sci. and Tech., vol. 91, pp. 191-200
- HAUERT F., VOGL A. (1992), "Measurement of dust cloud characteristics in industrial plants", Progress report, CREDIT project
- HAUERT F., VOGL A., RADANDT S. (1994), " Measurement of turbulence and dust concentration in silos and vessels ", communication présentée au 6th Int. Coll. on Dust Explosions, Shenyang, août 1994
- HINZE J.O. (1975), " Turbulence ", 2nd edition, Mc Graw-Hill company, New-York, ISBN 0-07-029037-7
- HJERTAGER B., FUHRE K., BJORKHAUG M. (1988), " Concentration effects on flame propagation acceleration by obstacles in large-scale methane-air and propane-air vented explosions ", Comb. Sci. and Tech., vol. 62
- JONES S.A.S., THOMAS G.O. (1991), " Pressure hot-wire and laser doppler anemometer studies of flame acceleration in long tubes ", Comb. and Flame, vol. 87
- JOULIN G. (1986), Cours de DEA sur la théorie des flammes, ENSMA, Université de Poitiers
- JOULIN G. (1989), "Théorie des flammes de pré-mélange gazeux", Cours dispensé à l'Ecole de Combustion, Ile d'Oléron, octobre 1989
- JOULIN G., CAMBRAY P. (1992), " On a tentative approximate evolution equation for markedly wrinkled premixed flames ", Comb. Sci. and Tech., vol. 81, pp. 243-256
- KO Y., ANDERSON R.W., ARPACI V.S. (1991), "Spark ignition of propane-air mixtures near the minimum ignition energy part 1 : an experimental study", Comb. and Flame, vol. 83, pp. 75-87
- KWON S., WU M.S., DRISCOLL J.F., FAETH G.M. (1992), " Flame surface properties of premixed flames in isotropic turbulence", Comb. And Flame, vol. 88, pp. 221-238

LAURENDEAU N. (1982), "Thermal ignition of methane-air mixtures by hot surfaces : a critical examination", Comb. and Flame, vol. 46, pp. 26-49

LUNN Ch. (2002), « Frictional ignition of powders : a review », communication to E-forum SAFETYNET

LUNN G., BROOKES D.E., NICOL A. (1988a), "Using the Kst-nomographs to estimate the venting requirements in weak dust handling equipment", J. Loss Prev. Process Ind., vol. 1, pp. 123-133

LUNN G.A. , CROWHURST D., HEY M. (1988b), "The Effect of Vent Ducts on the reduced Explosion Pressures of vented Dust Explosions", J. Loss Prev. Process Ind., vol. 1

LUNN G.A., HOLBROW P.J. (1996), Development of dust explosion in interconnected vessels, Special issue of Powder Technology

MAISTRET E., CANDEL. S. (1989), "Recent developments in coherent flamelet description of turbulent combustion, Proc. 3rd Int. Confrence on Numerical Combustion, Antibes, France, may 1989

MALLARD E., Le CHATELIER H. (1883), "Recherches expérimentales et théoriques sur la combustion des mélanges gazeux explosifs", Ann. Mines, vol. 8, p.274

MARKSTEIN G.H. (1964), " Non-steady flame propagation ", Pergamon Press, Oxford, U.K.

MASS U., WARNATZ J. (1988), "Ignition process in hydrogen-oxygen mixtures", Comb. and Flame, vol. 74, pp. 53-69

MASSON F. (1998), "Explosion d'un silo de céréales", Rapport de synthèse, INERIS EMA-FMs-98-21FP30-07/07/98

Mc GEEHIN P., WEINBERG F., CARLETON F., BOTHE H., PROUST Ch., TORTOISHELL G. (1994), "Optical techniques in industrial measurement : safety in hazardous environments", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte de l'Union Européenne et publiée par la Communauté Européenne sous la référence 3365/1/0/165/90/8-BCR-UK(30)

MELLOR A.M., STOOPS D.R., RUDY T.P., HERMSEN R.W. (1990), "Optimisation of spark and ESD propellant sensitivity tests", Propellants, Explosives, Pyrotechnics, vol. 15, pp. 1-7

MIRELS H.(1984), "Blowing model for turbulent boundary layer dust ingestion", AIAA journal? Vol. 22, pp. 1582-1589

NETTLETON M.A. (1988), " The influence of turbulence of the flammability limits of dust-air clouds ", Prog. Astronautics Aeronautics, vol. 113

NORTH G.L., SANTAVICCA D.A. (1990), " The fractal nature of premixed turbulent flames ", Comb. Sci. and Tech., vol. 72, pp. 215-232

OWEN P.R. (1969), "Pneumatic transport", J. Fluid Mech., vol.39, pp. 407-417

PETERS N. (1986), " Laminar flamelet concepts in turbulent flames ", Comptes-rendus du 21st Symp. (Int.) on Comb., The Combustion Institute

PHYLAKTOU H., ANDREWS G.E. (1993), " Gas explosions in linked vessels ", J. Loss Prev. Process Ind., vol 6

PINEAU J.P. (1983),"Explosions de poussières dans des enceintes reliées à des canalisations", article présenté au colloque "Sichere Handhabung brennbarer Stäube", Nüremberg, Oct 1993

PINEAU J.P. (1985), " Evaluating electrostatic hazard ", EUROPEX symposium, Ansvers

PINEAU J.P., GILTAIRE M., DANGREAU J. (1976), " Efficacité des événements : étude expérimentale en récipients de 1, 10 et 100 m³ : influence de la nature de la poussière et de la présence d'une canalisation prolongeant l'événement ", cahier de notes documentaires de l'INRS, vol. 83

PINEAU J.P., GILTAIRE M., DANGREAU J. (1978), Emploi d'événements pour la protection contre les explosions de poussières, Communication présentée au Colloque sur la Sécurité dans l'industrie chimique tenu à Mulhouse, sept 1978

PINEAU J.P., PROUST Ch., RONCHAIL G. (1993), "Explosions de poussières : estimation du risque", Sécurité, Sciences et Techniques, vol. 1

PROUST Ch. (1985),"Brûleurs à induction atmosphérique", Mémoire de DEA de Mécanique, Université Claude Bernard, INSA, septembre 1985

PROUST Ch. (1988), "Contribution à l'étude des mécanismes de propagation des flammes dans les mélanges hétérogènes gaz-particules solides" , Doctoral thesis n° 129, University of Poitiers, France

PROUST Ch. (1989), "Dust explosions: risk assessment", 1st International Seminar on Dust Explosion Protection, Ansvers, Belgique, sept 1989

PROUST Ch. (1991), "Analyses des risques d'inflammation de mélanges air-grisou par l'impact de corps solides", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte de Charbonnages de France

PROUST Ch. (1992), "Méthode intrinsèque de qualification de l'explosivité des poussières combustibles", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte du ministère de l'Environnement

PROUST Ch. (1993), "Experimental determination of the maximum flame temperatures and of the laminar burning velocities for some combustible dust-air mixtures", 5th Int. Coll. on Dust Expl., Poland

PROUST Ch. (1994) : "Inflammation des mélanges gaz-particules au moyen d'un faisceau lumineux", rapport final de projet établi pour le Ministère de l'environnement et de l'aménagement du territoire

PROUST Ch. (1995), "Comment relier les différentes méthodes de dimensionnement des événements en fonction de la nature de l'installation industrielle", Document technique Interne de l'INERIS

PROUST Ch. (1996), "Dust explosions in pipes : a review", Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 9, pp. 267-277

PROUST Ch. (1997a), "Comment mettre en place des événements d'explosion", Séminaire à destination d'industriels organisé par "EUROFORUM", Paris, mars 1997

PROUST Ch. (1997b), "Ignition of dust-air particles by a light beam", Archivum Combustionis, vol. 17, pp. 8-18

PROUST Ch. (1997c) : "Les mécanismes des explosions de poussières", séminaire EUROFORUM-INERIS, Paris, octobre 1997.

PROUST Ch. (1998), "Violences d'explosions de poussières de lignite en chambre fermée et concentration d'oxygène limite - effet de la pression initiale", Rapport établi dans le cadre d'un projet JOULE III

PROUST Ch. (1999), "Explosions de poussières : études expérimentales des phénomènes et modélisation", Séminaire européen sur " Les explosions de poussières ", Metz, Palais des Congrès, Avril 1999

PROUST Ch. (2000a), "Flame kernel growth in a dust air mixture ignited by an electrical discharge", 28th (International) symposium on Combustion, Edinbourg, Ecosse, Août 2000

PROUST Ch. (2000b), "Prevoir les effets des explosions de poussières sur l'environnement : EFFEX un outil de simulation", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte du ministère de l'Environnement et très largement diffusé (Internet)

PROUST Ch. (2001), "Risque d'inflammation de vapeurs de kérosène par frottement mécanique", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte d'une société de l'industrie aéronautique

PROUST Ch. (2002a), "Laser ignition of dust clouds", J. Phys IV, vol. 12, pp. 79-88

PROUST Ch. (2002b), "Propagation d'une explosion dans un réseau d'enceintes et de canalisations", Rapport final établi pour le compte du Ministère de l'Environnement et du Développement Durable au titre du BCRD Autorisation de programme 1999 - Convention n°99-106

PROUST Ch. (2003), "Les explosions de poussières", cours de 3 eme cycle, ENSI de Bourges

PROUST Ch. (2004), « Formation, inflammation, combustion des atmosphères explosives (ATEX) et effets associés », mémoire d'HdR, Institut national Polytechnique de Lorraine, présenté le 12 février 2004

PROUST Ch. (2005), « The usefulness of phenomenological tools to simulat the consequences of dust explosions : the experience of EFFEX », Presented at the ESMG meeting, Nürnberg, 11-14 oct 2005

PROUST Ch. (2006), "Flame propagation and combustion in some dust air mixtures", J. Loss. Prev., vol.19, pp. 89-100

PROUST Ch. , BOUDALAA M., (2001), "Inflammation des nuages de poussières par des étincelles et des surfaces chauffées", Récents progrès en génie des procédés, vol. 15, pp. 63-72

PROUST Ch., POSTIC J. (1991), "Efficacité des arrêts-barrages déclenchés contre les explosions en cul-de-sac", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte de la CECA et publiée par la Communauté Européenne, contrat n° 7258/03/152/03

PROUST Ch., VEYSSIERE B. (1987), "New experimental apparatus for studying the propagation of dust-air flames", Progress in Astronautics and Aeronautics Series, vol. 113, pp.43-61

PROUST Ch., VEYSSIERE B. (1988) : "Fundamental properties of flames propagating in starch dust air mixtures", Comb. Sci. and Tech., vol 62, pp. 149-172.

RALLIS C.J., GARFORTH A.M. (1980), The determination of laminar burning velocity, Prog. Combust. Sci., vol. 6, pp. 303-329

RAVEAU D. (2002), "Contribution à l'étude des risques d'amorçage des atmosphères explosives par un frottement mécanique" , mémoire de DEA, Université Paris X, novembre 2002

ROTA R., CANU P., CARRA S., MORBIDELLI M. (1991), " Vented gas deflagration modelling: a simplified approach ", Comb. and Flame, vol. 85

ROUX P., (2000), Guide pour la conception et l'exploitation des silos de stockage vis-à-vis des risques d'explosion et d'incendie, INERIS

ROUX P., PROUST Ch. (1995), "Protection des culs-de-sac contre les explosions par arrêts-barrages déclenchés", Rapport final d'une étude réalisée pour le compte de la CECA et publiée par la Communauté Européenne, contrat n° 7262/32/226/03

ROUX P., PROUST Ch. (1998) ,"Modélisation d'explosion et définition de scénarios (cas des silos)", Séminaire à destination d'industriels organisé par "EUROFORUM", Paris, octobre 1998

ROUX P., PROUST Ch. (1999), "Adaptation, extension et promotion de la norme NFU54-540 de décembre 1986 intitulée « Sécurité des silos : atténuation des effets des explosions par les événements de décharge - calcul des surfaces d'événements »", rapport final pour le compte du Ministère de l'Industrie-SQUALPI, convention n° 96 2400051

ROUX P., PROUST Ch. (2003), "Méthode de protection contre les explosions : événements - explosions de poussières", Rapport final établi pour le compte du Ministère de l'Environnement et du Développement Durable

RZAL F., VEYSSIERE B. (1994) : "Propagation mechanisms of starch particles-air flames", Proc. 6th Int. Coll. on Dust Explosions, Shenyang, Chine, août 1994.

RZAL F., VEYSSIERE B., MOUILLEAU Y., PROUST Ch. (1991), " Experiments on turbulent flame propagation in dust-air mixtures ", Progress in Astronautics and aeronautics, vol 152

SHIROLKAR J.S., COIMBRA C.F.M., QUEIROZ Mc QUAY M. (1996), "Fundamental aspects of modelling turbulent particle dispersion in dilute flows", Prog. Energy Comb. Sci., vol. 22, pp. 363-399

SILVER R.S. (1937), " The ignition of gaseous mixtures by hot particles " ; Phil. Mag. S.7 vol.23

SIVASHINSKY G. (1988), "Cascade renormalisation theory of turbulent flame speeds", Comb. Sci; Tech., vol 62, pp. 77-96

- SLOANE T. (1989), "Ignition and flame propagation modeling with an improved methane oxidation mechanism", Combust. Sci. Tech., vol. 63, pp. 287-313
- SLOANE T. (1990), "Energy requirement for spherical ignitions in methane-air mixtures at different equivalence ratio", Combust. Sci. Tech., vol. 73, pp. 351-365
- SMOOT L.D., HORTON M.D. (1977), "Propagation of laminar flames in pulverized coal dust-air mixtures", Prog. in energy Comb. Sci., vol. 3, pp 235-258
- TAMANINI F. (1990), "Turbulence effect on dust explosion venting", Plant/Opération Progress, vol. 9
- TAMANINI F. (1998), "The role of turbulence in dust explosions", J. Loss Prevention, Process. Ind. , vol. 11, pp. 1-10.
- TEZOK F. KAUFFMAN C.W., SICHEL M., NICHOLLS J.A. (1985), " Turbulent burning velocity measurements for dust-air mixtures in a constant volume spherical bomb ", communication présentée au 10th ICDERS, Berkeley, août 1985
- THOMAS G.O., OKLEY G., BRENTON J. (1991), "Influence of the morphology of lycopodium dust on its minimum ignition energy", Comb. and Flame, vol. 85, pp. 526-528
- TONKIN P.S., BERLEMONT C.F.J. (1972), Dust explosions in a large scale cyclone plant, Internal report of the Joint Fire Research Organization, n° 942, July 1972
- TSUJI Y. (1984) : "Turbulence in gas-solid flows", Encyclopedia of Fluid Mechanics, chap. 9
- ÜNGÜT A., GORGEON A., GÖKALP I. (1993), " A planar laser induced fluorescence study of turbulent flame kernel growth and fractal characteristics ", Comb. Sci. and Tech., vol. 92, pp. 265-290
- URAL E.A. (1989), "Experimental measurement of the aerodynamic entrainmentability of dust deposits", 12th ICDERS, An Arbor, Michigan, USA, July 1989
- URAL E.A. (1992) : "Dust entrainmentability and its effect on explosion propagation in elongated structures", Plant Operation Progress, vol 11, pp. 176-181.
- US Dpt Of Agriculture (1980), "Prevention of dust explosions in grain elevators-an achievable goal"
- VEYSSIERE B., BOURIANNES R., PROUST Ch. (1994) : "Estimation of the temperature of starch-particle air flames", Proc. 14th Int. Coll. on Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Coimbra, Portugal, août 1993.
- VEYSSIERE B., PROUST Ch. (1990) : "Estimation of the laminar burning velocity of starch particles-air mixtures", Proc. 4th Int. Coll. on Dust Explosions, Porabka-Kozubnik, Pologne, novembre 1990.
- VYHNALLIKOVA J., HUILIER D., BURNAGE H. (1998), " Etude numérique de la dispersion des particules lourdes dans une couche limite turbulente ", C.R. de l'Académie des Sciences, vol. 326, série IIb
- WILLIAMS F.A. (1985), " Combustion theory : 2nd edition ", Benjamin/Cummings publishing company Inc., Amsterdam, ISBN 0-8053-9801-5

- WILLIAMS F.A. (2000), " Progress in knowledge of flamelet structure and extinction", Prog. Energy Comb. Sci., vol. 26, pp. 657-682
- WIRKNER-BOTT I., SCHUMANN S., STOCK M. (1992), " Dust explosion venting : investigation of the secondary explosion ", communication présentée au 7ème Int Symp on Loss Prev. Process Ind., Taormina, mai 1992
- WU Y., SIDDAL R.G. (1996), " A mathematical model for vented explosions in a cylindrical chamber ", Trans IChemE, vol 74, part B
- YOSHIDA A., ANDO Y., YANAGISAWA T., TSUJI H. (1994), " Fractal behaviour of wrinkled laminar flame ", " , Comb. Sci. and Tech., vol. 96, pp. 121-134
- ZHEN G., LEUKEL W. (1996), "Determination of dust-dispersion-induced turbulence and its influence on dust explosions", Combust. Sci. Tech., vol. 113-114, pp. 629-639