

RAPPORT D'ÉTUDE

23/06/2016

N° DRA-16-133610-06190A

**Formalisation du savoir et des outils dans le  
domaine des risques majeurs  
(EAT-DRA-76)**

**Les explosions non confinées de gaz et de  
vapeurs - Ω UVCE**

**INERIS**

*maîtriser le risque  
pour un développement durable*



**Formalisation du savoir et des outils dans le domaine des  
risques majeurs**

**(EAT-DRA-76)**

**Les explosions non confinées de gaz et de vapeurs -  $\Omega$   
UVCE**

**Direction des Risques Accidentels**

Liste des personnes ayant participé à l'étude : Jérôme DAUBECH, Emmanuel  
LEPRETTE, Christophe PROUST



## PREAMBULE

Les rapports Oméga sont la propriété de l'INERIS. Il n'est accordé aux utilisateurs qu'un droit d'utilisation n'impliquant aucun transfert de propriété.

Le rapport Oméga est établi sur la base des informations fournies à l'INERIS, des données (scientifiques ou techniques) disponibles et objectives et de la réglementation en vigueur, ainsi que des pratiques et méthodologies développées par l'INERIS. Bien que l'INERIS s'efforce de fournir un contenu fiable, il ne garantit pas l'absence d'erreurs ou d'omissions dans ces documents.

Ce rapport est destiné à des utilisateurs disposant de compétences professionnelles spécifiques dans le domaine des risques accidentels. Les informations qu'il contient n'ont aucune valeur légale ou réglementaire. Ce sont des informations générales et ne peuvent, en aucun cas, répondre aux besoins spécifiques de chaque utilisateur. Ces derniers seront donc seuls responsables de l'utilisation et de l'interprétation qu'ils feront des rapports. De même, toute modification et tout transfert de ces documents se fera sous leur seule responsabilité.

La responsabilité de l'INERIS ne pourra, en aucun cas, être engagée à ce titre. En toute hypothèse, la responsabilité de l'INERIS ne pourra être retenue que sur la base de la version française de ces rapports.

	Rédaction	Relecture	Vérification		Approbation
NOM	Jérôme DAUBECH	Franck PRATS	Emmanuel LEPRETTE	Frédéric MERLIER	Stéphane DUPLANTIER
Qualité	Ingénieur de l'unité Expérimentation et Modélisation en Explosion	Référent technique du pôle Analyse et Gestion Intégrée des Risques (AGIR)  Direction des Risques Accidentels	Responsable de l'unité Expérimentation et Modélisation en Explosion  Direction des Risques Accidentels	Délégué Appui à l'administration  Direction des Risques Accidentels	Responsable du pôle PHDS Direction des Risques Accidentels
Visa					



## TABLE DES MATIÈRES

<b>1. INTRODUCTION.....</b>	<b>3</b>
1.1 Les référentiels OMEGA.....	3
1.2 Domaine d'application et objectifs .....	3
1.3 Rappel succinct sur le phénomène étudié.....	4
1.3.1 Propagation de la flamme .....	4
1.3.2 Onde de pression.....	6
1.4 Démarche retenue.....	7
<b>2. ACCIDENTOLOGIE.....</b>	<b>9</b>
2.1 Port Hudson, 1970.....	9
2.2 Flixborough, 1974.....	9
2.3 Ufa, 1989.....	10
2.4 Saint Herblain, 1991 .....	11
2.5 Texas City, 2005.....	11
2.6 Buncefield, 2005.....	12
2.7 Enseignements.....	12
2.7.1 Les équipements concernés .....	12
2.7.2 Les enseignements tirés relativement à la phénoménologie .....	13
<b>3. PHENOMENOLOGIE D'UN UVCE.....</b>	<b>15</b>
3.1 Formation d'un nuage inflammable .....	15
3.2 Domaine d'inflammabilité .....	16
3.3 Sources d'inflammation .....	17
3.4 Vitesse de propagation de la flamme .....	18
3.4.1 Le taux d'expansion des produits de combustion .....	18
3.4.2 La vitesse de combustion .....	19
3.4.3 Vitesse de propagation de flamme.....	23
3.5 Perturbation de la flamme .....	24
3.5.1 Les perturbations « naturelles » des flammes : les instabilités de combustion .....	24
3.5.2 Perturbations des flammes induites par l'écoulement.....	27
3.5.3 La déformation de la flamme par les obstacles.....	29
3.5.4 Effets des hétérogénéités de richesse du nuage .....	36
3.6 Propagation des ondes de pression .....	43

3.6.1	Modèle théorique .....	43
3.6.2	Effet de la géométrie du nuage sur la propagation de la flamme .....	48
<b>4.</b>	<b>METHODE D'EVALUATION DES EFFETS DE PRESSION .....</b>	<b>51</b>
4.1	Méthode de l'équivalent TNT .....	51
4.1.1	Principes généraux .....	51
4.1.2	Effets de pression .....	52
4.1.3	Limites de l'équivalent TNT .....	53
4.2	Méthode CAM .....	54
4.2.1	Principes généraux .....	54
4.2.2	Atténuation des ondes de pression .....	56
4.2.3	Limite de la méthode CAM .....	56
4.3	Méthode Baker-Strelhow .....	57
4.3.1	Détermination de l'énergie d'explosion .....	57
4.3.2	Qualification de la violence de l'explosion .....	58
4.3.3	Courbes de décroissance de surpression aérienne .....	59
4.3.4	Limites de la méthode Baker Strelhow .....	60
4.4	Méthode Multi-Energie .....	61
4.4.1	Détermination de l'énergie des explosions élémentaires .....	62
4.4.2	Qualification de la violence de l'explosion .....	63
4.4.3	Courbes de décroissance de surpression aérienne .....	66
4.4.4	Limite de la Méthode Multi-Energie .....	67
4.5	Conclusion .....	68
<b>5.</b>	<b>RAFFINEMENT ET ADAPTATION DE LA METHODE MULTI-ENERGIE PAR L'INERIS .....</b>	<b>69</b>
5.1	Instabilité naturelle de flamme .....	69
5.2	Instabilité de Taylor .....	70
<b>6.</b>	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>73</b>
<b>7.</b>	<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>77</b>
<b>8.</b>	<b>ANNEXES .....</b>	<b>83</b>

# 1. INTRODUCTION

## 1.1 LES REFERENTIELS OMEGA

Les référentiels OMEGA constituent un recueil global formalisant l'expertise de l'INERIS dans le domaine des risques accidentels. Ce recueil concerne les thèmes suivants :

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

Ces rapports ont vocation à présenter les connaissances considérées comme consolidées au moment de leur rédaction. Ces rapports sont mis à disposition des acteurs de la maîtrise des risques d'accidents majeurs qui en feront bon usage sous leur responsabilité. Certains de ces rapports sont traduits en anglais en vue d'en favoriser leur diffusion. Les concepts exposés dans ces rapports n'ont pas vocation à se substituer aux dispositions réglementaires.

## 1.2 DOMAINE D'APPLICATION ET OBJECTIFS

Le présent rapport  $\Omega$ -UVCE expose une synthèse de l'état des connaissances sur le phénomène d'explosions non confinées de gaz et de vapeur (en anglais UVCE : Unconfined Vapour Cloud Explosion).

Les objectifs de ce document sont de présenter :

- les principaux accidents ayant conduit à des dégâts considérables et d'en extraire des enseignements quant au déroulement d'un UVCE,
- l'ensemble des conditions nécessaires à l'occurrence d'un UVCE et les principaux paramètres influençant la propagation de la flamme,
- une synthèse des principales méthodes disponibles pour estimer les distances d'effets de surpression engendrés par un UVCE et d'en exposer les limites,
- un synthèse d'autres approches « innovantes » pour le calcul des vitesses de flamme.

Deux cas pratiques sont présentés en annexe (Fiches 1 et 2). Cette annexe a vocation à être enrichie régulièrement par de nouvelles fiches, au fur et à mesure de l'avancement des connaissances et des situations pratiques rencontrées.

Ce document ne traite pas la modélisation du phénomène d'explosion confinée.

### 1.3 RAPPEL SUCCINCT SUR LE PHENOMENE ETUDIE

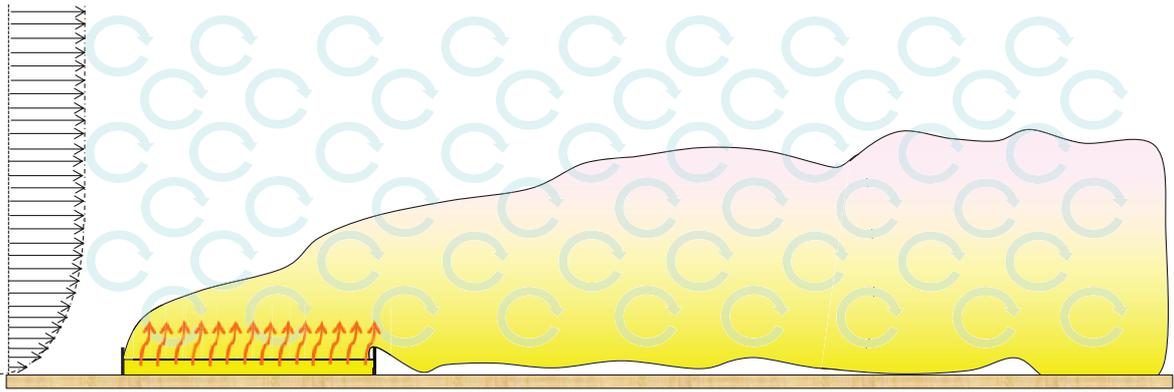
Nous nous intéressons, dans le cadre de ce document, au phénomène d'explosion non confinée de gaz et de vapeur et à l'estimation des effets de surpression engendrées par l'explosion.

#### 1.3.1 PROPAGATION DE LA FLAMME

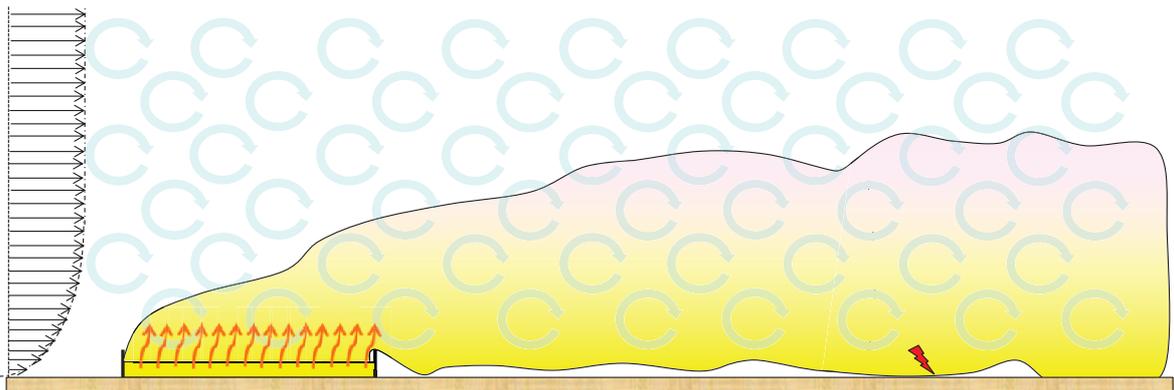
Quand un nuage non confiné gaz/vapeurs-air se forme (Figure 1a), la taille, la composition et le niveau interne d'agitation (la « turbulence ») dépendent du type de fuite qui en est l'origine. La prédiction de ces paramètres ne fait pas partie du périmètre de ce rapport mais il n'est pas inutile de signaler que, d'après des travaux récents (Pandya, 2009), l'incertitude d'un calcul d'UVCE pourrait dépendre pour moitié de la phase de prédiction des caractéristiques du nuage explosif. L'accès à ces grandeurs est décrit dans le rapport Oméga 12 (Dispersion atmosphérique-mécanismes et outils de calculs).

Si une source d'inflammation efficace est introduite à l'intérieur de la zone inflammable du nuage, celui-ci s'enflamme, et une flamme se propage de proche en proche à partir du point d'inflammation (Figure 1b). Sur son passage, la flamme transforme quasi instantanément les réactifs froids en produits de combustion très chauds (typiquement de 1 000 à 2 000°C) ce qui se traduit par une forte expansion volumique des gaz brûlés. Cette expansion volumique qui met l'atmosphère en mouvement à la manière d'un piston (ou d'un haut parleur) est responsable des effets de pression (Figure 1c-d). A l'air libre et à une distance donnée de l'explosion, les effets ressentis seront d'autant plus importants que le nuage qui explose est grand et que la vitesse d'expansion des gaz brûlés (visuellement c'est la « boule de feu ») est importante. En dehors de la détermination de la taille du nuage, qui sort du champ de ce rapport, il est essentiel de s'interroger sur les phénomènes qui affectent la vitesse de la flamme. Au moins trois mécanismes sont à l'œuvre et peuvent augmenter la surface locale de la flamme et donc le taux global de combustion ainsi que la vitesse de la flamme :

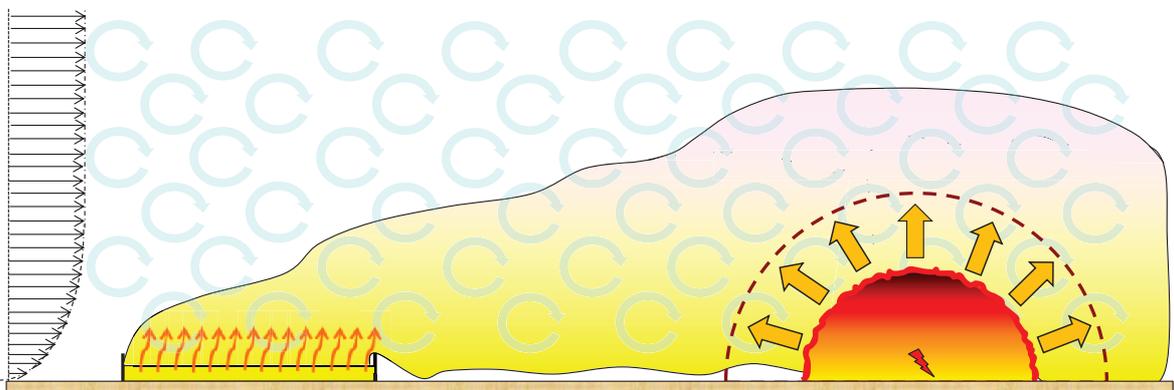
1. L'agitation de l'atmosphère (la « turbulence ») fait apparaître des tourbillons autour desquels s'enroule la flamme, ce qui a pour effet d'augmenter sa surface. La turbulence peut être induite par le frottement du vent sur des parois adjacentes ou le sol (turbulence « atmosphérique »), ou être induite par la quantité de mouvement de la fuite qui vient « percuter » l'atmosphère (turbulence de « jet »).
2. Les obstacles ont également un effet. Le souffle de l'explosion en passant à travers les obstacles y engendre une turbulence de sillage (Moen et al, 1980) (à la manière de la turbulence atmosphérique) qui augmente le taux de combustion. Ce positionnement est en partie à l'origine de la pratique d'usage de la méthode Multi Energie mais on verra que cette hypothèse n'est pas toujours appropriée.
3. Les instabilités naturelles (Bauwens et al, 2014) de la flamme sont aussi responsables d'une augmentation significative de la surface du front de flamme.



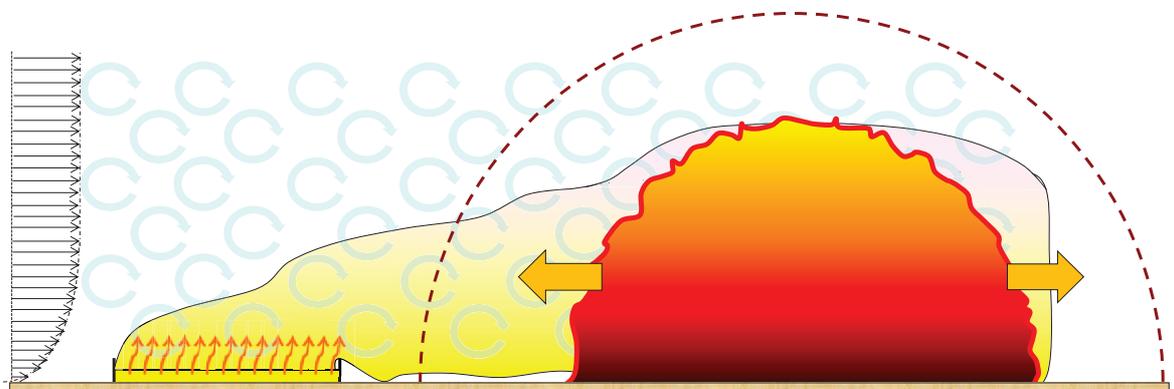
a-Formation du nuage inflammable



b-Inflammation



c-Propagation de la flamme à travers le nuage



d-Propagation des ondes de pression

Figure 1 : Déroulement d'un UVCE

### 1.3.2 ONDE DE PRESSION

Une onde de pression est produite par l'expansion de la boule de feu et cesse lors de son extinction. C'est donc un phénomène transitoire qui se propage vers l'extérieur à une vitesse comparable à celle du son. Tant que la flamme se développe, l'atmosphère environnante est mise sous pression ainsi que l'intérieur de la boule de feu. Une onde de surpression est alors émise. Lorsque la combustion s'arrête, la boule de feu doit se dépressuriser et rejoindre la pression atmosphérique ce qui est réalisé par une onde de raréfaction qui part du front de flamme et ralentit les gaz à la fois vers l'extérieur et vers l'intérieur. Ceci explique pourquoi l'onde de souffle est constituée d'une onde de pression et d'une onde de détente qui prennent le plus souvent la forme donnée sur la figure 2-a. Cette forme d'onde est appelée onde en « N ». Lorsque la vitesse de propagation de flamme atteint une vitesse de l'ordre de 120 m/s, l'onde de surpression générée est la composition d'une onde de choc et d'une onde en N (Figure 2-b). Lorsque la flamme se propage suffisamment vite, typiquement à une vitesse comparable à celle du son, les différentes ondes émises lors du développement de la flamme se rejoignent et fusionnent pour former un « front raide » typique des « ondes de choc » (figure 2-c). La physique des ondes de choc est bien connue et obéit à des lois relativement plus simples. Elles sont aussi plus faciles à produire et à reproduire expérimentalement si bien que les abaques ou base de données qui fournissent des niveaux de dégâts en fonction du niveau de surpression sont le plus souvent associés à des ondes de choc.

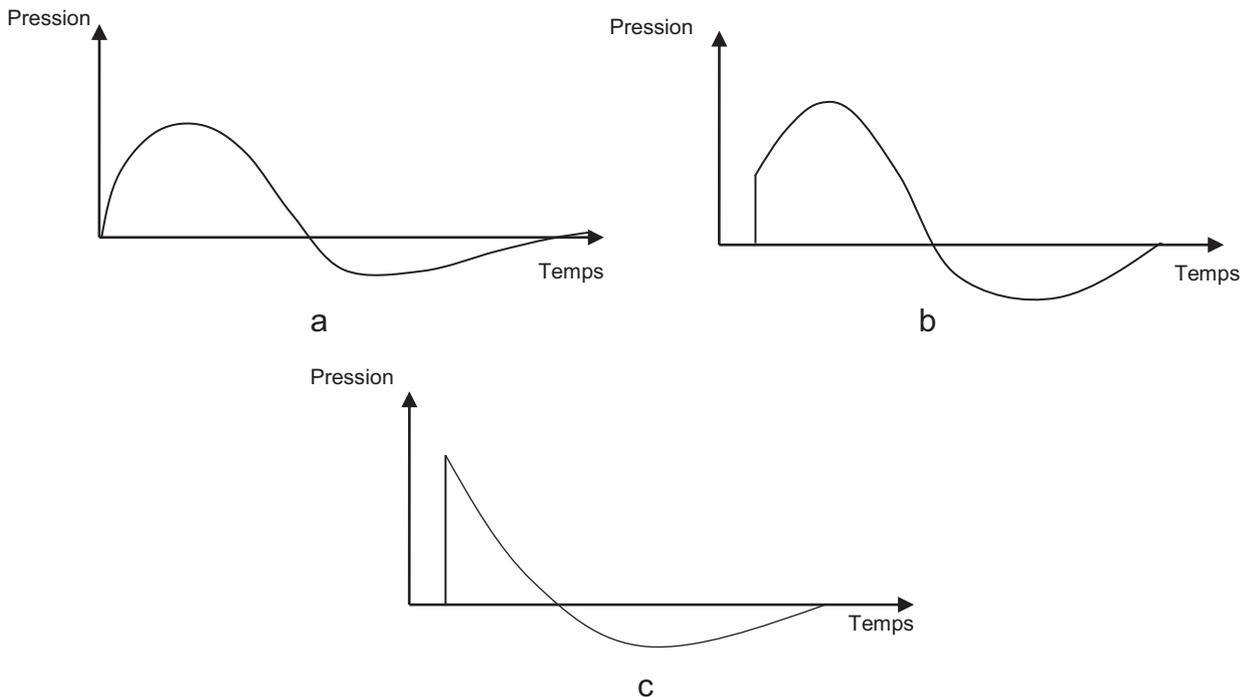


Figure 2 : Forme caractéristique des signaux de pression

Les méthodes d'évaluation des effets de surpression ont pour objectif d'estimer l'impact d'une explosion non confinée sur les biens et les personnes. Pour cela, la réglementation française (l'arrêté du 29 septembre 2005) a retenu les seuils suivant :

Pour l'homme :

- 20 hPa ou mbar : seuil des effets délimitant la zone des effets indirects par bris de vitres sur l'homme,
- 50 hPa ou mbar : seuil des effets irréversibles délimitant la « zone des dangers significatifs pour la vie humaine »,
- 140 hPa ou mbar : seuil des effets létaux, délimitant la « zone des dangers graves pour la vie humaine »,
- 200 hPa ou mbar : seuil des effets létaux significatifs délimitant la « zone des dangers très graves pour la vie humaine ».

Pour les structures :

- 20 hPa ou mbar : seuil des destructions significatives de vitres<sup>1</sup>;
- 50 hPa ou mbar : seuil des dégâts légers sur les structures,
- 140 hPa ou mbar : seuil des dégâts graves sur les structures,
- 200 hPa ou mbar : seuil des effets domino<sup>2</sup>,
- 300 hPa ou mbar : seuil des dégâts très graves sur les structures.

Dans le domaine des UVCE, il est relativement rare qu'on s'interroge sur les effets de rayonnement thermique de la boule de feu. Notons que si les températures atteintes peuvent être très élevées, la durée des boules de feu est très faible (quelques secondes pour les grands nuages) si bien que les effets thermiques dangereux restent a priori confinés au champ très proche. En revanche, un contact direct avec la flamme peut être à l'origine d'effets sur l'homme (brûlures) ou sur l'environnement (propagation d'un incendie). C'est pourquoi les effets thermiques sont déterminés à partir de longueur maximale de flamme, généralement assimilée à la distance à la LIE.

#### **1.4 DEMARCHE RETENUE**

Dans ce rapport sont résumées les réflexions conduites pas l'INERIS à propos de la phénoménologie de l'UVCE, des méthodes d'estimation des conséquences des UVCE établies sur la base des travaux expérimentaux conduits dans le cadre du programme d'appui ministériel et de résultats de recherche.

L'analyse des accidents (chapitre 2) les mieux documentés permet de focaliser l'attention sur les aspects importants des UVCE (chapitre 3) dont certains ont fait l'objet d'études spécifiques récentes à l'INERIS (chapitre 4). Ces travaux permettent de préciser davantage les indications (et contre indications) des méthodes traditionnelles d'évaluation des effets des UVCE (chapitre 5) et ouvrent des perspectives vers une amélioration de certaines d'entre elles (chapitre 6).

---

<sup>1</sup> La réglementation précise que, « compte tenu des dispersions de modélisation pour les faibles suppressions, il peut être adopté pour la suppression de 20 mbar une distance d'effets égale à deux fois la distance d'effet obtenue pour une suppression de 50 mbar »

<sup>2</sup> La réglementation précise qu'il s'agit du « seuil à partir duquel les effets domino doivent être examinés. Une modulation est possible en fonction des matériaux et structures concernés. ».

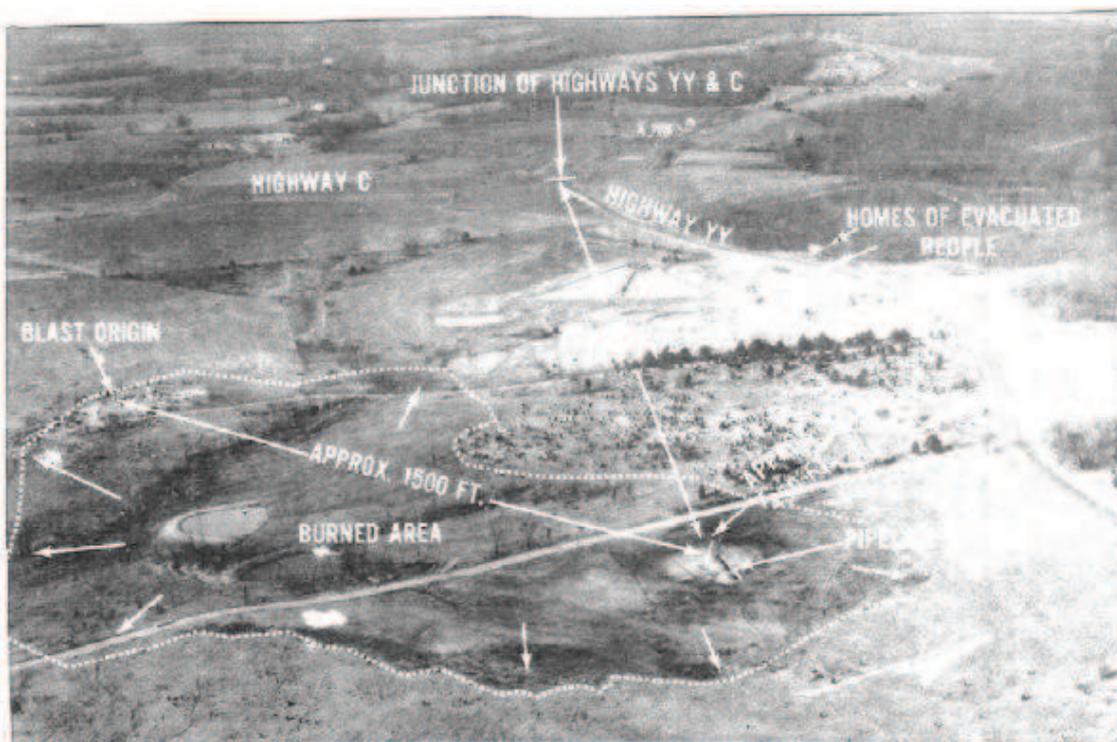


## **2. ACCIDENTOLOGIE**

Certaines explosions de type UVCE ont marqué les mémoires dont, parmi les plus récentes, les explosions de gaz à Port Hudson (1970), Flixborough (1974), Ufa (1989), St Herblain (1991), Texas City (2005) ou Buncefield (2005). Les circonstances de ces accidents sont relativement bien connues et ils ont fait l'objet d'analyses détaillées. Par ailleurs, les installations et les produits diffèrent, ce qui permet une exploitation « paramétrique ».

### **2.1 PORT HUDSON, 1970**

L'explosion a eu lieu le 9 décembre 1970 près de Port Hudson aux Etats Unis (rapport d'accident, Bureau of mines, 1973). La rupture d'un pipeline de 200 mm sous 66 bar a entraîné une fuite de propane liquide à un débit proche de 80 l/s pendant 24 min avant inflammation. La quantité de propane rejetée est de l'ordre de 120 000 litres. Un nuage plat d'un diamètre de 500 m se serait répandu sur un terrain vallonné de cultures et de bois (Figure 3). L'inflammation se serait produite dans un local en béton (10 m x 18 m).



*Figure 3 : Dégâts de l'accident de Port Hudson*

Les dégâts observés en champ proche et en champ lointain permettent d'établir un équivalent TNT de l'ordre de 50 tonnes avec une pression d'environ 1 bar dans le nuage et laisse supposé une détonation du nuage inflammable.

### **2.2 FLIXBOROUGH, 1974**

L'explosion a lieu le 1<sup>er</sup> juin 1974 dans l'usine chimique de Flixborough (Base Aria – Fiche 5611) au Royaume Uni. La rupture d'un tuyau de 700 mm de diamètre entraîne

une fuite de cyclohexane sous une pression de 10 bar pendant 20 à 40 s pour un déversement total de 100 tonnes environ. La fuite aurait engendré un jet avec des aérosols très turbulents à cause de la pression. Les experts pensent que le nuage formé aurait eu la forme d'un arc de cercle long de 300 m et épais de 10 m. Les circonstances de l'inflammation ne sont pas connues, la flamme se serait développée dans un environnement fortement encombré de tuyauteries (Figure 4).

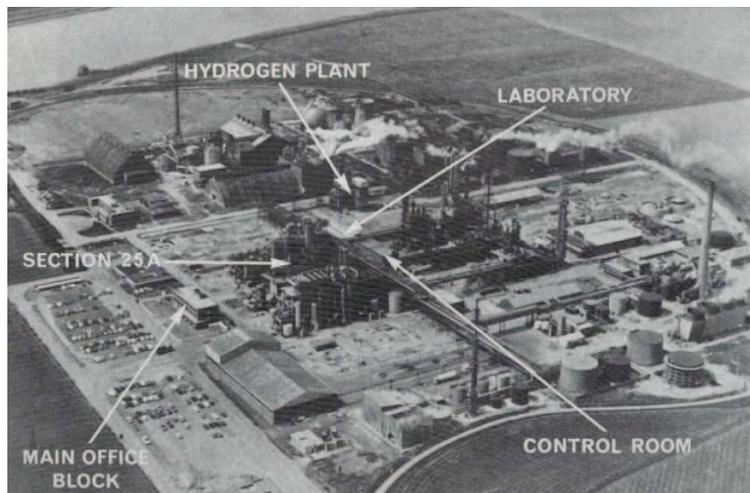


Figure 4 : Usine chimique de Flixborough

Des niveaux de surpression de l'ordre de 1 bar en bordure de nuage auraient été atteints et l'équivalent TNT pour les dégâts en champ lointain a été estimé à 15-20 tonnes.

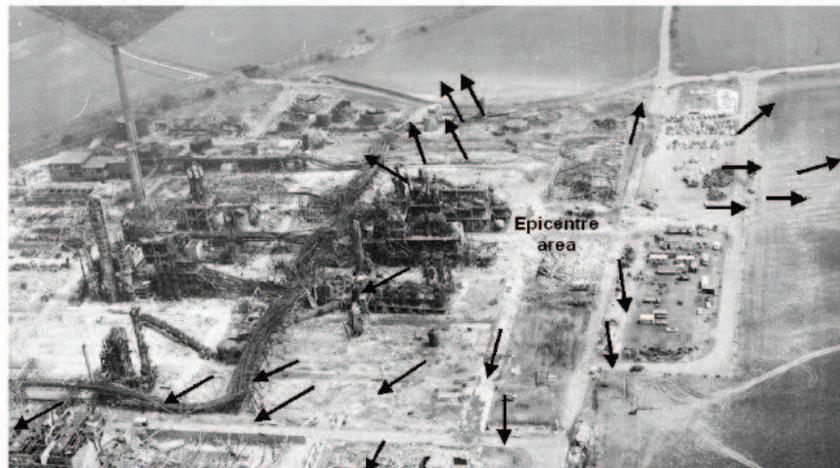


Figure 5 : Dégâts de l'accident de Flixborough

### 2.3 UFA, 1989

L'explosion a eu lieu le 4 juin 1989 dans l'Oural près de la ville d'Asha en Russie (Base Aria). La rupture d'un pipeline de 700 mm sous 38 bar a entraîné une fuite de GPL à un débit de 0,6 tonne/s pour une quantité rejetée totale comprise entre 2 000 et 10 000 tonnes pendant 70 min. Le nuage inflammable se serait répandu sur une surface de l'ordre de 2,5 km<sup>2</sup> dans un environnement fortement boisé. L'inflammation a été provoquée par un train passant sur la voie de chemin de fer à proximité du point de rejet.

Les dégâts en champ proche (wagons) permettent d'estimer des niveaux de surpression supérieurs au bar dans le nuage et un équivalent TNT de l'ordre de 250 à 300 tonnes en champ proche. Dans le champ lointain, des bris de vitres ont été constatés jusqu'à 15 km et permettent d'estimer un équivalent TNT de 10 000 tonnes.

## 2.4 SAINT HERBLAIN, 1991

L'explosion a eu lieu le 7 octobre 1991 sur le dépôt pétrolier de Saint Herblain en France (Lechaudel et al. 1995). Une fuite sur une conduite de soutirage de 12 pouces a entraîné le rejet de coupe de pétrole pendant environ 20 min. Le volume estimé du nuage inflammable est de l'ordre de 23 000 m<sup>3</sup>. La hauteur du nuage est estimée à 1,5 m. Le lieu de l'inflammation n'a pas été identifié. L'environnement dans lequel s'est développée l'explosion est relativement peu encombré excepté une aire de parking avec quelques camions

Les dégâts en champ proche permettent d'estimer des niveaux de surpression de l'ordre de 250 mbar dans le nuage et un équivalent TNT de l'ordre de 350 kg. Les bris de vitres à 2 km permettent d'estimer un équivalent TNT de l'ordre de 1 800 kg à 3 600 kg en champ lointain.

## 2.5 TEXAS CITY, 2005

L'explosion a eu lieu le 23 mars 2005 dans la raffinerie de Texas City aux Etats Unis (Investigation Report, March 2007). Un débordement par un système de mise à l'air a entraîné une fuite de coupe d'hydrocarbures C5-C7 à un débit estimé à 270 l/s pendant 2 mn soit une quantité totale rejetée de l'ordre de 28 700 litres. Le nuage inflammable se serait répandu sur une surface de l'ordre de 18 600 m<sup>2</sup> (rayon max 200 m) dans un environnement de raffinerie fortement encombré de tuyaux. Le lieu de l'inflammation n'a pas été déterminé avec précision.

Les dégâts en champ proche permettent d'estimer des niveaux de surpression supérieurs au bar dans les parties très encombrées du nuage (Figure 6) et à une tonne d'équivalent TNT.



Figure 6 : Dégâts de l'accident de Texas City

## 2.6 BUNCEFIELD, 2005

L'explosion a eu lieu le 11 décembre 2005 vers 6h30 sur le dépôt pétrolier de Buncefield (Buncefield Explosion Mechanism phase 1, 2009 - [www.buncefieldinvestigation.gov.uk](http://www.buncefieldinvestigation.gov.uk)). Le débordement par le toit d'un bac d'essence entraîne le déversement de 180 tonnes d'essence qui parvient à s'échapper de la cuvette de rétention. Ce déversement s'accompagne de la formation d'un aérosol et d'une nappe de liquide s'évaporant sur une grande surface. L'atmosphère est très stable avec une vitesse de vent inférieure à 1 m/s. La surface au sol du nuage inflammable a été estimée à 120 000 m<sup>2</sup>, soit environ un rayon de 200 m autour du point de fuite. La hauteur estimée du nuage est de l'ordre de quelques mètres. Les témoignages, des éléments visuels (vidéo surveillance) et l'examen de la chronologie des événements suggèrent fortement que l'inflammation aurait eu lieu dans la pomperie incendie adjacente au réservoir « fuyard » au moment du démarrage des pompes. L'environnement dans lequel se développe l'explosion est relativement dégagé avec un faible taux d'encombrement comprenant les bacs d'hydrocarbures, 2 rangées de taillis bordant une route, quelques bâtiments et un parking de quelques voitures (Figure 7).



Figure 7 : Dégâts de l'accident de Buncefield

Dans la zone du nuage, les indices suggèrent que les niveaux de surpression auraient été de l'ordre de 2 bar (Figure 7). A proximité immédiate (moins de 500 m) mais hors du nuage, les dégâts observés correspondraient à une charge d'équivalent TNT de 7 tonnes et à des dizaines de tonnes à grande distance (1 à 2 km).

Des interrogations subsistent sur le déroulé précis de l'accident. Des nouveaux travaux ont été publiés récemment à ce sujet (Buncefield Explosion Mechanism phase 2, 2014 - [www.buncefieldinvestigation.gov.uk](http://www.buncefieldinvestigation.gov.uk)).

## 2.7 ENSEIGNEMENTS

### 2.7.1 LES EQUIPEMENTS CONCERNES

La situation type est celle d'une fuite massive de produits inflammables conduisant soit à l'évaporation de nappe de liquide, soit à un jet gazeux avec éventuellement la formation d'un aérosol. Ainsi, l'ensemble des équipements contenant un fluide inflammable tels que réservoirs, réacteurs, canalisations, ...peut être le siège d'une fuite.

Les causes de fuites sont diverses et ne peuvent être identifiées que par la mise en œuvre d'une analyse de risques de façon à définir notamment les conditions de fuite

(diamètre, pression, hauteur, ...) et donc le terme source de la dispersion du nuage inflammable.

## 2.7.2 LES ENSEIGNEMENTS TIRES RELATIVEMENT A LA PHENOMENOLOGIE

La plupart des hydrocarbures concernés par ces accidents ont des propriétés de combustion similaires : voir les vitesses fondamentales de combustion Slad (vitesse de consommation des réactifs en l'absence de turbulence) et taux d'expansion  $\alpha$  de ces produits de combustion (Tableau 1 suivant).

Produit	Slad (m/s)	$\alpha$
Propane	0.53	8.1
Butane	0.5	8.15
Pentane	0.52	8.2
Hexane	0.52	8.22
Heptane	0.52	8.25
Essence	0.5	8.2

Tableau 1 : Vitesses fondamentales de combustion et taux d'expansion

Les caractéristiques principales des accidents sont résumées dans le Tableau 2 suivant.

Localisation	Nuage (m <sup>3</sup> )	Energie disponible (MJ) (1)	Equivalent TNT (Tonnes)	Energie de pression (MJ) (2)	Ratio % (2)/(1)	Surpression maximum (bar)
Buncefield	360 000	1 260 000	7	30 000	2	1-2
Flixborough	350 000	1 230 000	20	84 000	8	
Port Hudson	590 000	2 060 000	50	210 000	10	
Ufa	25 000 000	75 000 000	1000	41 800 000	55	>> 1
Texas city	100 000	350 000	1	4 180	2	>>1
St Herblain	23 000	80 000	3,5	15 000	18	<< 1

Tableau 2 : Synthèse des accidents

La comparaison faite entre l'énergie disponible dans le nuage inflammable et l'énergie de pression déduite de l'équivalent TNT montre qu'il n'y a pas de lien direct entre l'inventaire des fuites (volume inflammable taille du nuage inflammable) et la sévérité de l'accident. De plus, les rendements d'explosion (ratio entre l'énergie de pression et l'énergie disponible dans le nuage) diffèrent grandement d'un accident à l'autre alors que la réactivité des produits inflammables impliqués dans les accidents recensés ici est similaire. Ces deux points soulignent l'importance des conditions dans lesquels se déroule l'accident. A titre d'exemple, les conditions d'inflammation du nuage ont une influence significative. En effet, l'accident de Port Hudson a montré

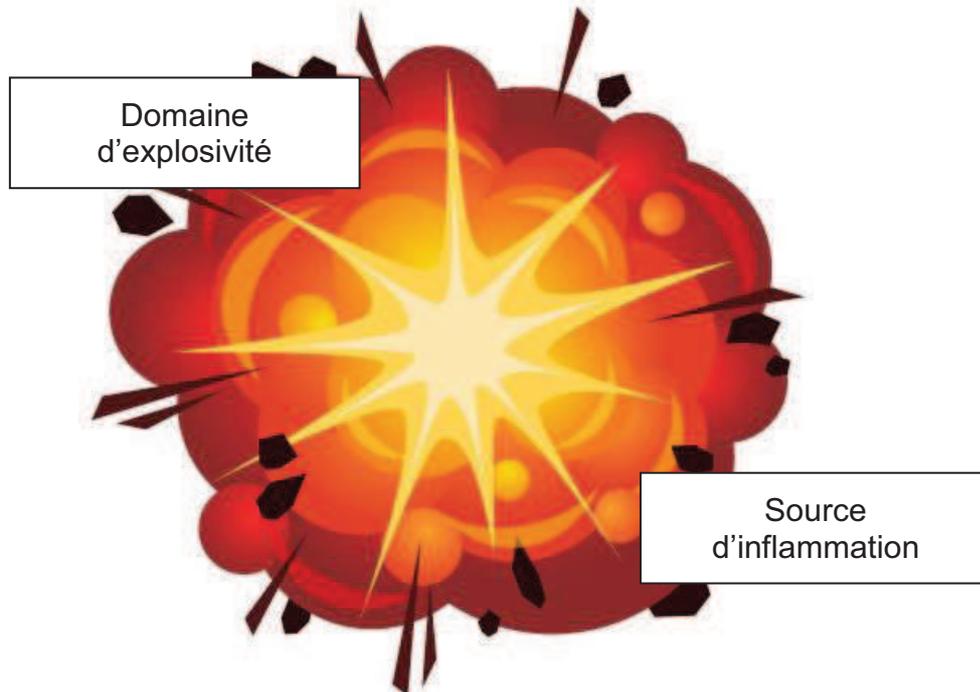
qu'une inflammation confinée dans un local peut être à l'origine d'une possible transition vers la détonation alors que l'environnement dans le lequel se développe la flamme est peu encombré (circonstances similaires à l'accident de Buncefield).

L'encombrement que rencontre la flamme sur son parcours a également une influence significative. En effet, dans les accidents de Flixborough ou de Texas city, le fort encombrement des raffineries a entraîné des niveaux de surpression très importants de plusieurs bars dans le nuage.

Il est noté que, dans la majorité des accidents, 2 équivalents TNT pour le même accident ont été estimés à partir des dégâts observés en champ proche ou en champ lointain. Par exemple pour Buncefield, un équivalent TNT en champ proche est de 7 tonnes. Il est de l'ordre de quelques dizaines de tonnes en champ lointain. Il en est de même pour des accidents comme Saint Herblain où l'équivalent TNT en champ proche est de l'ordre 350 kg et compris entre 1800 et 3600 kg en champ lointain. Cela pose une question quant au développement de la flamme et à sa traduction en pression dans le champ lointain. En effet, l'énergie de pression déduite en champ proche serait plus faible de celle déduite en champ lointain alors que le développement de la flamme est le même. Ainsi, une question se pose quant à l'influence de la topographie et des conditions météorologiques sur la propagation de l'onde de pression en champ lointain.

### **3. PHENOMENOLOGIE D'UN UVCE**

On rappelle que plusieurs conditions doivent être réunies simultanément pour qu'un UVCE soit possible (Figure 8). Il faut ainsi que soient mis en présence un combustible (gaz, vapeurs, ...) et un comburant (oxygène de l'air par exemple), qu'ils soient intimement mélangés (formation d'un "nuage") dans des proportions adéquates ("domaine d'explosivité") et que ce mélange dès lors inflammable soit en contact avec une source d'inflammation "efficace" c'est-à-dire dont les caractéristiques permettent effectivement l'amorçage de la flamme.



*Figure 8 : Conditions minimales requise pour une explosion*

#### **3.1 FORMATION D'UN NUAGE INFLAMMABLE**

La prédiction des caractéristiques des nuages inflammables n'entre pas dans le champ du présent rapport. Il est néanmoins utile de rappeler quelques ordres de grandeur.

Dans le cas d'une fuite de gaz sous pression, les mécanismes de formation du nuage sont ceux des jets dans lesquels l'atmosphère environnante est entraînée par le gaz de telle manière que la quantité de mouvement globale est conservée. La turbulence et les phénomènes de mélange résultent de cette quantité de mouvement et sont particulièrement intenses. De nombreux aspects de ce type de nuages ont été abordés (Chaineaux, 1993; Ruffin, 1994a, 1994b) qui permettent de se faire une idée raisonnable de leurs caractéristiques (forme, turbulence..). Par exemple, une fuite de méthane sous une centaine de bar par un orifice de 50 mm conduit à la formation d'un panache inflammable dont l'extension maximale est de l'ordre de quelques dizaines de mètres avec un niveau de turbulence interne quasiment maximal.

Dans le cas de l'épandage d'un liquide combustible sous une pression modérée, le nuage se forme par évaporation de la nappe qui découle de la fuite de liquide. L'évaporation par transfert de masse et la dispersion dans l'atmosphère sont induites par les mouvements convectifs naturels de l'air. La dispersion est lente et l'extension des nuages peut être plus importante que dans le cas d'une fuite sous pression. En revanche, l'agitation interne est très faible. Des phénomènes externes (par exemple les obstacles) doivent être présents dans ce type de nuage pour accélérer la flamme et obtenir des effets d'explosion significatifs.

### 3.2 DOMAINE D'INFLAMMABILITE

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. Il est bordé par la Limite Inférieure d'Explosivité (LIE) dans la région des mélanges pauvres et par Limite Supérieure d'Explosivité (LES) dans la région des mélanges riches.

Le Tableau 3 indique des domaines d'inflammabilité de quelques gaz industriels couramment utilisés. On rappelle que ces valeurs dépendent de la température du nuage.

Gaz	LIE (%vol)	LSE (%vol)	Stœchiométrie (%vol)
méthane	5	15	9,5
éthane	3	15,5	5,6
propane	2,1	9,5	4,0
butane	1,3	8,5	3,1
hydrogène	4	75,6	29,5
cyclohexane	1,2	8,3	2,3
ammoniac	16	25	22

Tableau 3 : Domaines d'inflammabilité et stœchiométrie<sup>3</sup>

<sup>3</sup> La stœchiométrie est la proportion de gaz combustible dans l'air pour laquelle la combustion est complète

### 3.3 SOURCES D'INFLAMMATION

Une source d'inflammation "efficace" doit être mise au contact du nuage. Divers phénomènes sont susceptibles de provoquer une inflammation, mais deux grandes catégories de sources d'inflammation sont évoquées de manière récurrente dans les analyses d'accidents :

- les sources d'origine électrique :
  - les étincelles et les échauffements par effet joule induits par les matériels électriques,
  - les étincelles engendrées par une décharge d'électricité statique.
- les zones dans lesquelles se produisent une élévation de température :
  - 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 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,
  - d'autres zones chaudes pouvant recouvrir plusieurs phénomènes qui se traduisent par une élévation importante de la température (quelques centaines de degrés) d'une surface matérielle.

Pour caractériser le potentiel d'inflammation de ces sources, on a recours à deux paramètres indépendants qui caractérisent la sensibilité des atmosphères explosives à l'inflammation par une étincelle (notion d'énergie minimale d'inflammation : EMI) d'une part et dans une ambiance chauffée d'autre part (notion de température d'auto-inflammation : TAI). Ces paramètres (Tableau 4) ne dépendent quasi-exclusivement que de la nature de l'atmosphère explosive.

On s'interroge souvent sur l'effet de l'énergie de la source d'inflammation sur la puissance de l'explosion. La plupart des sources citées sont de très petites dimensions (par rapport au nuage), donc l'énergie déposée n'aura que peu d'effet dans le cas où la source est amorcée à l'air libre en dehors de tout confinement. En revanche, si l'inflammation se produit dans un confinement, un jet de produits de combustion peut sortir de ce confinement et amorcer très violemment le nuage externe. Des cas de transition vers la détonation ont été observés en laboratoire (Moen et al, 1989).

Gaz et vapeurs	Température d'auto – inflammation dans l'air (°C)	Energies minimales d'inflammation (µJ)
Acétylène	305	17
Acétone	535	1150
Butane	285	250
Ethane	510	250
Ethylène	485	70
Hydrogène	545	17
Hexane	225	288
Méthane	535	300
Méthanol	460	140
Monoxyde de carbone	600	30
Oxyde de d'éthyle	180	200
Propane	480	240
Essence 100/130	435	230

Tableau 4 : Energies minimales d'inflammation et température d'auto-inflammation de certains gaz (d'après Les Mélanges Explosifs, INRS)

### 3.4 VITESSE DE PROPAGATION DE LA FLAMME

Selon la phénoménologie décrite au paragraphe 1.3.1, les effets d'une explosion sont d'autant plus marqués que le taux d'expansion thermique des produits de combustion est grand et que la vitesse de transformation des réactifs en produits de combustion est importante.

#### 3.4.1 LE TAUX D'EXPANSION DES PRODUITS DE COMBUSTION

En principe, le taux d'expansion volumique  $\alpha$  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 :

$$\alpha = \frac{\rho_0}{\rho_b} \approx \frac{T_b}{T_0} = \frac{\Delta H_{comb}}{c_p \cdot T_0} + 1$$

Équation 1

où :

- $\Delta H_{\text{comb}}$  est l'enthalpie de réaction (combustion) à  $T_0$  exprimée par unité de masse de mélange ;
- $T_0$  et  $T_b$  sont respectivement la température des réactifs et des produits de combustion dans l'hypothèse d'une réaction adiabatique ;
- $\rho_0$  et  $\rho_b$  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 ", qui ne dépend que de la composition du mélange et peu de la manière dont la flamme se propage. Il est typiquement compris entre 5 et 8 pour des hydrocarbures usuels mélangés à l'air. La Figure 9 illustre l'évolution du taux d'expansion des gaz brûlés en fonction de la composition du mélange.

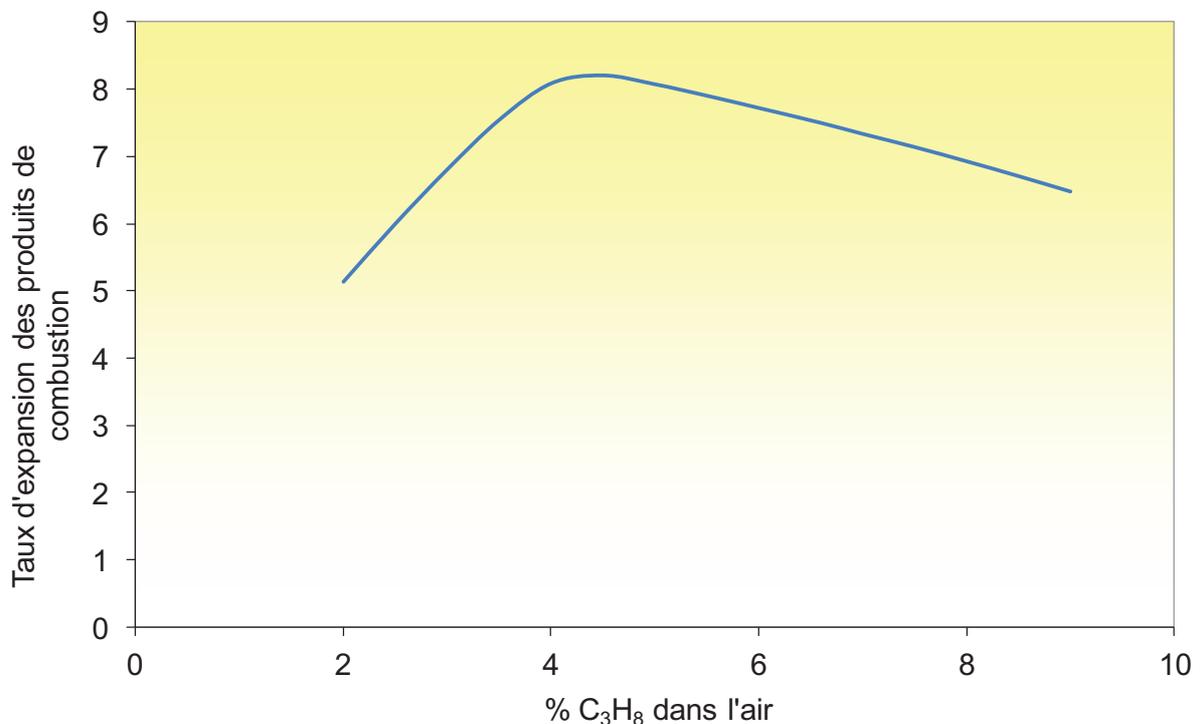


Figure 9 : Exemple d'évolution du taux d'expansion des gaz brûlés en fonction de la concentration en propane

### 3.4.2 LA VITESSE DE COMBUSTION

Par définition, la vitesse de combustion est la vitesse avec laquelle la flamme progresse par rapport aux réactifs. Il est commode de la considérer comme le taux de consommation des réactifs exprimé en m<sup>3</sup> de mélange consommé par m<sup>2</sup> de surface de flamme et par unité de temps. Dans le contexte des explosions non confinées, la flamme a une géométrie simple, telle une demi-sphère qui se propage

de façon isotrope à partir du point d'inflammation situé au niveau du sol<sup>4</sup>. En réalité, le plus souvent, la surface du front de flamme sur cette demi-sphère est fortement convoluée, couverte de structures transitoires qui augmentent en moyenne la surface de la réaction par rapport à une situation non perturbée où la flamme serait une interface lisse hémisphérique. Pour tenir compte de cette spécificité, la flamme est dite turbulente et des relations statistiques sont utilisées pour relier la « vitesse de combustion turbulente » à la vitesse de combustion laminaire correspondant à la situation non perturbée (Proust, 2004).

Dans un prémélange gazeux parfaitement au repos (situation non perturbée), les produits de combustion transmettent la chaleur aux réactifs par conduction thermique (Lewis & von Elbe, 1987). La combustion obéit aux lois classiques de la thermocinétique (équilibre thermodynamique, lois d'Arrhénius). Comme tous ces paramètres sont des propriétés intrinsèques du mélange, la vitesse de combustion doit être également une propriété intrinsèque du mélange : c'est la vitesse de combustion laminaire, ou "vitesse fondamentale de flamme",  $S_{lad}$ , qui joue un rôle central dans les processus de combustion. Quelques valeurs de  $S_{lad}$  sont données dans le Tableau 5 pour quelques gaz usuellement rencontrés dans l'industrie (NFPA 68 version 2002). Pour le méthane,  $S_{lad}$  est de l'ordre de 0,4 m/s. Elle est de l'ordre de 0,52 m/s pour le propane et 3,12 m/s pour l'hydrogène en combustion quasi stœchiométrique dans l'air. Sachant que le taux d'expansion  $\alpha$  des produits de combustion pour tous ces réactifs est de l'ordre de 8, la vitesse théorique d'une flamme hémisphérique se propageant dans ces différents mélanges au repos serait de 3 m/s pour le méthane, 4 m/s pour le propane et 25 m/s pour l'hydrogène. Toutes choses égales par ailleurs, les explosions non confinées d'hydrogène sont susceptibles de produire des effets 60 fois plus importants que pour le méthane. Ce point illustre la grande importance de la réactivité propre du mélange dans l'évaluation des effets de l'explosion non confinée.

---

<sup>4</sup> Cette hypothèse est conservatrice car elle permet de maximiser la trajectoire de la flamme.

Gaz combustible mélangé à l'air en proportion stœchiométrique	Vitesse de combustion laminaire $S_{lad}$ (m/s)
Hydrogène	3,3
Méthane	0,4
Ethane	0,47
Propane	0,46
Butane	0,45
Pentane	0,46
Hexane	0,46
Heptane	0,46
Acétylène	1,66
Ethylène	0,8
Propylène	0,66
Butylène	0,51
Benzène	0,48
Cyclohexane	0,46
Ammoniac	0,07

Tableau 5 : Vitesse de combustion laminaire<sup>5</sup> de quelques gaz en proportion stœchiométrique avec l'air (NFPA 68, 2002)

Il est à noter également que les vitesses laminaires de flamme sont fortement dépendantes de la concentration du nuage inflammable, comme l'illustre la Figure 10. La vitesse de combustion est maximale pour des concentrations voisines de la stœchiométrie ( $\phi=1$ ) et décroît notablement à mesure que la concentration s'approche des limites d'inflammabilité.

---

<sup>5</sup> Les valeurs des vitesses fondamentales de flamme (Tableau 5) sont des ordres de grandeurs considérées comme acceptables mais qui peuvent varier selon les auteurs.

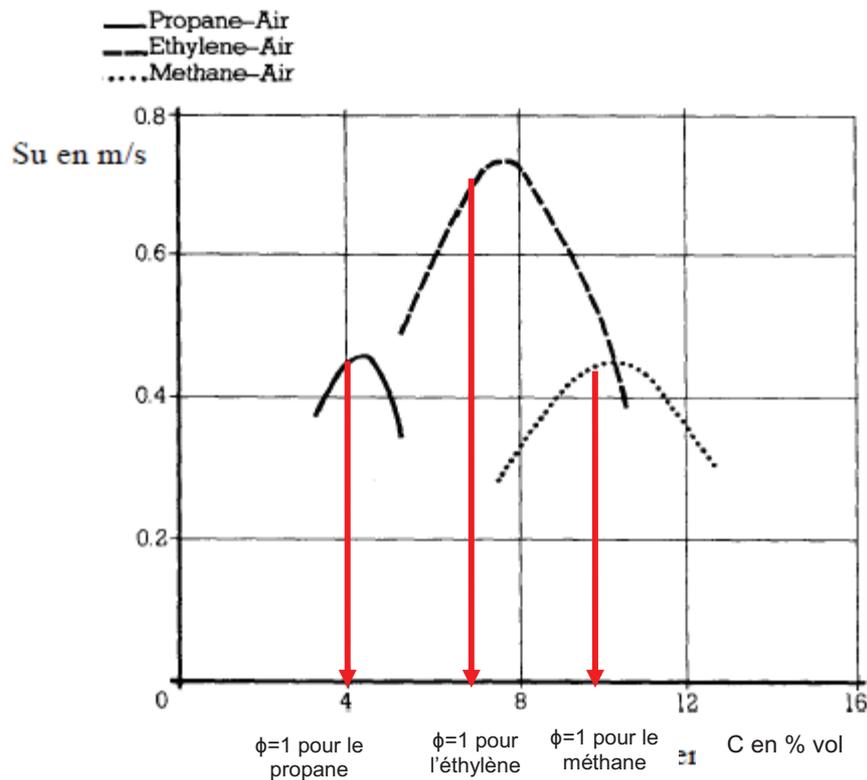


Figure 10 : Evolution, en fonction de la concentration volumique C en gaz combustible, de la vitesse fondamentale de flamme de quelques mélanges inflammables (Lewis et Van Elbe, 1987)

Un second paramètre caractéristique de la flamme laminaire est l'épaisseur du front de flamme que l'on définit traditionnellement comme le rapport entre la diffusivité thermique  $\alpha_{th}$  dans les gaz frais et la vitesse de combustion laminaire  $S_{lad}$  :

$$\eta_0 = \alpha_{th} / S_{lad}$$

Équation 2

Remarquons que la vitesse de combustion laminaire,  $S_{lad}$ , dépend non seulement de la richesse, mais aussi des conditions de pression et de température, selon une loi empirique (Andrews & Bradley, 1972) :

$$S_{lad1} = S_{lad0} \times \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^a \times \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^b$$

Équation 3

où :

- les indices 0 et 1 sont employés pour repérer deux couples de conditions pression - température,
- $P_0$  et  $P_1$  sont des pressions en Pa,
- $T_0$  et  $T_1$  des températures en K,
- $S_{lad1}$  est la vitesse de combustion laminaire en m/s dans les conditions de pression- température  $P_1$ - $T_1$ ,

- $S_{lad0}$  est la vitesse de combustion laminaire en m/s dans les conditions de pression- température  $P_0-T_0$
- a et b sont des exposants tels que  $-0,5 < a < 0,5$  et  $1 < b < 3$  dans le cas des mélanges hydrocarbures-air.

### 3.4.3 VITESSE DE PROPAGATION DE FLAMME

La vitesse spatiale de flamme non perturbée est le produit du taux d'expansion  $\alpha$  des produits de combustion par la vitesse laminaire de flamme :

Vitesse spatiale de flamme non perturbée :

$$V_f = \alpha \times S_{lad}$$

*Équation 4*

La flamme non perturbée est une situation idéale rencontrée principalement dans des conditions de laboratoire. Lors d'une explosion industrielle, la flamme est perturbée. Elle se plisse et se déforme entraînant une augmentation de sa surface, et donc de sa vitesse de propagation. L'équation 4 devient alors :

$$V_f = \alpha \times \frac{A_t}{A} \times S_{lad}$$

*Équation 5*

où :

- $A_t$  est la surface réelle de flamme,
- $A$  est le surface de flamme non perturbée.

Tout l'enjeu réside donc dans l'évaluation de la déformation de la flamme et ses variations de surfaces. Cependant, cela reste souvent très délicat. Pour palier cette difficulté, l'évolution des surfaces de flamme est masquée dans le calcul d'une vitesse de flamme dite « turbulente ». Ainsi, l'équation devient :

$$V_f = \alpha \times \frac{A_t}{A} \times S_{lad} = \alpha \times S_t$$

*Équation 6*

Les perturbations de la flamme peuvent être liées :

- aux instabilités de combustion,
- aux perturbations induites par l'écoulement comme la turbulence,
- à la présence d'obstacles sur son trajet,
- aux gradients de concentrations dans les nuages inflammables.

## 3.5 PERTURBATION DE LA FLAMME

### 3.5.1 LES PERTURBATIONS « NATURELLES » DES FLAMMES : LES INSTABILITES DE COMBUSTION

La flamme laminaire lisse est en pratique difficile à observer dans des situations industrielles. Les observations expérimentales montrent (Lewis & von Elbe, 1987) que la propagation d'une flamme de prémélange gazeux s'accompagne généralement de phénomènes vibratoires ou instationnaires que l'on regroupe communément sous le terme d'« instabilités de combustion ».

#### 3.5.1.1 L'INSTABILITE HYDRODYNAMIQUE

L'un des effets de ces perturbations est de modifier la forme de la flamme, qui prend rapidement une structure plissée, de type cellulaire, ce qui a pour effet d'accroître sensiblement la surface de la flamme par rapport à celle du front laminaire et parfaitement sphérique, et d'augmenter ainsi le taux de combustion (Figure 11).

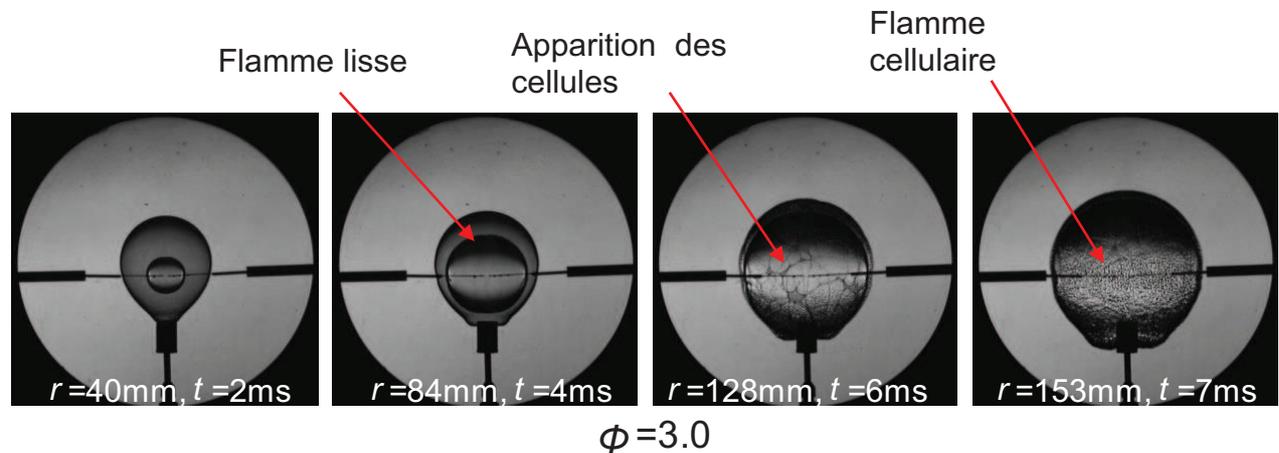


Figure 11 : Illustration de la structure cellulaire d'une flamme (mélange hydrogène/air - richesse égale à 3 – d'après Mogi et al, 2011)

A l'échelle industrielle, le mécanisme d'instabilité prépondérant est vraisemblablement l'instabilité hydrodynamique mise en évidence par Darrieus et Landau (Darrieus, 1938 ; Landau, 1944). Par ce mécanisme, une bosse sur le front de flamme qui pénètre à l'intérieur des réactifs voit son amplitude croître sous l'effet conjugué de la dilatation thermique des produits de combustion et de la propagation de la flamme (Figure 12). Le modèle proposé par les 2 auteurs décrit une flamme de prémélange comme une surface séparant les gaz frais des gaz brûlés. L'écoulement de part et d'autre de la surface est régi par les équations des écoulements non réactifs. La flamme se propage dans une direction normale à sa surface à une vitesse constante. Les variables des deux cotés de la flamme sont reliées par des conditions de saut. La conservation de la masse et de la quantité de mouvement est assurée. D'après ce modèle, la flamme est inconditionnellement instable et les perturbations croissent indéfiniment lorsque les longueurs d'onde diminuent, ce qui n'est pas conforme aux observations expérimentales. Markstein (1964) améliore le modèle de propagation de la flamme et introduit les interactions avec l'écoulement. La vitesse de flamme n'est plus constante mais varie en fonction du rayon de

courbure de la flamme. Il a notamment mis en évidence la structure cellulaire des flammes (Figure 12).

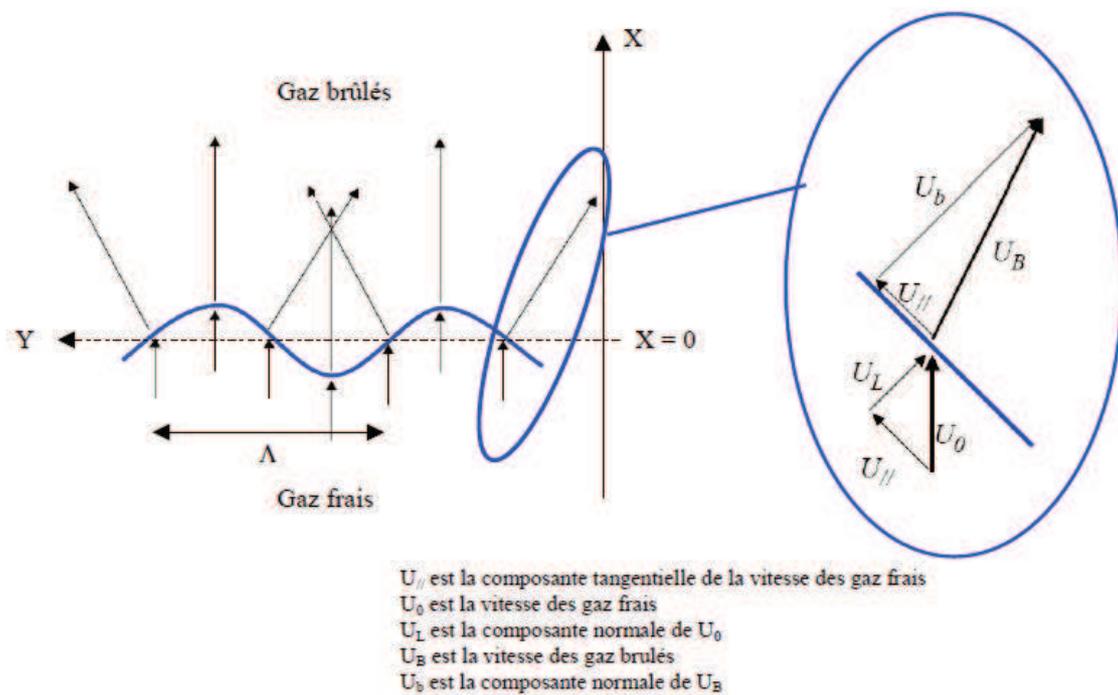


Figure 12 : Instabilité hydrodynamique – amplification des perturbations de flamme

Des expériences plus récentes (Bradley et al., 2001 ; Gotsintev et al., 1989 ; Daubech et al., 2006) suggèrent fortement que ces instabilités pourraient être à l'origine de l'auto-accélération de la flamme même lorsque le mélange initial est au repos et loin de toute paroi pouvant interagir avec le front de combustion. Elles confirment également le taux d'accélération de la combustion issu des expériences plus anciennes (Lannoy et al., 1989) qui montrent que le facteur d'accroissement de la vitesse de combustion sous l'effet des seules instabilités hydrodynamiques est de l'ordre de 3 mais varie en fonction de la taille du nuage explosif (Figure 13).

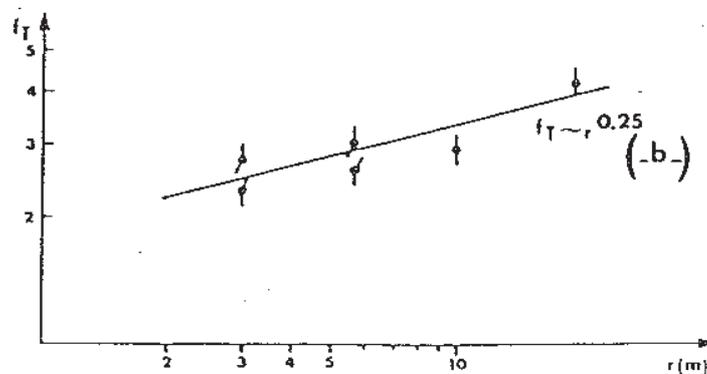


Figure 13 : Vitesse de flamme en fonction de la distance, explosion sphérique de mélanges air-hydrogène stœchiométrique d'après (Drenckhahn & Koch, 1985)

La résolution analytique complète de ce phénomène reste difficile. Cependant, Joulin ou Bychkov (Joulin, 1991, Bychkov et Libermann, 2000) proposent, pour une flamme axisymétrique en 3 dimensions et pour des diamètres de perturbation beaucoup plus grands que l'épaisseur de flamme, d'exprimer la vitesse de propagation de la flamme  $U_{LD}$  par rapport aux réactifs comme suit :

$$U_{LD} = \left( 1 + 4 \cdot \alpha \cdot \frac{(\alpha - 1)^2}{(\alpha^3 + \alpha^2 + 3 \cdot \alpha - 1)} \right) \cdot S_{lad}$$

*Équation 7*

Pour un taux d'expansion  $\alpha$  de l'ordre de 8 comme pour un mélange propane/air stœchiométrique, on obtient :

$$U_{LD} = 3,8 \cdot S_{lad}$$

Le facteur de 3,8 est cohérent avec le graphe présenté à la figure 13.

### 3.5.1.2 AUTRES TYPES D'INSTABILITES

Il existe d'autres types d'instabilités (instabilité de Taylor, instabilité thermodiffusive) qui peuvent se superposer (Proust, 2004) à l'instabilité hydrodynamique. Des travaux postérieurs aux travaux de Markstein comme ceux de Sivashinsky (Sivashinsky, 1977), Matalon et Matkowsky (Matalon et Matkowsky, 1980) ou plus récemment Glas (Glas, 2001) ont fait l'objet d'une nouvelle analyse en 2008 (Daubech 2008). Ils ont abouti à la proposition d'équations non linéaires de comportement de flamme qui permettent de capter les différentes instabilités de flamme (Taylor, Thermo-diffusives...) et de proposer des critères de stabilité y compris en régime fortement non linéaire (Joulin et Dold, 1995).

Ces travaux ont démontré que le degré de couplage entre la flamme et son environnement était particulièrement fort. Il est possible de prédire cette augmentation  $U_{RT}$  à l'aide d'un modèle de stabilité de Taylor (comportement d'une interface réactive soumis à une accélération) généralisé :

$$U_{RT} = \left( 0.51 \cdot \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha} \cdot \eta \cdot r} \right) \cdot S_{lad}$$

*Équation 8*

où  $\alpha$  est le taux d'expansion des produits de combustion,  $S_{lad}$  la vitesse laminaire de flamme,  $\eta$  l'accélération de l'écoulement et  $r$  le rayon de courbure caractéristique de la flamme.

Il est possible de combiner l'influence des instabilités en considérant :

$$U_{Comp} = \sqrt{U_{RT}^2 + U_{LD}^2}$$

*Équation 9*

$U_{comp}$  est la vitesse de combustion résultant de la contribution des instabilités « hydrodynamiques » ( $U_{LD}$  induites par le gradient de densité à travers le front) et

des instabilités de « Taylor » ( $U_{RT}$  induites par l'accélération). Notons que si  $A$  est la surface du front avant l'apparition de ces instabilités et  $A_t$  après, alors  $U_{comp} = A_t / A \cdot S_{lad}$ .

### 3.5.2 PERTURBATIONS DES FLAMMES INDUITES PAR L'ÉCOULEMENT

Un écoulement turbulent est caractérisé par l'apparition et la disparition de tourbillons au sein du champ de vitesse. Ces tourbillons résultent du glissement des couches fluides entre elles qui, si le gradient de vitesse est assez important, se traduit par l'apparition de « vagues », puis de « rouleaux ». Ces grandes structures de l'écoulement, elles mêmes génératrices de gradients de vitesse, se fragmentent en tourbillons de plus en plus petits jusqu'à ce que, au bout du compte, la viscosité moléculaire dissipe cette vorticité en chaleur : c'est la cascade turbulente. Le plus souvent, on considère que cette cascade est en équilibre, si bien qu'il suffit de caractériser les plus grandes structures de la turbulence pour définir intégralement le champ de turbulence (Hinze, 1975). L'échelle intégrale de turbulence,  $L_t$ , est la dimension caractéristique des grands tourbillons tandis que  $u'$ , l'intensité des fluctuations de vitesse, caractérise la vitesse de rotation de ces structures.

Il n'existe pas de théories générales décrivant l'interaction de la combustion avec la turbulence (Williams, 1985). A défaut, des corrélations, faisant appel à des groupements adimensionnels sont utilisées. Leur forme correspond plus ou moins à des considérations théoriques. L'option généralement retenue est que les fluctuations de vitesse (intensité de la turbulence  $u'$ ) et la taille ( $L_t$ ) des mouvements turbulents sont bien moindres que celle de la combustion si bien qu'on admet que l'effet des « tourbillons » est de plisser, d'enrouler un front de combustion localement caractérisé par sa vitesse fondamentale de combustion ( $S_{lad}$ ) et son épaisseur ( $\eta_0 / S_{lad}$ ).

Une représentation graphique des différents régimes de combustion habituellement citée est présentée sur la Figure 14.

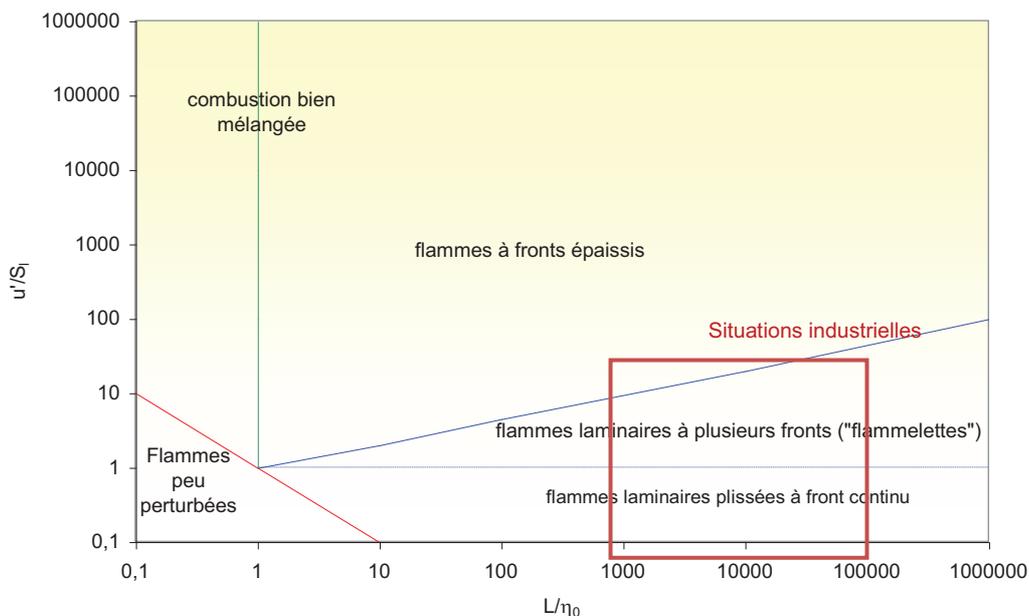


Figure 14 : Les différents régimes de combustion – d'après (Borghini, 1995 modifié par Proust, 2004)

Dans la plupart des situations industrielles, la taille des structures turbulentes est bien plus grande que celle de la flamme ( $10^3 < L_t/\eta_0 < 10^5$ ) et l'intensité relative de la turbulence  $u'/S_{lad}$  est plus petite que 100. Dans ces conditions, on peut considérer que la structure de la flamme turbulente est celle d'un front laminaire qui s'enroule dans les tourbillons (Proust, 2004), ce qui a pour effet d'augmenter la surface de la flamme et le taux de combustion. De nombreux auteurs (Abdel-Gayed et al., 1987 ; Bray, 1990 ; Gülder, 1990) ont cherché à relier la vitesse de combustion résultante  $S_t$ , aux paramètres de la turbulence ( $L_t$ ,  $u'$ ), et de la flamme laminaire ( $S_{lad}$ ,  $\eta_0$ ). Ils aboutissent pour la plupart à une relation de la forme :

$$S_t / S_{lad} = K (u' / S_{lad})^a \cdot (L_t / \eta_0)^b$$

Équation 10

où K, a et b seraient des coefficients relativement indépendants du mélange.

A titre d'exemple, on peut citer :

- La corrélation de Bray (1990)

$$St = 1,8 \times S_{lad}^{0,784} \times u'^{0,412} \times L_t^{0,196} \times \eta^{-0,196}$$

- La corrélation de Gülder (1995)

$$S_t / S_{lad} = 0,62 \times (u' / S_{lad})^{0,75} \times (L_t / \eta)^{0,25}$$

- La corrélation de Gülder semble assez performante pour les résultats d'essais obtenus à petite échelle ( $1 < L_t < 50$  mm).

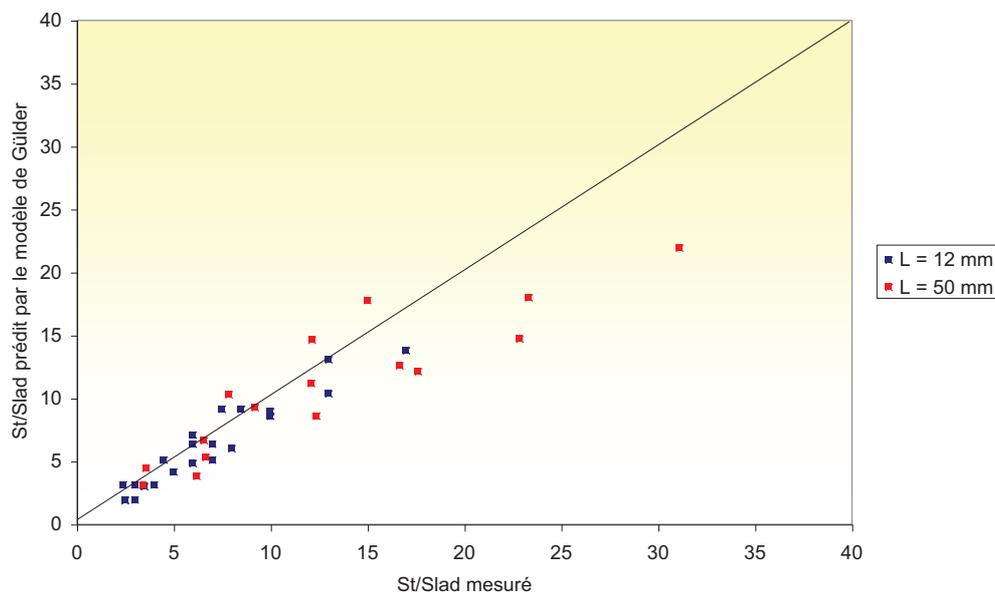


Figure 15 : Comparaison entre vitesses de combustion mesurées et calculées par le modèle de Gülder pour des mélanges air-méthane –  $L_t = 12$  mm et 50 mm

Pour des échelles de turbulence plus grandes et des mélanges plus réactifs comme l'hydrogène, il est possible que cette corrélation ne soit pas suffisante (Figure 16). En effet, toutes les corrélations du type de celle de l'équation 9 sont basées sur des observations à l'échelle du laboratoire (typiquement  $L_t$  de l'ordre de la dizaine de centimètres au maximum et  $u'$  de l'ordre de quelques dizaines de centimètres par seconde). Lorsqu'elles sont utilisées dans des codes phénoménologiques, le domaine de calage de ces codes reste limité aux données expérimentales disponibles dans la littérature, c'est-à-dire à des dimensions d'écoulement turbulent de l'ordre d'une quarantaine de mètres au maximum. Dans les situations d'accidents majeurs, ils semblent très difficiles d'extrapoler l'utilisation de ces corrélations à ces configurations.

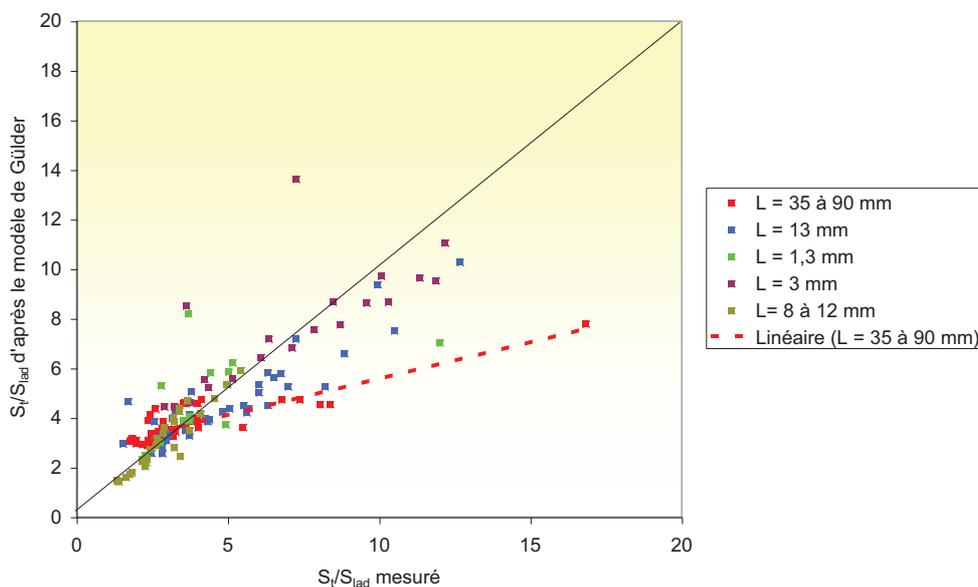


Figure 16 : Comparaison entre vitesses de combustion mesurées et calculées par le modèle de Gülder pour des mélanges air-hydrogène -  $L_t = 1,3$  à  $90$  mm

Dans le cas d'un jet gazeux turbulent représentatif des fuites accidentelles (annexe 2), on note en particulier que le paramètre  $L_t$  est proportionnel aux dimensions de l'installation. Cela signifie que la vitesse de la flamme turbulente ne peut pas être une donnée indépendante des caractéristiques géométriques de l'installation considérée. Cependant, trouver une corrélation universelle permettant de déterminer la vitesse de combustion turbulente en fonction des caractéristiques des installations et des rejets industriels ainsi que de la réactivité des mélanges inflammables est un enjeu majeur de recherche sur lequel travaille l'INERIS.

### 3.5.3 LA DEFORMATION DE LA FLAMME PAR LES OBSTACLES

Sur un site industriel, un nuage inflammable formé par le rejet accidentel d'un produit combustible se développe et se disperse dans un environnement où les obstacles peuvent être nombreux (unité de raffinerie ou d'usine chimique par exemple).

### 3.5.3.1 L'EFFET DE SILLAGE

Lorsque la flamme contourne un obstacle, et lorsque la vitesse de l'écoulement est suffisante, il se développe à l'aval de l'obstacle un sillage turbulent susceptible d'accroître le taux de combustion.

Dès que le nombre de Reynolds dépasse 100 à 200 selon Zeeuwen (1983), il se forme à l'aval des obstacles une zone de « sillage ». Pour des tailles industrielles d'obstacles, cette valeur critique du nombre de Reynolds est dépassée dès que la flamme se propage à quelques m/s, c'est-à-dire systématiquement.

Dans le sillage des obstacles, un champ de vitesse spécifique apparaît avec une zone d'arrêt de l'écoulement au point de fuite. A mesure que l'on se déplace dans le sillage sur l'axe, le déficit de vitesse avec l'écoulement périphérique décroît. Les gradients de vitesse qui apparaissent ainsi sont responsables de l'apparition d'une turbulence de sillage. D'après Hinze (1975), le champ de turbulence ressemble à celui d'un jet.  $u'$  est maximum sur l'axe et vaut environ 20% du déficit de vitesse sur l'axe. Par ailleurs,  $L_t$  varie comme  $(D \cdot x)^{1/2}$  ( $D$  est le diamètre de l'obstacle et  $x$  la distance sur l'axe dans le sillage.). Lorsqu'on introduit ces données dans la formule de vitesse de flamme turbulente (Équation 11), on obtient une vitesse de combustion turbulente qu'on peut comparer à la vitesse de la flamme en multipliant  $S_t$  par le taux d'expansion. On obtient une expression du type :

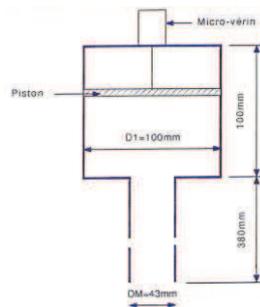
$$\frac{V_{fsillage}}{V_{f0}} \approx 2.\alpha. \frac{D^{1/2}}{V_{f0}^{1/4}}$$

Équation 11

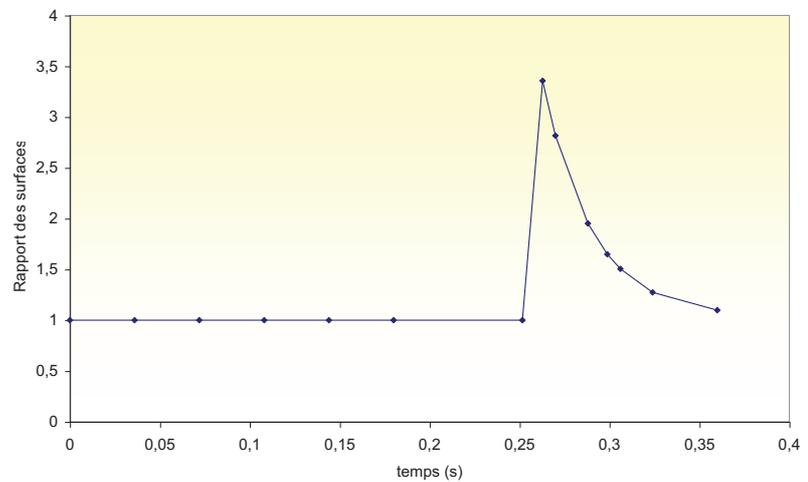
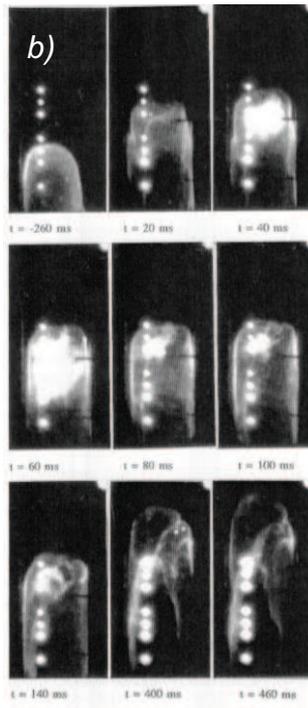
L'effet accélérateur est prononcé dès les faibles niveaux de vitesse, typiquement de l'ordre de 5 pour une vitesse de flamme de l'ordre de 10 m/s, et semble décroître à mesure que la vitesse de flamme augmente (3 pour  $V_{f0} = 100$  m/s). Faut-il en conclure que cet effet est dominant ? Un autre élément doit être pris en compte. Aux faibles vitesses de flamme, l'étendue du sillage est très réduite car la plus petite échelle des tourbillons (l'échelle de Kolmogorov) est assez grande. Bien que le régime d'écoulement turbulent soit avéré, le mécanisme d'étirement de la flamme par l'obstacle domine nettement sur celui induit par la turbulence. Il n'y a probablement qu'aux nombres de Reynolds extrêmement élevés que le sillage est suffisamment développé pour occuper tout le domaine entre les obstacles et dominer le processus de combustion. Cet argumentaire reste à développer mais pourrait expliquer l'observation de Zeeuwen selon laquelle, dans la plupart des situations, le régime de propagation de flamme dans un réseau d'obstacles serait correctement représenté par la multiplication de la vitesse par un coefficient tel qu'exposé aux paragraphes suivants.

A propos de ce mécanisme, des expériences relativement détaillées ont été réalisées (Rzal, 1992 ; Proust, 2004). Pour faciliter l'observation de l'étirement de la flamme par une perturbation, on a remplacé l'effet d'un obstacle sphérique par un

tourbillon unique (anneau tourbillonnaire). Une flamme laminaire de méthane se propage verticalement dans un tube de 20 cm de diamètre à 1 m/s, tandis que l'on projette à sa rencontre un anneau tourbillonnaire de 10 cm de diamètre à la vitesse de 2 m/s (Figure 17), de telle manière que la vitesse relative de l'interaction est de 3 m/s. On observe que la flamme s'enroule autour du tourbillon tandis que les bords latéraux continuent à se propager à vitesse constante, ce qui se traduit par la formation d'une « cheminée » en aval du tourbillon, puis progressivement, la flamme s'éteint autour de l'anneau tourbillonnaire et les deux bords de la cheminée se rejoignent sous l'effet de la propagation naturelle de la flamme (à la vitesse  $S_{lad} = 25$  cm/s). En aval de cette zone, la flamme retrouve sa forme initiale. Même dans ces conditions relativement « douce », au plus fort de la déformation, l'accroissement de la surface de flamme est de 3,5 atteint en quelques dizaines de millisecondes.



a)



c)

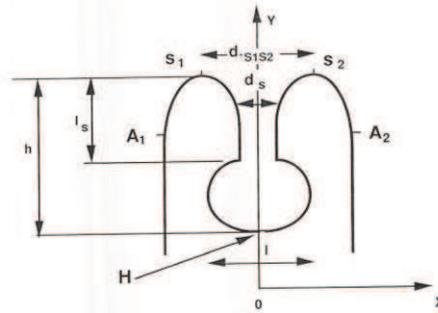
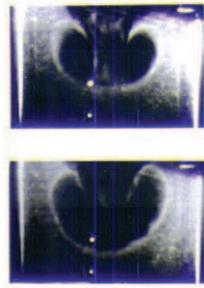


Figure 17 : Interaction d'une flamme de méthane stœchiométrique se propageant à 1 m/s et d'un tourbillon de 10 cm – d'après (Rzal, 1992)

- a) dispositif de création du tourbillon
- b) La flamme s'enroule autour du tourbillon comme autour d'un obstacle (photo)
- c) La surface de flamme augmente (courbe)
- d) modélisation géométrique de la surface de flamme au passage du tourbillon

Zeeuwen (1983) a proposé un modèle simple pour décrire ce second mécanisme (Figure 18). Il considère une flamme localement plane se propageant à la vitesse  $V_{f0}$ , qui rencontre une ligne d'obstacles cylindriques identiques et régulièrement espacés. La flamme rencontre un point d'arrêt au niveau de l'obstacle, tandis qu'elle « s'engouffre » entre les obstacles.

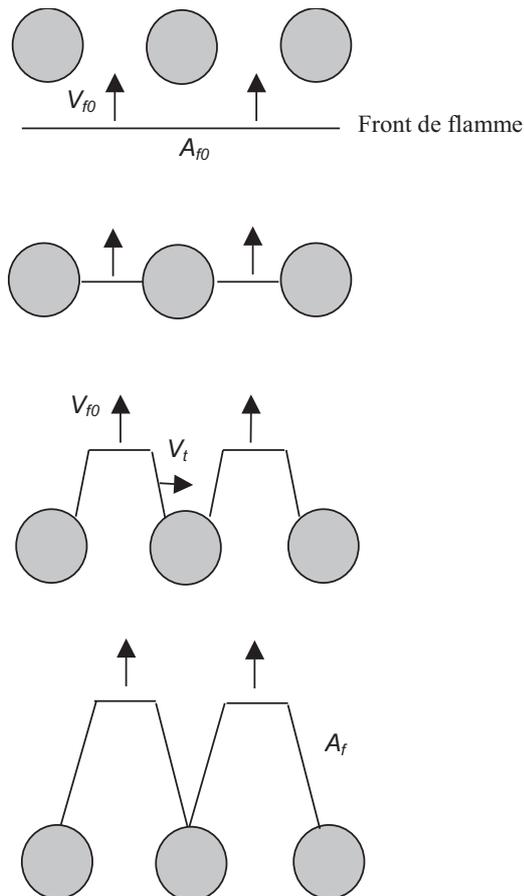


Figure 18 : Schéma de contournement d'un réseau d'obstacles par une flamme – d'après (Zeeuwen, 1983)

Entre deux obstacles, la vitesse de propagation  $V_f$  reste proche de  $V_{f0}$  tandis que tangentiellement la flamme se propage à une vitesse  $V_t$ . Il s'ensuit un étirement de la flamme, jusqu'à ce que les deux fronts de flamme qui progressent tangentiellement derrière l'obstacle se rejoignent et que le front de flamme se « referme » derrière la ligne d'obstacles conformément aux expériences présentées ci-dessus. Le taux d'accroissement de la surface de flamme correspond à une augmentation de la vitesse de propagation telle que :

$$V_f = A_f / A_{f0} \cdot V_{f0}$$

*Équation 12*

où  $A_{f0}$  et  $A_f$  sont les surfaces de flamme respectivement avant et après le franchissement de l'obstacle. En définissant  $\psi = V_t / V_f$  le rapport des vitesses tangentielle et normale, on obtient l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{A_f}{A_{f0}} = 1 + \frac{1}{3} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right)^2} - 1 \right)$$

*Équation 13*

Pour l'exemple de la Figure 17, on a  $\psi = 0,25 / 3$ , si bien que  $A_f / A_{f0} = 4$ , ce qui est assez proche du facteur 3,5 expérimental. Cependant, cette situation expérimentale avec une vitesse artificielle de la flamme par rapport à l'obstacle n'est pas réaliste. En pratique, la flamme se propage à la vitesse de combustion multipliée par le taux d'expansion. Sous l'hypothèse d'un milieu homogène autour de l'obstacle, la vitesse de combustion est isotrope. Selon la direction normale de la propagation, on a  $V_{f0} = \alpha \cdot S_t$ . Selon la direction tangentielle,  $V_t$  doit décroître de  $\alpha \cdot S_t$  vers  $S_t$  dans la mesure où lorsque les fronts opposés se rapprochent. Le milieu intercalaire est au repos, annihilant les effets d'expansion à la manière d'une flamme se rapprochant d'une paroi solide. Donc en moyenne,  $V_t = \alpha \cdot S_t / 2$ . Il en résulte que  $\psi = 0,5$  sous ces hypothèses, si bien que  $A_f / A_{f0}$  est de l'ordre de 1,15. Au-delà de la valeur numérique et de cette approche géométrique un peu simple, il est important de constater que ce facteur d'accélération de la combustion est indépendant de la géométrie de l'obstacle.

Des travaux expérimentaux récents de l'INERIS (Duclos, 2013) se sont intéressés à ce phénomène en utilisant une maquette parallélépipédique (largeur, longueur = 3 m, hauteur = 1 m) dont l'une des faces est transparente et deux autres sont de simples voiles qui se soulèvent pendant la propagation. Trois obstacles sont placés sur le trajet de la flamme au même rayon. La combustion est amorcée dans un angle ce qui permet une propagation radiale (Figure 19). On a observé, comme Zeuween, que la vitesse spatiale de la flamme augmente au voisinage des obstacles (Figure 20) mais que le surcroît de pression ne semble pas coïncider avec cette augmentation. Elle serait entièrement due au blocage de l'écoulement par les obstacles. En revanche, une analyse fine révèle que le pic de pression est intimement associé à l'augmentation de surface de flamme (Figure 21).

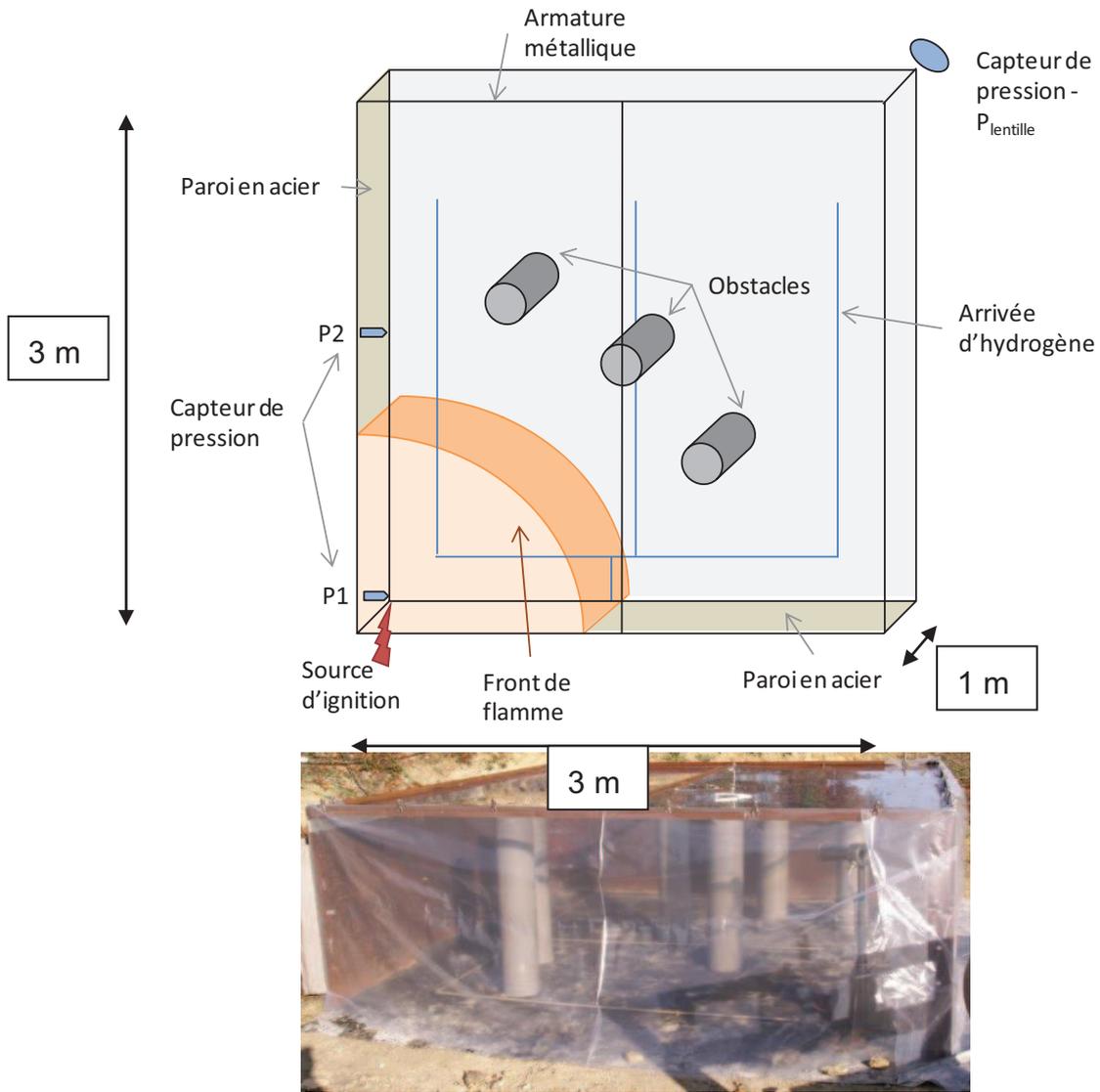


Figure 19 : Schéma et photo du dispositif expérimental

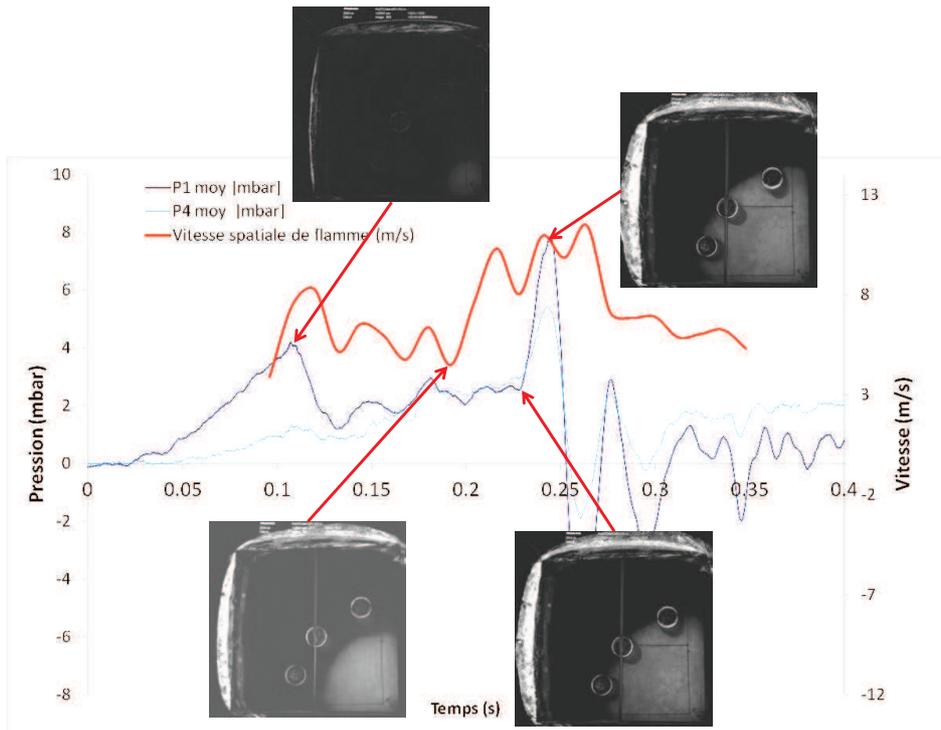


Figure 20 : Interaction flamme et obstacles - Signal de pression et vitesse spatiale de flamme pour une flamme (mélange 14,5 % H<sub>2</sub>/air – Diamètre des obstacles : 0,36 mm)

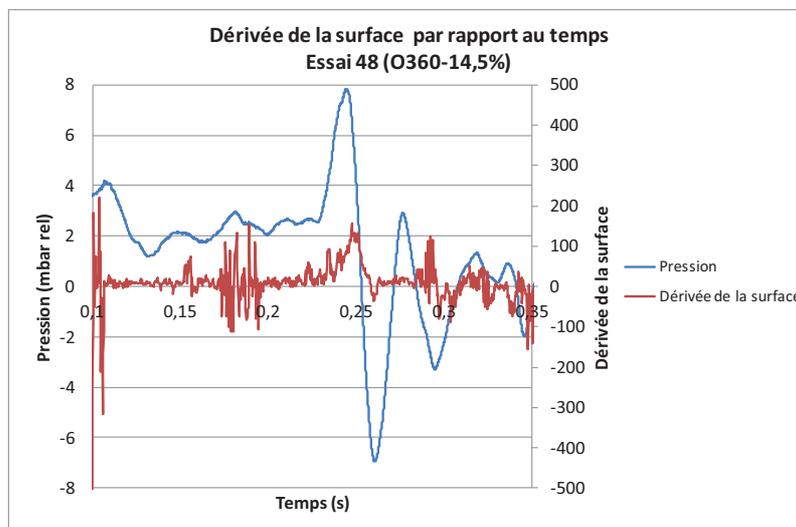


Figure 21 : Evolution de la pression et de la dérivée de la surface de flamme en fonction du temps (H<sub>2</sub>=14,5% et 3 obstacles de 0,36 mm de diamètre)

Dans le cas étudié ici (Figure 22), le modèle de Zeuween ne s'applique pas correctement ni en tendance ni en ordre de grandeur.

Le modèle de Taylor généralisé (Équation 7, Équation 8, et Équation 9) a été utilisé en considérant que les obstacles induisent une accélération supplémentaire de l'écoulement. Cette accélération est égale à  $2 \cdot U^2/r$  où  $r$  est le rayon de courbure de la flamme et  $U$  est pris égal à  $U_{LD}$  calculée dans les conditions des essais.  $U_{RT}$  est pondéré par un coefficient adimensionnel égal au rapport de la surface des obstacles sur la surface de flamme.

La Figure 22 présente un accord satisfaisant entre les vitesses de propagation mesurées et estimées au moyen du modèle pour les 3 diamètres d'obstacles retenus.

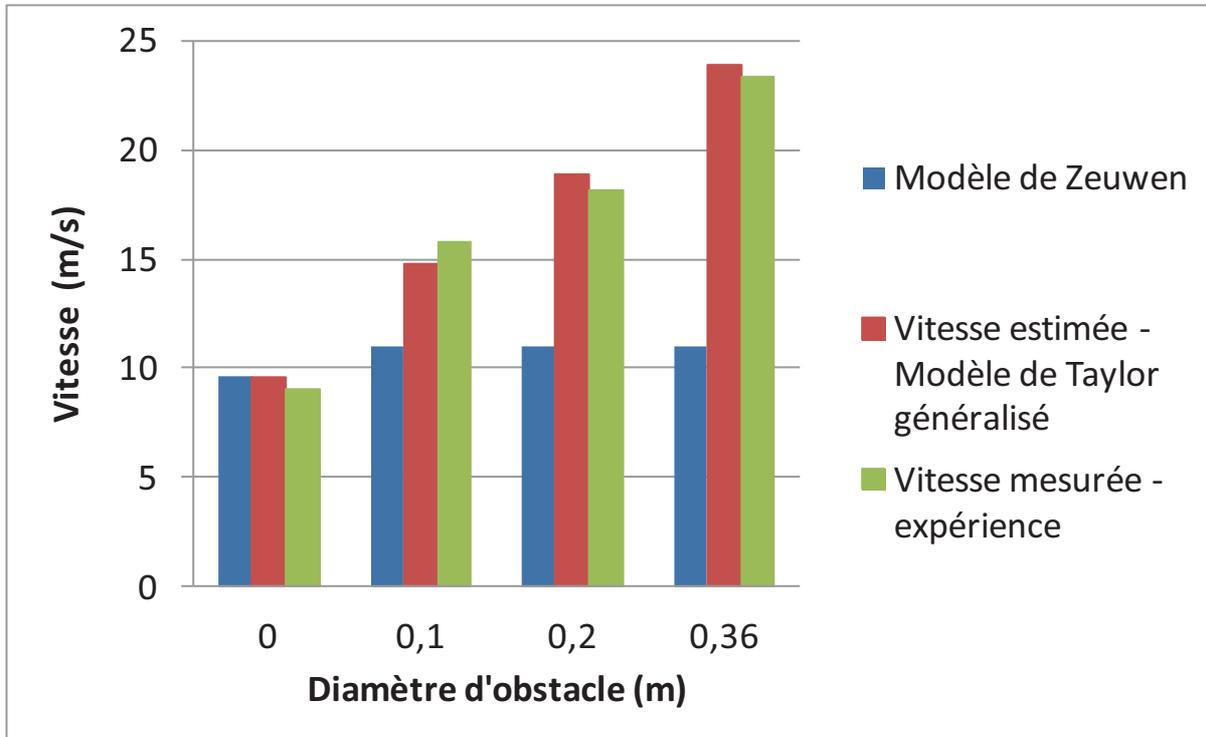


Figure 22 : Vitesses de flamme mesurées et estimées au moyen du modèle de Taylor généralisé (Concentration  $H_2=14,5\%$ )

La vitesse moyenne de flamme semble dépendre d'un taux de blocage surfacique et non volumique comme le supposent certains auteurs. L'effet d'accélération et l'augmentation du taux de combustion (surface de flamme) semblent être directement responsables des effets de pression. L'INERIS travaille actuellement à la construction d'un modèle d'interaction de flamme avec les obstacles.

### 3.5.4 EFFETS DES HETEROGENEITES DE RICHESSE DU NUAGE

Ce sujet a été examiné par Daubech (2004, 2008) avec pour configuration expérimentale d'un tube de section constante, composé de plusieurs tronçons susceptibles d'être remplis par des mélanges de richesses différentes. Il s'agit d'un tube de section carrée (3 cm x 3cm), long de 2 m, transparent, capable de supporter une transition vers la détonation (plus de 100 bar). Le mélange gazeux peut être ensemencé dans l'un des tronçons pour faire un suivi par traçage optique de la richesse (Figure 23). Une instrumentation spécifique a été mise au point dont des capteurs optiques très spéciaux composés d'une diode laser collimatée et d'une cellule photoélectrique. Ces capteurs, utilisés comme opacimètres, permettent de suivre en temps réel la richesse du mélange, et permettent aussi de détecter le passage de la flamme. Un dispositif de tomographie laser permettant d'éclairer toute

la longueur du tube a été également utilisée dans le but de filmer la déformation de la flamme.

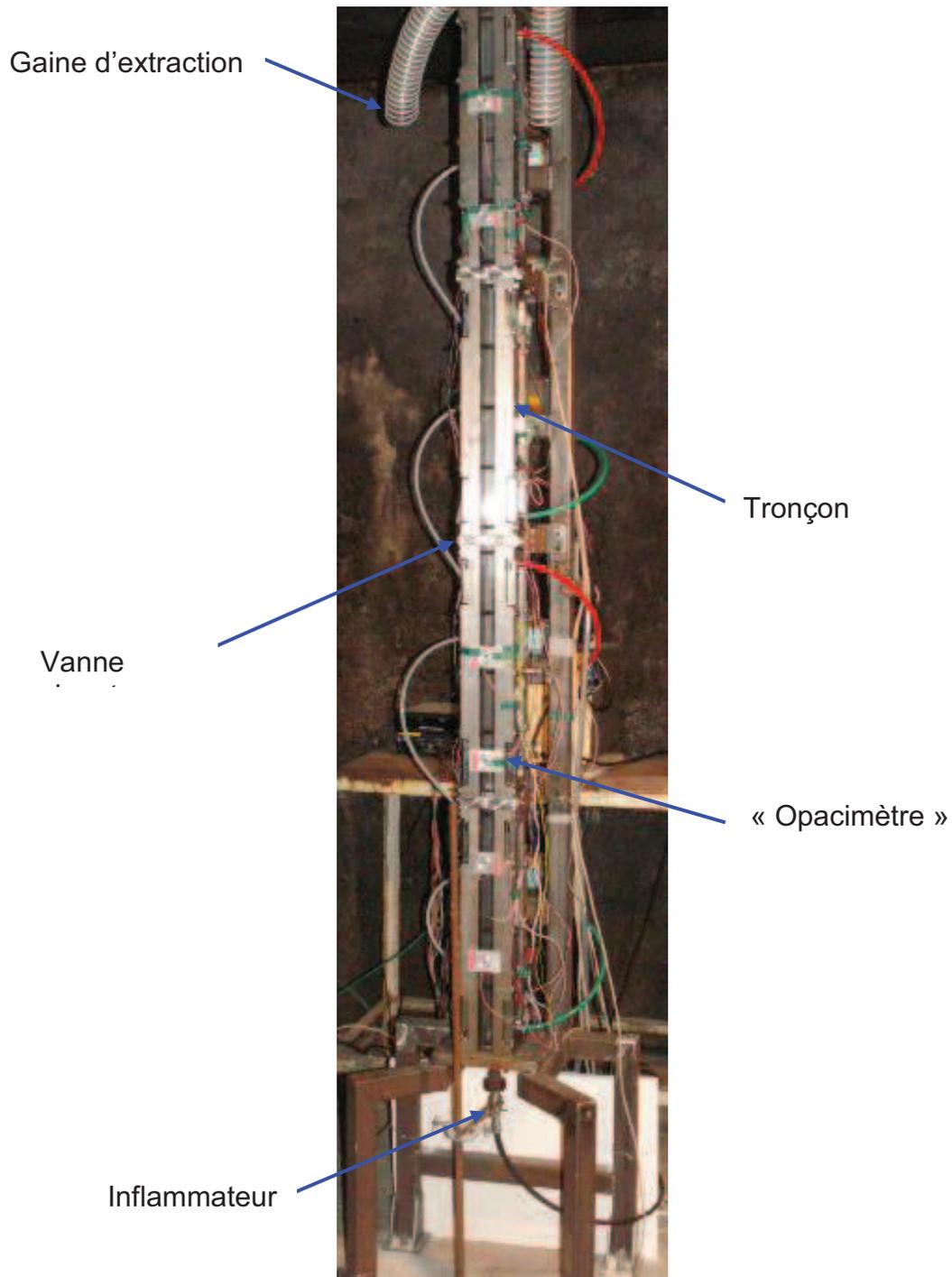


Figure 23 : Dispositif expérimental

Le dispositif a été utilisé pour comparer la propagation des flammes dans des mélanges homogènes et des mélanges hétérogènes dans lesquels un gradient de concentration contrôlé est préparé (Figure 25). Les caractéristiques des mélanges stœchiométriques  $H_2 / O_2$  dilués à  $N_2$  sont présentés dans le Tableau 6.

Mélange	M1	M2	M3
% vol H2	20,00	25,00	30,00
% vol O2	10,00	12,50	15,00
% vol N2	70,00	62,50	55,00
Masse volumique (kg/m3)	1,03	0,98	0,78
Taux d'expansion (Alpha)	5,16	6,15	7,11
Vitesse fondamentale $S_{lad}$ (m/s)	0,86	1,20	2,40

Tableau 6 : Caractéristiques des mélanges H2/O2/N2

La formation du mélange hétérogène est réalisée en remplissant le mètre supérieur du tube (isolé par la vanne clapet) avec le prémélange léger (M3) et le mètre inférieur avec le prémélange dense (M1). L'ouverture de la vanne permet la diffusion des espèces (Figure 24).

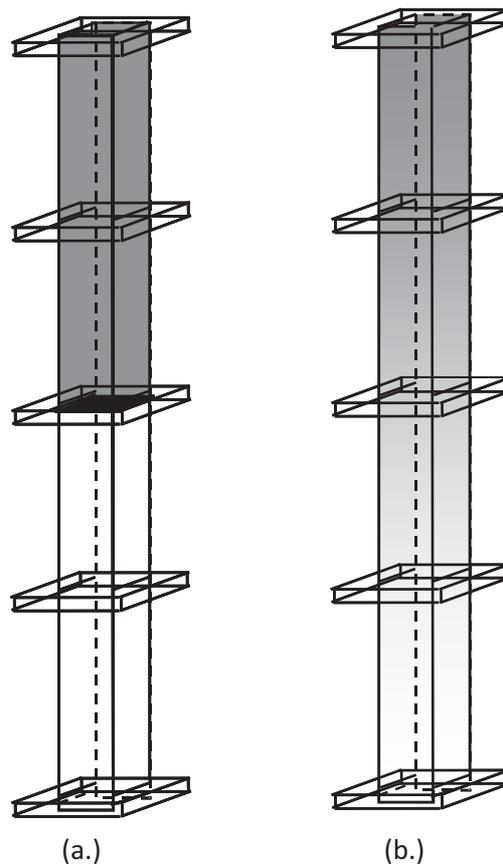


Figure 24 : Etat initial (a.), Diffusion des espèces (b.)

Les situations expérimentales étudiées correspondent à :

- à la propagation d'une flamme dans le mélange homogène M2,
- à la propagation d'une flamme dans le mélange hétérogène formé par le mise en contact des mélanges M1 et M3 comme décrit précédemment.

Les mélanges homogène et hétérogène contiennent en moyenne les mêmes quantités de gaz donc la même énergie de combustion.

La Figure 25 présente les trajectoires de flamme pour les deux configurations.

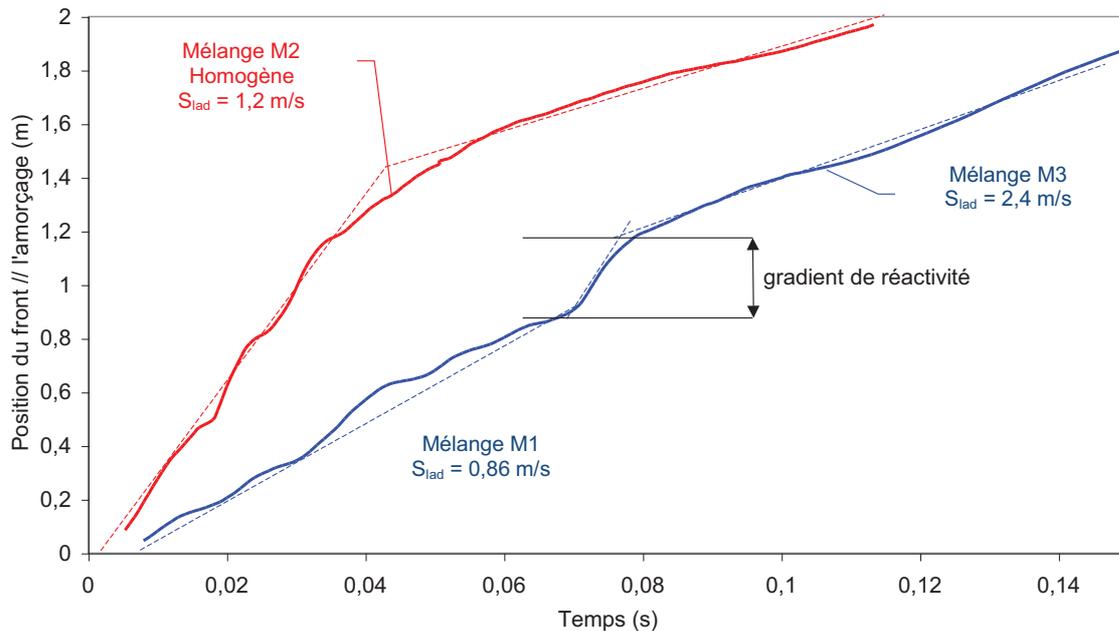


Figure 25 : Trajectoires de la flamme à l'intérieur du tube lors de l'explosion d'un mélange homogène et hétérogène

Dans les mélanges hétérogènes, on observe systématiquement (Figure 25) un accroissement de la vitesse de la flamme au passage dans le gradient de concentration. Dans l'exemple présenté, le saut de vitesse de flamme est de 21 m/s. Cette augmentation peut être prédite avec précision au moyen du modèle de Taylor généralisé. Au passage du gradient, la vitesse d'expansion ( $S_{i,\alpha}$ ) augmente de 4 m/s à 17 m/s sur une longueur type de 0,2 m. L'accélération induite est de l'ordre de 800 m/s<sup>2</sup>. En utilisant le modèle de Taylor généralisé (Équation 7, Équation 8 et Équation 9) et le rayon de courbure de la flamme égal au demi diamètre du tube, on calcule que la vitesse composite  $U_{Comp}$  de flamme est 1,6 fois plus importante que  $U_{LD}$ . Ainsi, le gradient vertical de concentration induit une augmentation de vitesse de propagation de flamme d'un facteur 1,6 par rapport à la vitesse d'entrée de flamme dans la zone du gradient. Cette vitesse est alors de l'ordre de 20 m/s dans cette zone ce qui est conforme à l'observation. L'effet dépasse la vitesse moyenne de part et d'autre du gradient.

Des essais à plus grande échelle ont ensuite été réalisés pour représenter des gradients « industriels » avec des mélanges inflammables à base d'hydrogène (Figure 26) dans un tunnel présent sur le site expérimental de l'INERIS.

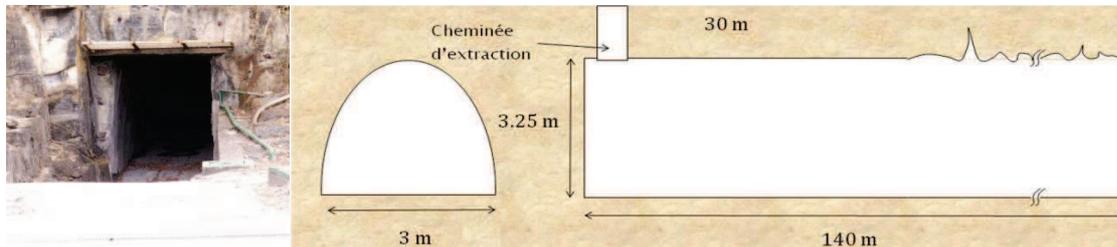


Figure 26 : Galerie G1

Ce tunnel a une longueur de 140 m avec une section de l'ordre de  $9 \text{ m}^2$ . Les nuages d'hydrogène homogènes ou stratifiés sont formés entre le fond de la galerie et une paroi légère réalisée avec un film plastique située à 15 m du fond de la galerie G1. L'injection d'hydrogène se fait par l'intermédiaire de 4 buses de diamètre 3 mm. L'injection se fait verticalement vers le bas à 2 m du sol (Figure 27).

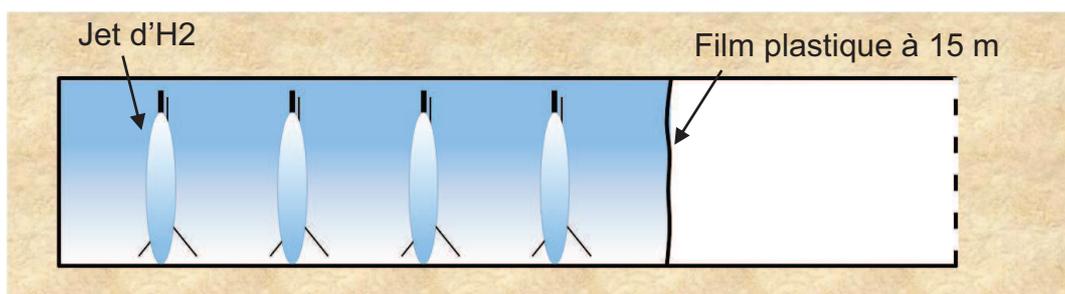


Figure 27 : Schéma de la configuration d'injection pour le bouchon à 15 m – mélange homogène

Le contrôle de concentration est réalisé en continu durant la durée de l'injection en trois points de la chambre d'essais par des analyseurs d'oxygène. Les points de prélèvement sont situés à 20 cm au-dessus du sol, à mi-hauteur et au niveau du plafond de la galerie.

L'instrumentation se compose :

- de capteurs de pression situés à 5 m (dans le nuage) et 40 m (hors du nuage) du fond de la galerie,
- de capteurs de flamme permettant la détection du passage de la flamme,
- des mesures de vitesse permettant de capter la vitesse de l'écoulement induit par l'effet piston lors de la propagation de la flamme,
- d'une camera 25 images/s.

L'inflammation est réalisée au moyen d'une perle pyrotechnique située proche du fond de la galerie à 1,6 m du sol.

Deux essais ont été comparés pour lesquels la même quantité de gaz a été injectée dans un bouchon de 15 m. Dans un cas le mélange est homogène, et dans l'autre stratifié verticalement. La concentration du mélange homogène est de l'ordre de 11,5 % vol. Le mélange stratifié a une concentration de l'ordre 17,5 % au niveau du plafond de la galerie, de l'ordre de 9,2 % au milieu de la galerie et 1,5 % au niveau du sol. L'épaisseur de la couche inflammable est estimée à 2 m.

La Figure 28 présente les signaux caractéristiques de surpression enregistrés à 5 m du fond de la galerie c'est-à-dire la pression dans les gaz brûlés.

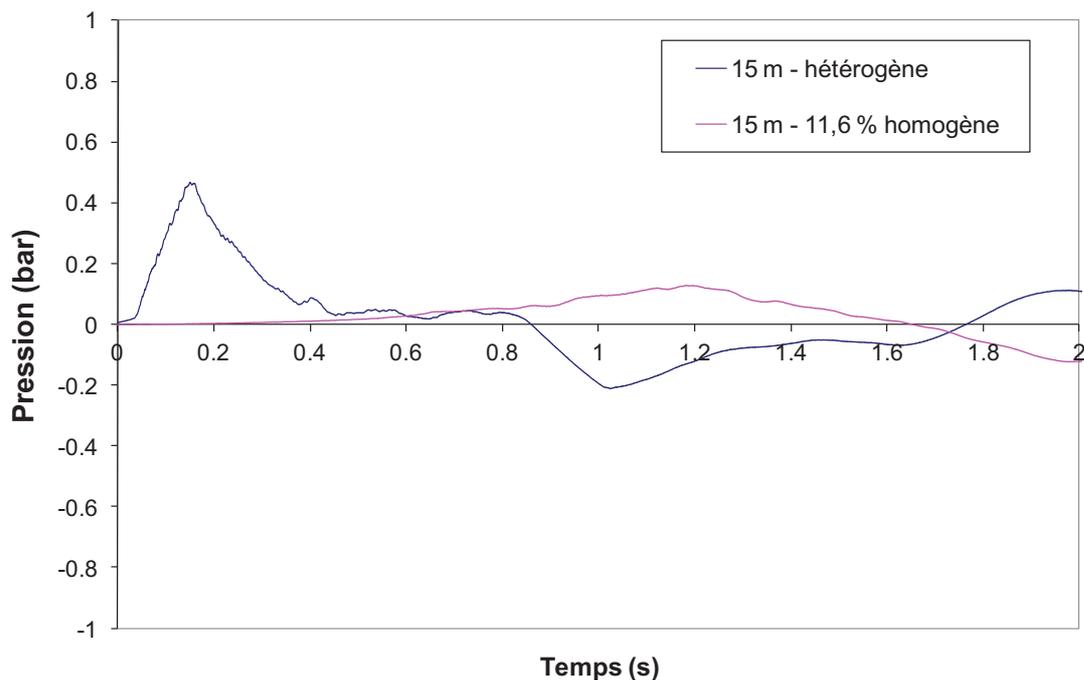


Figure 28 : Signaux de pression – mélange homogène 11.6% en moy – mélange hétérogène

Pour la même quantité de gaz, donc le même potentiel énergétique, le niveau de pression est 4 fois plus important pour le mélange hétérogène que pour le mélange homogène.

L'analyse des vidéos montre que la flamme suit la partie la plus réactive du nuage stratifié ce qui entraîne un accroissement de la surface de la flamme et donc une accélération plus importante.

En supposant que la flamme se comporte comme un piston, il est possible d'estimer la vitesse matérielle de propagation de la flamme (Équation 14) en utilisant l'équation de l'évolution de la pression dans la galerie mise en œuvre par Gilles (Gilles, 2000) :

$$\Delta p(t) = \rho \cdot c \cdot U(t)$$

Équation 14

où  $\Delta p$  est la pression dans les gaz brûlés,  $\rho$  la masse volumique du mélange,  $c$  la vitesse de propagation du son tandis que  $U$  représente la vitesse matérielle de l'écoulement induit par le phénomène de « chasse » au devant de la flamme.

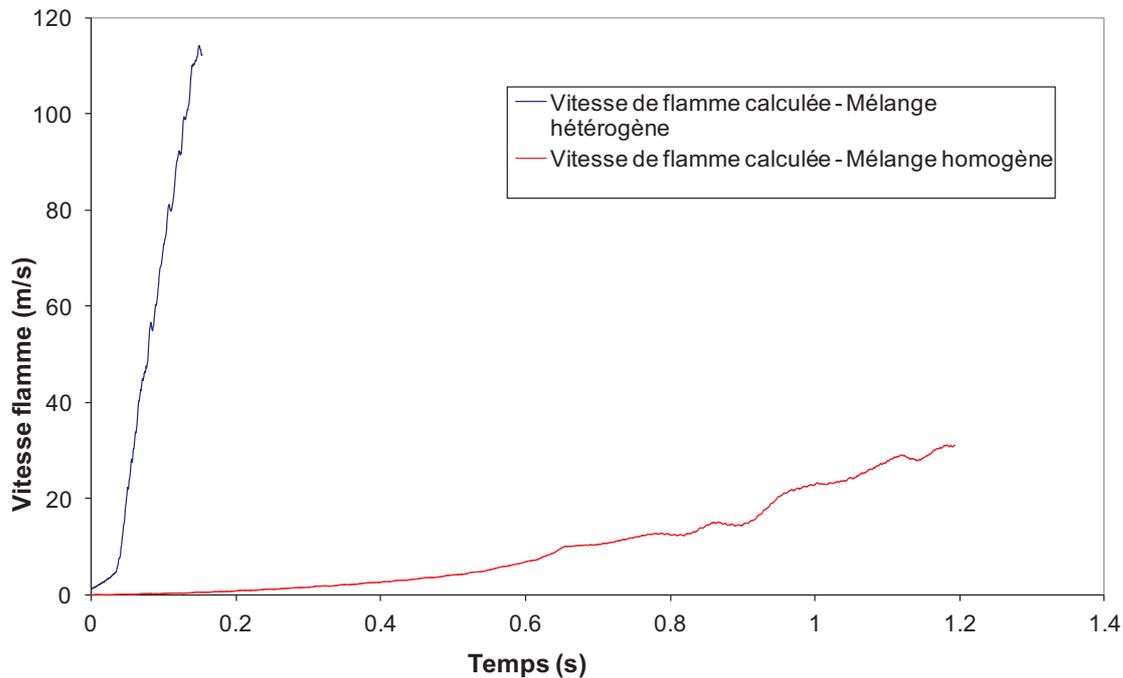


Figure 29 : Vitesses de flamme estimées à partir de l'expérience – mélange homogène – mélange hétérogène

La vitesse maximale de flamme (Figure 29) atteinte en fin de propagation est de l'ordre de 30 m/s pour le mélange homogène alors qu'elle est de l'ordre de 115 m/s pour le mélange hétérogène. Il existe donc un facteur 3,8 entre les deux vitesses de flamme.

Le modèle de Taylor généralisé permet de retrouver l'ordre de grandeur du facteur d'accélération de la vitesse de flamme. En effet, la vitesse d'expansion théorique de la flamme ( $\alpha.S_u$ ) est de l'ordre de 6,1 m/s dans la partie la plus réactive du nuage alors qu'elle est de 0,15 m/s dans la partie la moins réactive du nuage sur une épaisseur de 2 m environ. Cela induit une accélération de  $(6,1-0,15)^2/2 = 18 \text{ m/s}^2$ . En conservant la longueur d'onde de perturbation égale au diamètre du tube, on calcule qu'en fin de propagation le facteur d'accélération de la flamme est de l'ordre 3,2, en bon accord avec l'expérience.

Les réactivités mise en œuvre dans cette expérience sont représentatives de celles rencontrées classiquement dans un nuage inflammable d'hydrocarbures potentiellement présent sur un site industriel. La dimension du gradient de concentration est également représentative d'un gradient issu d'une dispersion de gaz inflammable sur un site industriel si bien que le facteur 3 d'accélération de la flamme peut aisément être appliqué aux configurations industrielles.

## 3.6 PROPAGATION DES ONDES DE PRESSION

### 3.6.1 MODELE THEORIQUE

Les théories des explosions en espace libre reposent sur des observations réalisées à l'échelle du laboratoire et à l'échelle réelle (Leyer et al., 1983, Lannoy et al., 1989). Par exemple, des expériences ont été effectuées en laboratoire avec des bulles de savon, ou à grande échelle dans des confinements légers (films plastiques), sphériques ou hémisphériques posés au sol. Dans tous les cas, le principe consiste à introduire dans un confinement un mélange inflammable homogène et une source d'inflammation au point de symétrie pour déclencher l'amorçage (Figure 30) .

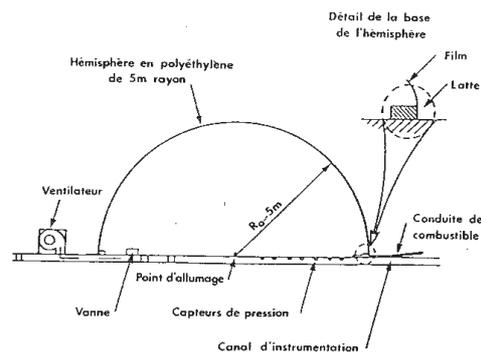


Figure 30 : Dispositif expérimental typique pour des essais de déflagration hémisphérique – d'après (Lannoy et al., 1989)

On observe alors une flamme, sphérique ou hémisphérique, qui se propage d'elle-même à travers tout le nuage explosif. Pendant la propagation de la flamme, l'expansion volumique des gaz brûlés met en mouvement les gaz frais situés en aval du front de flamme. Les produits de combustion agissent sur l'atmosphère environnante comme un " piston " équivalent dont on montre que la vitesse  $u_p$  (ou le nombre de Mach  $M_p$ ) est directement liée à la vitesse de propagation de la flamme par rapport aux gaz frais  $V_f$  (ou au nombre de Mach  $M_f$ ) et au rapport d'expansion  $\beta$  par la relation :

$$M_p = M_f \cdot (1 - 1 / \alpha)^{1/3}$$

Équation 15

L'expansion des gaz engendre une " onde de pression " qui se propage dans l'atmosphère au repos à la manière d'une onde acoustique, assez comparable à celle des sons émis par un haut-parleur (Proust, 2004).

L'écoulement induit par la déflagration d'une charge combustible sphérique de rayon initial  $r_0$  en espace libre infini peut être décomposé en quatre régions distinctes (Figure 31) :

- la première région, interne, est celle des gaz brûlés, délimitée par le front de flamme sphérique de rayon  $r_f$ . Il s'agit de la région qui concerne tout rayon  $r$  tel que  $0 < r < r_f$ . Les gaz sont chauds et, en régime de déflagration, on peut supposer qu'ils sont au repos, si bien que la pression dans la « boule de feu » est sensiblement constante.
- La deuxième région correspond au front de flamme ( $r = r_f$ ). La flamme peut être vue comme une interface de faible épaisseur par rapport aux dimensions de la boule de feu, où se déroule la transformation des réactifs en produits de combustion. La forme de la surface réactive peut être compliquée, notamment lorsque les tourbillons interagissent avec le processus de combustion (Proust, 2004). Compte tenu du taux d'expansion, le rayon maximal apparent de la flamme est donné, pour un mélange air-hydrocarbure proche de la stœchiométrie, par :

$$r_{fmax} = \alpha^{1/3} \cdot r_0 \approx 2 \cdot r_0$$

*Équation 16*

- La troisième région, dans les gaz frais, est au contact immédiat de la flamme et des gaz brûlés si bien que la pression locale reste proche de celle sur le front de flamme. Dans ce cas, l'écoulement est correctement décrit à partir des équations de la mécanique des fluides incompressibles. L'extension de cette région est telle que  $r_f < r < 2 \cdot r_f$ .
- La quatrième région est comprise entre  $2 \cdot r_f$  et la distance maximale  $r_c$  parcourue par l'onde de pression initiale (appelée « onde de tête ») depuis le point et l'instant d'amorçage. Dans cette zone, le champ de pression obéit aux lois de l'acoustique.
- Au-delà, le milieu ambiant n'est pas perturbé.

Lorsque la vitesse de la flamme est plus petite que 120 m/s environ, l'amplitude de l'onde de tête est nulle et le champ de pression ne présente pas de discontinuité en amont de la flamme. Au-delà de 120 m/s, l'onde de tête est une onde de choc (Leyer, 1982).

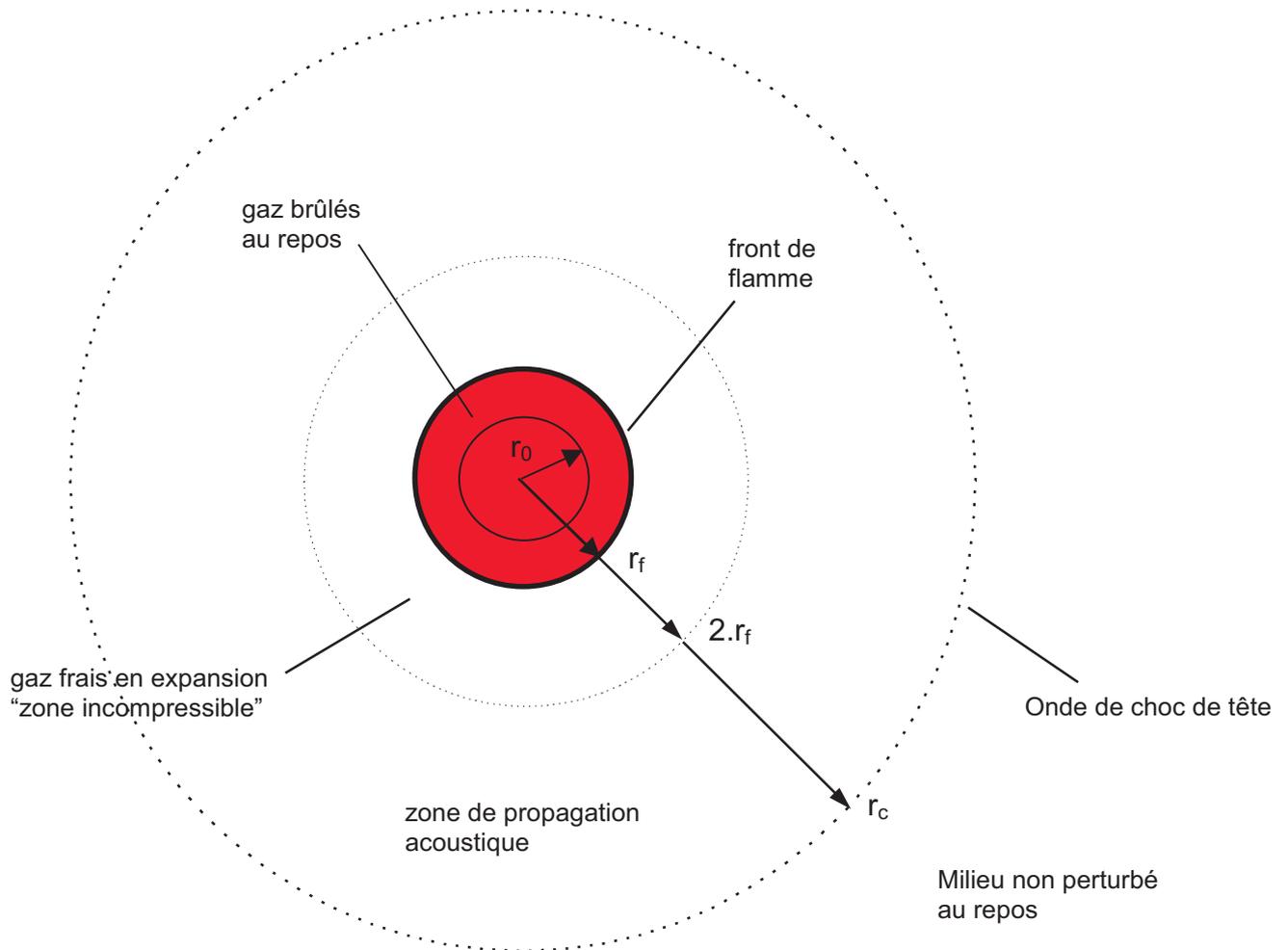


Figure 31 : Ecoulement engendré par une déflagration sphérique

Deshaies (Deshaies & Clavin, 1979 ; Cambray et al., 1979) a proposé des solutions analytiques générales, valables y compris pour des nombres de Mach élevés.

Leyer (Leyer, 1982 ; Leyer et al., 1983 ; Deshaies & Leyer, 1981) a donné une description générale du signal de pression. Il apparaît, par exemple pour une propagation à vitesse constante, que la surpression  $\Delta P$  à une distance  $r$  donnée supérieure au rayon  $r_f$  de la flamme est de la forme indiquée sur la Figure 32a : après le passage de l'onde de pression de tête, qui précède le front de flamme, au temps  $t_0 = r / C_0$ , la pression augmente linéairement jusqu'à l'extinction de la flamme qui se produit lorsqu'elle atteint son rayon maximal  $r_{fmax}$ , à :

$$t^+ = r_0 \cdot \alpha^{1/3} \cdot V_f^{-1}$$

Équation 17

La décélération puis l'arrêt de la flamme en fin de propagation entraîne une chute rapide de la pression. La Figure 32b présente le profil du champ de pression dans l'espace à un instant donné. Dans les gaz brûlés, la pression est uniforme et légèrement inférieure à la surpression maximale qui est relevée sur le front de flamme. Dans la zone acoustique, la surpression décroît en  $1 / r$  en s'éloignant du

front de flamme. La zone acoustique est raccordée au milieu ambiant par l'onde de pression de tête.

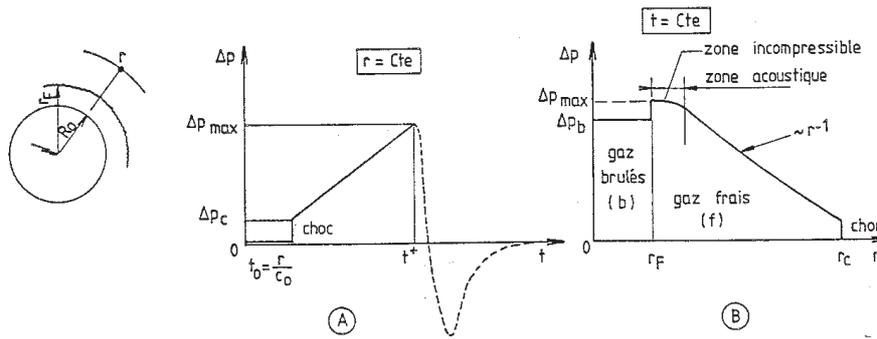


Figure 32 : Suppression en fonction du temps (A) et de la distance (B) engendrée par une déflagration sphérique - d'après (Lannoy et al., 1989)

Si la vitesse de la flamme reste modérée (c'est à dire nettement inférieure à la vitesse de propagation du son dans les gaz frais,  $M_f < 0,35$ ), une solution analytique précise du champ de pression peut être obtenue :

Dans la zone acoustique (quatrième région), l'effet de l'explosion est ressenti comme celui d'une source acoustique monopole qui émet une onde acoustique dans l'environnement, à la manière des sons émis par un haut-parleur. Elle est représentée par l'équation :

$$\Delta P(r,t) = \frac{\rho_0 \cdot (1 - \frac{1}{\alpha})}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot \frac{d^2 V(\tau)}{dt^2}$$

Équation 18

où :

- $\Delta P(r,t)$  est la suppression à l'instant  $t$  à la distance  $r$  de l'explosion,
- $\rho_0$  est la densité de l'atmosphère,
- $\alpha$  est le taux d'expansion des gaz brûlés,
- $V$  est le volume de la source acoustique,

$\tau = t - r / c_0$ , avec  $c_0$  la vitesse de propagation du son dans l'air.

Dans le cas d'une propagation sphérique, une formulation plus explicite peut être obtenue en remarquant que :

$$V = 4 / 3 \cdot \pi \cdot r_f^3$$

Équation 19

Il vient finalement :

$$\Delta P(r,t) = \rho_0 \cdot (1 - \frac{1}{\alpha}) \cdot \left[ 2 \cdot \frac{r_f(\tau)}{r} \cdot \left( \frac{dr_f(\tau)}{dt} \right)^2 + \frac{r_f^2(\tau)}{r} \cdot \frac{d^2 r_f(\tau)}{dt^2} \right]$$

Équation 20

Dans la zone incompressible (troisième région), la solution analytique a la forme suivante :

$$\Delta P(r,t) = \rho_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \cdot \left[ 2 \cdot \frac{r_f}{r} \cdot \left(\frac{dr_f}{dt}\right)^2 + \frac{r_f^2}{r} \cdot \frac{d^2 r_f}{dt^2} - \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \cdot \frac{r_f^4}{r^4} \cdot \left(\frac{dr_f}{dt}\right)^2 \right]$$

Équation 21

Lorsque la flamme est rapide ( $M > 0,35$ ,  $V_f < 120$  m/s), l'onde de tête prend un profil d'onde de choc et ne peut être négligée. Si  $M > 0,7$ , le profil de pression entre le choc de tête et le piston est voisin de la solution incompressible. Des solutions analytiques ont été proposées (Lannoy, 1984) mais sont difficiles à utiliser.

Dans le cas particulier d'une flamme se propageant à vitesse constante et à moins de 120 m/s, les expressions du champ de pression prennent la forme particulièrement simple suivante :

- dans la zone acoustique ( $r \gg r_f$ ) :

$$\Delta P(r,t) = 2 \cdot \rho_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \cdot \frac{r_f}{r} \cdot V_f^2 \cdot \left(1 - \frac{V_f}{c_0}\right)$$

Équation 22

- près du front de flamme ( $r \approx r_f$ ) :

$$\Delta P(r,t) = 2 \cdot \rho_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \cdot \frac{r_f}{r} \cdot V_f^2 \cdot \left(1 - \frac{1 - \frac{1}{\alpha}}{4} \cdot \left(\frac{r_f}{r}\right)^3\right)$$

Équation 23

Enfin, dans la zone des gaz brûlés au repos, la pression est uniforme et s'écrit :

$$\Delta P_b = \rho_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \cdot V_f^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(3 - \frac{1}{\alpha}\right)$$

Équation 24

Ce jeu d'expressions analytiques permet de calculer, en tout point de l'espace et à un instant donné, la surpression maximale engendrée par l'explosion. On remarquera qu'à distance de la flamme, elle s'exprime comme le carré de la vitesse de flamme  $V_f$  et s'atténue comme l'inverse de la distance  $r$ .

En fixant une valeur de  $\alpha \approx 8$  et en limitant la vitesse de flamme à  $M = 0,35$ , on peut tracer facilement une série d'abaques paramétrée par la vitesse de la déflagration, sur lesquels une lecture directe de la surpression en fonction de la distance est possible (Figure 33).

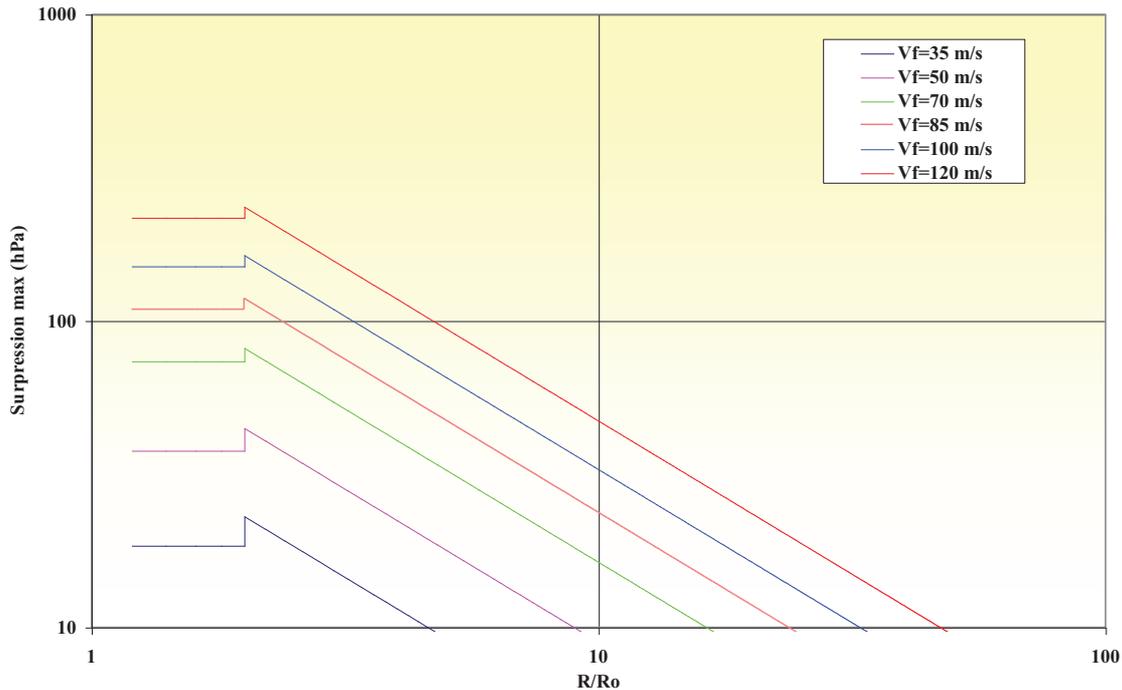


Figure 33 : Décroissance de la surpression aérienne maximale en fonction de la distance pour des déflagrations lentes, ( $R_0$  rayon de la charge initiale, et  $V_f$  vitesse de flamme,  $\alpha \approx 8$ ,  $V_f < 120$  m/s)

### 3.6.2 EFFET DE LA GEOMETRIE DU NUAGE SUR LA PROPAGATION DE LA FLAMME

La principale difficulté est de modéliser l'évolution du débit de volume de la « source acoustique » (terme en dérivée seconde) c'est-à-dire du débit volumique de gaz de combustion. Dans un nuage plat, la flamme se développe isotropiquement jusqu'à atteindre la frontière du nuage selon l'axe vertical (un peu plus en réalité cette frontière est comme « soulevée » par l'expansion de gaz : au minimum  $h_{fmax} = 2 \cdot H_{nuage}$  où  $H_{nuage}$  est la hauteur initiale du nuage, donnée par la LIE dans la direction verticale), puis radialement jusqu'aux frontières azimutales.

Cette expression générale peut être reformulée pour ces deux phases :

Pour la propagation isotrope (Figure 34) :

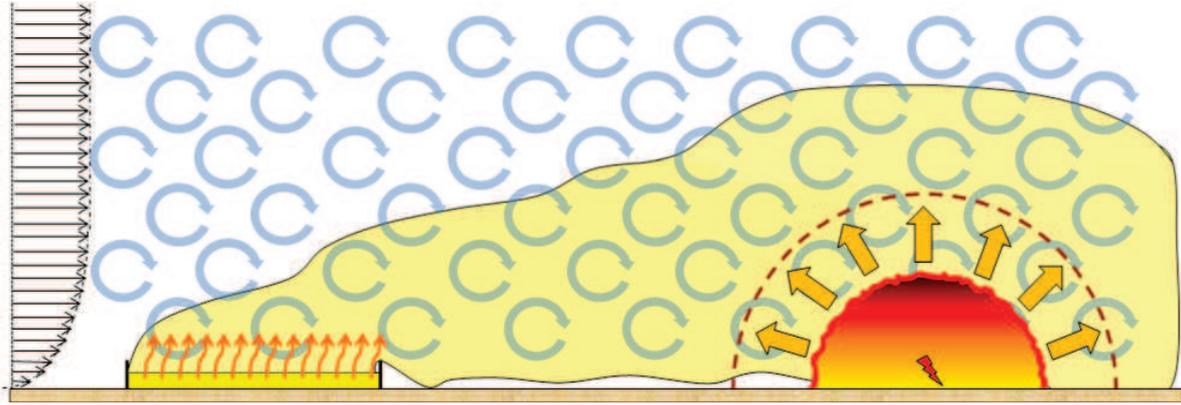


Figure 34 : Phase de propagation isotrope

$$\Delta P(r,t) = \rho_{atm} \cdot \frac{r_f}{r} \cdot \left[ 2 \cdot S_{comb}^2 \cdot (\alpha - 1) \cdot \alpha + (\alpha - 1) \cdot r_f \cdot \frac{dS_{comb}}{dt} \right]$$

Équation 25

qui devient aussi sachant que  $dt = \frac{dr_f}{S_{comb} \cdot \alpha}$ ,

$$\Delta P(r,t) = \rho_{atm} \cdot \frac{r_f}{r} \cdot (\alpha - 1) \cdot \alpha \cdot S_{comb}^2 \cdot \left( 2 + r_f \cdot \frac{dS_{comb}}{S_{comb} \cdot dr_f} \right)$$

Équation 26

La phase de propagation isotrope produit de la pression même à vitesse constante sous l'effet de l'augmentation naturelle de la « boule de feu » (premier terme dans la parenthèse). C'est l'une des hypothèses qui sous-tend la méthode Multi-Energie. Mais on remarque que le second terme dans la parenthèse représente les effets potentiels de l'accélération de la flamme. Ils sont susceptibles d'être d'autant plus marqués que le rayon de la flamme est grand. Ceci est confirmé par des résultats expérimentaux où il apparaît que des surpressions supérieures aux surpressions produites par la vitesse de flamme maximale (Van WINGERDEN, 1984) sont possibles.

Pour la propagation azimuthale (Figure 35) :

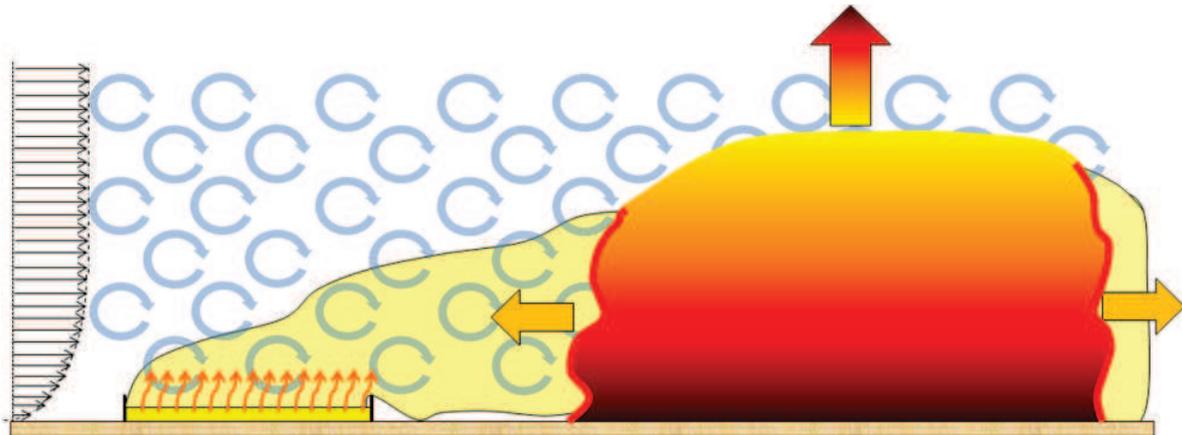


Figure 35 : Phase de propagation azimuthale

$$\Delta P(r,t) = \rho_{atm} \cdot \frac{r_f}{r} \cdot \left[ \frac{H_{nuage}}{r_f} \cdot S_{comb}^2 \cdot (\alpha - 1) + (\alpha - 1) \cdot h_f \cdot \frac{dS_{comb}}{dt} \right]$$

Équation 27

qui devient aussi sachant que  $dt = \frac{dr_f}{S_{comb}}$ ,

$$\Delta P(r,t) = \rho_{atm} \cdot \frac{r_f}{r} \cdot (\alpha - 1) \cdot S_{comb}^2 \cdot \left( \frac{H_{nuage}}{r_f} + H_{nuage} \cdot \frac{dS_{comb}}{S_{comb} \cdot dr_f} \right)$$

Équation 28

La phase de propagation azimuthale n'engendre au contraire presque pas de pression si la propagation s'opère à vitesse constante (premier terme dans la parenthèse) dans un nuage très plat mais le terme d'accélération peut être beaucoup plus intense.

Un cas pratique est présenté en annexe 1.

## 4. METHODE D'EVALUATION DES EFFETS DE PRESSION

L'objectif de ce chapitre est de présenter les méthodes les plus classiques utilisées pour l'évaluation des effets de surpression. Une comparaison détaillée de ces méthodes a déjà fait l'objet de travaux antérieurs (Mouilleau et Lechaudel, 1999).

Quatre méthodes ont été retenues :

- l'équivalent TNT,
- la méthode « Congestion Assessment Method » ou méthode CAM,
- la méthode Baker-Strehlow,
- la méthode Multi-énergie.

### 4.1 METHODE DE L'EQUIVALENT TNT

#### 4.1.1 PRINCIPES GENERAUX

Cette méthode repose sur l'hypothèse selon laquelle, il doit être possible de reproduire le champ de surpression qui est engendré par une explosion donnée (de gaz, d'un explosif condensé, ...) en faisant exploser du TNT. Ainsi, l'équivalent TNT d'un mélange gazeux explosible correspond à la masse de TNT qui en explosant engendrerait le même champ de surpression que celui engendré par l'explosion de 1 kg du mélange explosible considéré. Cet équivalent TNT, noté par la suite  $M_{TNT}$ , est calculé au moyen de la relation ci-après.

$$M_{TNT} = a \times \frac{E_{gaz}}{E_{TNT}}$$

*Équation 29*

où  $E_{gaz}$  représente l'énergie que le combustible considéré peut libérer après combustion,

$E_{TNT}$  représente l'énergie libérée par l'explosion de 1 kg de TNT soit environ 4690 kJ,

et  $a$  représente le « rendement » de l'explosion de gaz.

Le rendement «  $a$  » a différentes significations selon ce que représente exactement l'énergie  $E_{gaz}$ . En effet,  $E_{gaz}$  peut représenter l'énergie de combustion de :

1. la totalité de la masse de combustible rejetée accidentellement (sachant qu'une partie seulement de cette masse sera dans les limites d'explosibilité),
2. la masse de combustible mélangée avec l'air en proportions explosibles.

Les valeurs des équivalents TNT sont déduites d'une analyse statistique des dommages observées à l'issue de 123 accidents. Cette analyse montre une grande variabilité dans les équivalents obtenus comprise entre 0,02 % et 15,9 %. L'analyse montre également que les équivalents TNT déduits sont inférieurs à 10 % dans 97 % des cas étudiés. La valeur moyenne de 4 % couvre 60 % des cas d'accidents étudiés (Lannoy, 1984). En prenant en compte la marge d'incertitude, Lannoy recommande donc de retenir une valeur maximale du rendement d'explosion de 10 % pour être conservatif.

Néanmoins, le retour d'expérience présenté au chapitre 2 montre que le rendement est extrêmement variable.

## 4.1.2 EFFETS DE PRESSION

### 4.1.2.1 CHAMP PROCHE

Les méthodes ou modèles d'équivalence TNT sont basés sur le fait qu'il est possible de faire coïncider les courbes d'atténuation des surpressions engendrées par une explosion de gaz et par la détonation du TNT. Toutefois, à partir d'une valeur unique du rendement «  $a$  », cette coïncidence entre deux courbes d'atténuation des surpressions n'est pas possible dans tout l'espace environnant le lieu supposé d'explosion. A cet égard, et s'agissant plus particulièrement des surpressions maximales en champ proche, il convient de noter que :

- la détonation du TNT correspond à un régime d'explosion où l'explosif condensé est transformé en produits de combustion gazeux par une onde réactive se propageant à plusieurs milliers de m/s et engendrant à une distance proche de la charge explosive des surpressions de plusieurs centaines de bar,
- en comparaison, lorsqu'une détonation d'un mélange gazeux est observée, le régime d'explosion tend généralement vers celui dit de Chapman-Jouguet où la transformation des gaz frais en produits brûlés est due à la propagation d'un front de flamme à une vitesse comprise entre 1700 et 2000 m/s environ engendrant des surpressions de l'ordre de 18 à 20 bar.

Ainsi, le principe d'équivalence TNT ne s'applique qu'au delà du lieu dans l'espace à partir duquel l'amplitude maximum des ondes de choc lancées par la détonation du TNT est suffisamment atténuée pour être comparable aux surpressions dues aux explosions de gaz, c'est-à-dire généralement en dehors du nuage inflammable. Dans le cas des valeurs du rendement  $a$  qui sont mentionnées au paragraphe précédent, ce lieu « critique » dépasse de manière assez nette le rayon maximum de propagation des flammes. En conséquence, le niveau maximum de surpression qui peut être engendré en cas d'explosion accidentelle de gaz ne peut pas être directement lu sur une courbe d'atténuation de pression tirée d'un équivalent TNT.

### 4.1.2.2 CHAMP LOINTAIN

Les effets de pression à distance sont estimés, en première approximation à partir de l'amplitude maximale de surpression statique  $\Delta P_+$ . Le calcul de la décroissance de cette surpression, depuis la valeur  $\Delta P_{max}$  observée en champ proche, est ensuite réalisé à partir d'un abaque (Figure 36) paramétré par la masse équivalente de TNT supposée posée au sol.

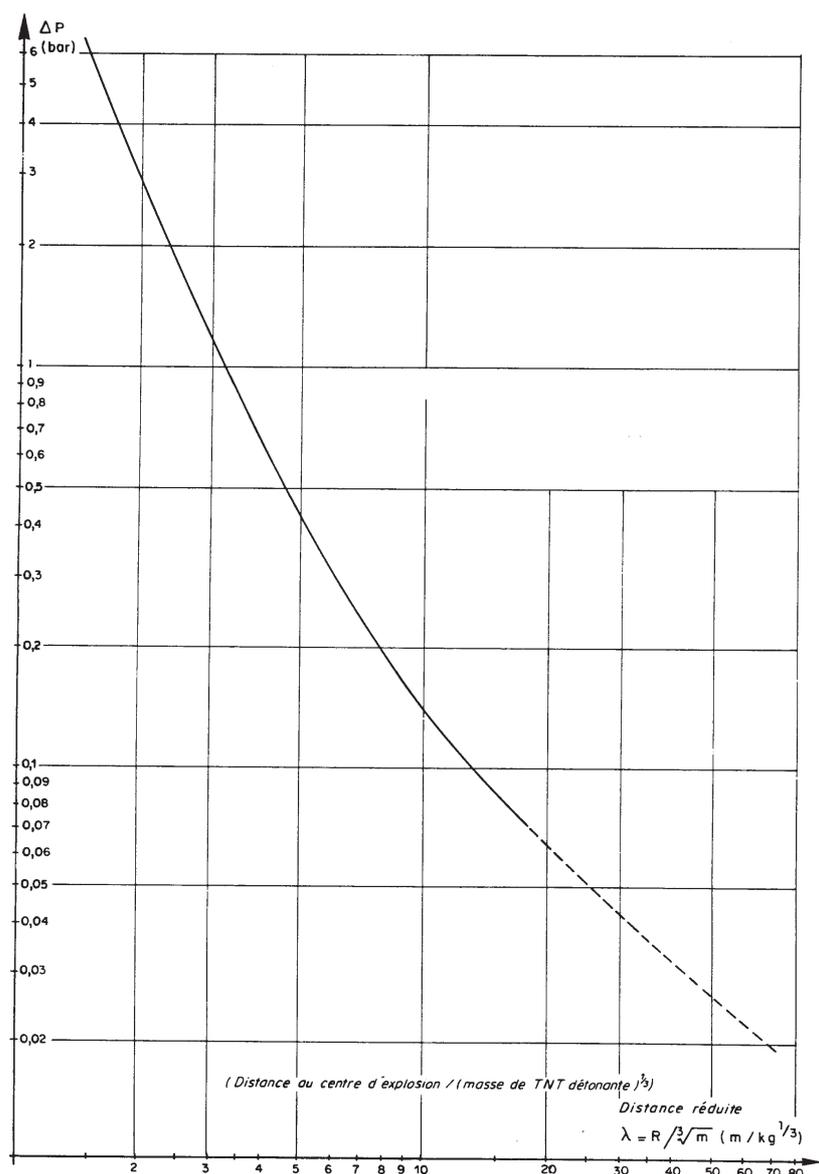


Figure 36 : Abaque TM5-1300 extrapolé tiré de (Lannoy, 1984) donnant les surpressions engendrées par la détonation d'une masse de TNT posée au sol

#### 4.1.3 LIMITES DE L'EQUIVALENT TNT

L'analyse comparative des méthodes faite par Mouilleau (Mouilleau et al, 1999) a montré quelques limites de cette méthode.

Le rendement de l'explosion « a » n'est pas unique. Il diffère selon les gaz ou la typologie de l'explosion.

Les explosions de gaz de faible puissance sont mal représentées par cette méthode.

Les effets de pression en champ proche sont mal représentés parce que les niveaux de pression maximum produits par la détonation du TNT sont très différents de ceux produits par l'explosion d'un nuage de gaz.

## 4.2 METHODE CAM

### 4.2.1 PRINCIPES GENERAUX

La méthode « Congestion Assessment Method » ou CAM a été développée par Shell et étendue par Puttock (1995, 1999). Cette méthode se fonde sur le principe que ses vitesses de flamme et des surpressions importantes sont observées dans les zones de l'espace « congestionnées » par la présence d'obstacles.

Le calcul des surpressions susceptibles d'être observées après une explosion accidentelle est réalisé en 3 étapes.

Tout d'abord, il s'agit de déterminer le niveau de surpression maximum qui pourrait être observé dans l'espace de propagation des flammes. Pour cela, la méthode propose l'utilisation d'un « arbre de décision », qui a pour but une évaluation quantitative de la surpression maximale pour les cas où le confinement est inférieur à 60 % et pour le cas où les obstacles sont suffisamment éloignés les uns des autres (Figure 37).

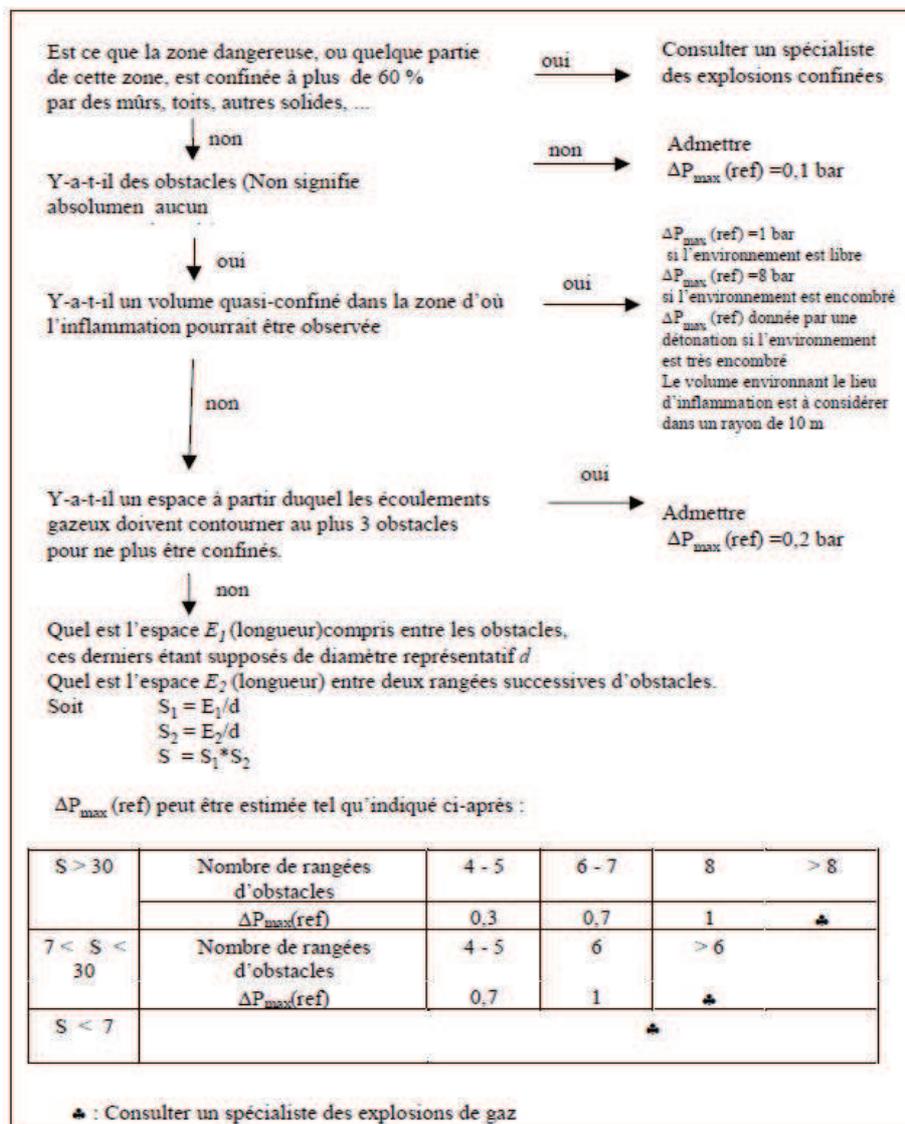


Figure 37 : Arbre de décision pour la détermination de la surpression maximale notée  $\Delta P_{\max}(\text{ref})$  dans le champ de propagation des flammes – Méthode CAM

Ensuite, en deuxième étape, il est proposé de corriger la valeur de surpression maximale déduite de l'arbre de décision en tenant compte d'un facteur correctif qui dépend de la nature du combustible tel que  $\Delta P_{\max} = F \times \Delta P_{\max}$ . Les valeurs de ce facteur correctif (Tableau 7) sont données pour une quinzaine d'hydrocarbures courants allant du méthane (pour le moins réactif) à l'éthylène (pour le plus réactif) parmi ceux répertoriés dans (Puttock, 1995).

Combustible gazeux (-)	Facteur de correction F (-)
Méthane	0,6
Toluène	0,7
Pentane	1
Cyclohexane	1
Butane	1
Propane	1
Méthanol	1
Acétone	1
Benzène	1
Ethanol	1,5
Propylène	1,5
Butadiène	2
Ethylène	3

Tableau 7 : Valeurs du facteur F en fonction de la nature du combustible

Enfin, la troisième étape consiste à calculer l'atténuation des ondes de pression dans l'environnement du lieu de l'explosion accidentelle au moyen d'abaques. L'originalité de la méthode CAM réside essentiellement dans le fait que les lois d'atténuation des ondes de pression, traduites dans les abaques proposées, ne sont pas issues d'un calcul réalisé en supposant une propagation de flamme à vitesse constante mais ont été déduites des mesures faites durant le projet de recherche MERGE (Mercx, 1993, 1995). Pour mémoire, les ondes de pressions enregistrées pendant les essais du projet MERGE ont été engendrées par des déflagrations quasi-hémisphériques se propageant à vitesse variable.

Enfin, pour terminer cette présentation générale de la méthode CAM, il convient à nouveau de noter que même si cette méthode suppose implicitement l'occurrence éventuelle de plusieurs types d'explosions selon les caractéristiques de l'espace occupé par le nuage inflammable, aucune recommandation n'est fournie quant à la prise en compte des contributions respectives de ces différentes explosions.

## 4.2.2 ATTENUATION DES ONDES DE PRESSION

Les effets de pression à distance sont estimés, en première approximation à partir de l'amplitude maximale de surpression statique  $\Delta P_+$ . Le calcul de la décroissance de cette surpression, depuis la valeur  $\Delta P_{max}$  observée en champ proche, est ensuite réalisé à partir d'un abaque (Figure 38) paramétré par le facteur  $R/R_0$  où  $R_0$  représente le rayon d'un hémisphère posé au sol et contenant les gaz de la charge explosible après combustion.

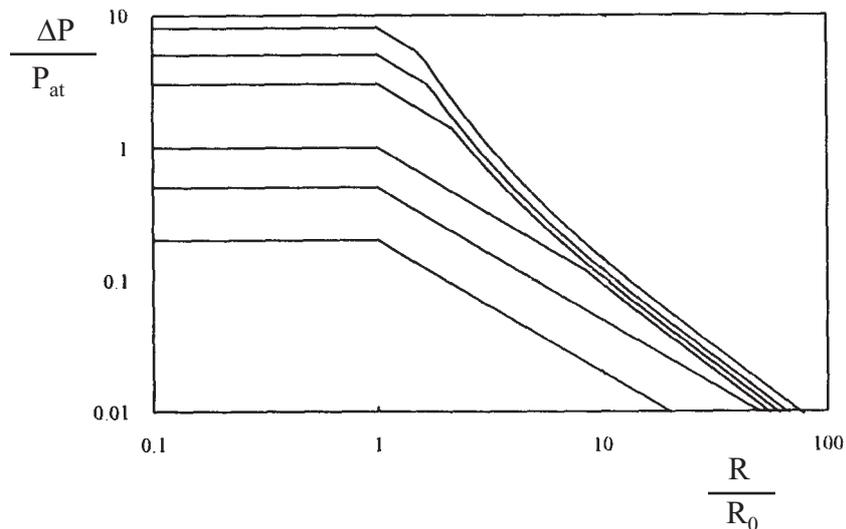


Figure 38 : Abaque tiré de la méthode CAM et donnant les surpressions engendrées par des déflagrations de volumes explosibles hémisphériques posés au sol

L'abaque proposé dans la méthode CAM a été obtenu par « calage » avec des valeurs de surpressions mesurées suite à des déflagrations quasi-sphériques et à vitesse de flamme variables. Dans le cas des essais où de fortes vitesses de flamme ont été observées, les ondes de surpression engendrées n'auraient présenté un profil d'onde de choc idéale qu'après une certaine distance de propagation au travers d'une zone intermédiaire. Dans cette zone, la décroissance des surpressions est supposée en  $1/R$ . Au delà elle peut éventuellement être en  $1/R^i$  avec  $i > 1$ .

## 4.2.3 LIMITE DE LA METHODE CAM

L'analyse comparative des méthodes faite par Mouilleau (Mouilleau et al, 1999) a montré quelques limites de cette méthode.

Bien que facile d'utilisation et calibrée sur un grand nombre d'essais, cette méthode ne permet qu'une représentation globale de l'encombrement et de sa géométrie.

De plus, l'utilisation de l'arbre de décision ne conduit pas toujours à la détermination unique de la surpression maximale. La décision dépend fortement des spécifications de l'encombrement et du confinement.

En revanche, les abaques de décroissance de pression semblent mieux adaptés aux explosions de gaz que la méthode de l'équivalent TNT. Ils ont été établis sur la base d'explosion de gaz.

Les niveaux de surpression en champ proche sont de l'ordre de grandeur des surpressions caractéristiques d'une explosion de nuage de gaz.

### **4.3 METHODE BAKER-STRELHOW**

La méthode dite de Baker-Strehlow (Baker et al., 1983, 1991, 1996) est basée sur le fait que les conséquences d'une explosion accidentelle dépendent de l'énergie potentiellement mise en jeu au sein du nuage inflammable mais aussi des circonstances de l'accident et en particulier de la présence d'obstacles solides dans le champ de propagation des flammes.

La méthode de Baker-Strehlow est à appliquer en 3 temps :

- Il convient tout d'abord de déterminer l'énergie potentiellement mise en jeu au sein du nuage inflammable,
- il convient ensuite de qualifier la « violence » de l'explosion, ce qu'il est proposé de faire en estimant l'ordre de grandeur de la vitesse de propagation des flammes au moyen notamment de recommandations fournies avec la méthode,
- ensuite, cet ordre de grandeur de vitesse de flamme, supposée dès lors constante, sert à sélectionner une courbe de décroissance de surpression aérienne parmi l'ensemble de celles établies par Strehlow et al. (1979).

#### **4.3.1 DETERMINATION DE L'ENERGIE D'EXPLOSION**

Il ne s'agit plus de déterminer une énergie d'explosion mais des énergies d'explosion relatives à chaque partie du nuage inflammable initial. En effet, la méthode propose de considérer séparément les énergies d'explosion des différentes parties du nuage explosible en fonction des niveaux de surpression qui pourraient être observés. Il est en particulier recommandé d'isoler l'énergie des explosions susceptibles d'avoir lieu au sein :

- des parties du nuage turbulentes en raison des caractéristiques du rejet (jet de gaz initialement sous pression),
- et des zones encombrées.

Les parties du nuage explosibles turbulentes en raison des caractéristiques du rejet sont à identifier au moyen des modèles de dispersion. Ensuite et de façon générale, la procédure à suivre comprend les étapes suivantes :

- identifier quelles sont les zones du site susceptibles d'être « envahies » par le nuage explosible toujours au moyen des modèles de dispersion (non considérés dans ce rapport),
- estimer le volume du mélange gazeux explosible au sein de chaque zone encombrée ou non,
- et calculer l'énergie d'explosion en multipliant le volume susmentionné par une densité énergétique moyenne qui dépend de l'énergie de combustion du combustible considéré et de sa concentration lorsqu'il est mélangé avec l'air pour former le nuage inflammable.

### 4.3.2 QUALIFICATION DE LA VIOLENCE DE L'EXPLOSION

Selon (Baker et al., 1996) une estimation de la vitesse de propagation des flammes peut être obtenue en considérant :

- la réactivité du combustible mis en jeu,
- la densité d'obstacles,
- et le degré de confinement.

Baker et al. proposent 3 classes de combustibles :

- les combustibles très réactifs, à savoir l'hydrogène, l'acétylène et les oxydes d'éthylène ou de propylène,
- les combustibles faiblement réactifs : méthane et monoxyde de carbone,
- et les combustibles de réactivité moyenne qui correspondent à tous les autres gaz combustibles que ceux susmentionnés.

La densité d'obstacles est ensuite définie à partir des variables :

- *BR* pour « Blockage Ratio », qui représente l'aire occupée par les solides sur l'aire totale offerte aux gaz dans les différentes directions de propagation des flammes,
- et *P* pour « Pitch » qui correspond à la distance entre 2 rangées successives d'obstacles.

De façon analogue à ce qui est présenté plus haut pour la réactivité, 3 classes de densité d'obstacles sont aussi considérées :

- une densité d'obstacles faible lorsque *BR* est inférieur à 10 % et que le lieu d'explosion ne comporte qu'une à deux rangées d'obstacles,
- une densité forte lorsque *BR* est supérieur à 40 % et qu'il existe au moins 3 rangées d'obstacles,
- et une densité moyenne dans tous les autres cas.

Puis, pour un cas donné, lorsque les classes de réactivité, de densité d'obstacles et le degré de confinement sont déterminés, la vitesse de flamme ou la surpression maximale sont obtenues en se référant au Tableau 8.

Degrés de confinement 1D, soit un mode de propagation axial des flammes							
		Densité d'obstacles					
		forte		moyenne		faible	
		(Mach <sup>6</sup> )	(kPa)	(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)
réactivité	forte	5,2	>1000	5,2	>1000	5,2	>1000
	moyenne	2,265	800	1,765	400	1,029	200
	faible	2,265	800	1,029	200	0,294	40
Degrés de confinement 2D, soit un mode de propagation radial des flammes							
		Densité d'obstacles					
		forte		moyenne		faible	
		(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)
réactivité	forte	1,765	400	1,029	200	0,588	100
	moyenne	1,235	300	0,662	120	0,118	7
	faible	0,662	120	0,471	70	0,079	4
Degrés de confinement 3D, soit un mode de propagation sphérique des flammes							
		Densité d'obstacles					
		forte		moyenne		faible	
		(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)
réactivité	forte	0,588	100	0,153	15	0,071	4
	moyenne	0,206	20	0,1	7	0,037	1
	faible	0,147	15	0,1	7	0,037	1

Tableau 8 : Correspondance entre les conditions d'explosion et les vitesses de flamme (exprimées en Nombre de Mach) ou surpressions aériennes maximum selon (Baker et al., 1996)

### 4.3.3 COURBES DE DECROISSANCE DE SURPRESSION AERIENNE

Les courbes de décroissance de surpressions aériennes (Figure 39) ont été établies à partir des résultats de calculs obtenus par Strehlow et al. au moyen d'un code permettant des simulations numériques de la propagation des ondes de pression (Strehlow et al., 1979, Baker et al., 1983). Les simulations qui ont permis d'établir les courbes proposées par Strehlow ont été réalisées en supposant :

- un nuage explosible sphérique disposé dans un espace infini,
- une inflammation au centre de ce nuage,

<sup>66</sup> en tenant compte de la dispersion du nuage d'essence

<sup>6</sup> Le nombre de Mach correspond au rapport sans dimension  $V_f/C$  où  $V_f$  est la vitesse de flamme en m/s et  $C$  la vitesse du son dans l'air ambiant, soit 340 m/s environ.

- une vitesse de propagation de flamme constante, comprise selon les simulations considérées entre quelques dizaines de m/s et 1800 m/s, soit en d'autres termes, depuis les déflagrations les plus lentes jusqu'au cas des détonations stables dites de Chapman-Jouguet.

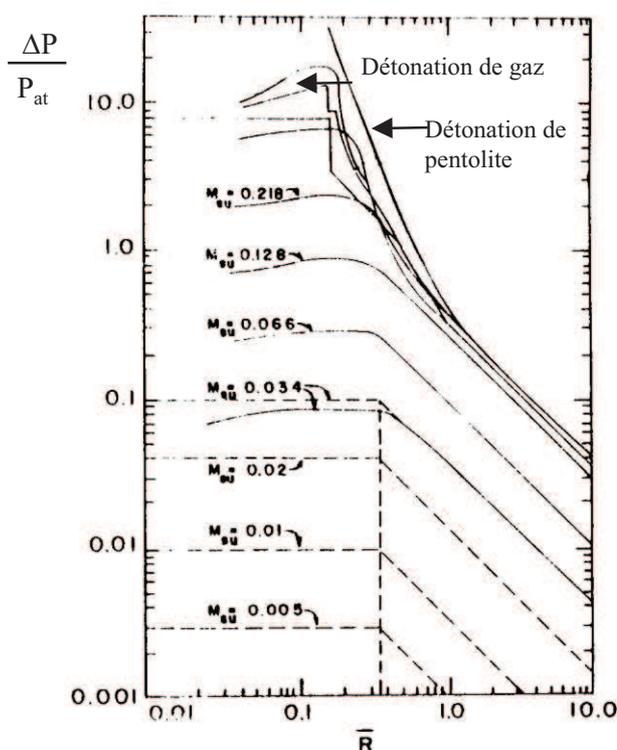


Figure 39 : Abaque relatif à la méthode de Baker-Strehlow donnant les surpressions engendrées par des déflagrations à vitesse de flamme constante de volumes explosibles sphériques placés dans un espace supposé infini

#### 4.3.4 LIMITES DE LA METHODE BAKER STRELHOW

L'analyse comparative des méthodes faite par Mouilleau (Mouilleau et al, 1999) a montré quelques limites de cette méthode.

Bien que les indications générales fournies pour déterminer les surpressions maximales soient en partie quantitatives, lorsque les résultats de cette méthode sont confrontés à des résultats expérimentaux comme les essais MERGE, cela conduit à une sous-estimation, pouvant atteindre un facteur 10, des surpressions maximales réellement observées.

Comme la méthode CAM, les abaques de décroissance de pression semblent mieux adaptés aux explosions de gaz que la méthode de l'équivalent TNT et ont été établis sur la base d'explosion de gaz.

#### 4.4 METHODE MULTI-ENERGIE

La méthode Multi-Energie a été proposée par le TNO (van den Berg, 1984) suite aux importantes campagnes d'essais menées dans les années 1970 et 1980, et aux développements des théories des déflagrations gazeuses hémisphériques.

La méthode Multi-Energie repose les hypothèses suivante :

- la flamme se propage à une vitesse constante qui doit être prise comme le maximum possible pour l'installation considérée ;
- la vitesse maximum de propagation de la flamme est déterminée de manière empirique en fonction de la réactivité du nuage, de sa géométrie et du taux d'encombrement ;

A l'extérieur d'une zone d'accélération, la flamme ralentit et retrouve sa vitesse « naturelle », si bien que deux zones d'accélération de flamme (par exemple deux réseaux d'obstacles), séparés par une zone où la flamme ralentit, produisent, à distance, deux pics de pression indépendants.

On montre ainsi que du point de vue de ses effets, l'explosion d'un nuage de gaz doit être décrite, non comme l'explosion « en masse » de tout le volume explosif disponible, mais comme la succession d'explosions élémentaires et indépendantes qui se déroulent dans les zones d'accélération de flamme présentes dans le nuage.

L'application de la méthode Multi-Energie repose ainsi sur deux étapes fondamentales :

- la caractérisation des zones d'accélération de flamme dans le nuage explosif,
- la détermination de la vitesse de flamme dans chacune des zones c'est-à-dire qualifier la violence de l'explosion.

Pour cela, il convient de tenir compte des nombreux paramètres qui ont une influence sur la vitesse de propagation des flammes, parmi lesquels peuvent être cités :

- la densité d'obstacles,
- le degré de confinement,
- la forme et les dimensions du nuage inflammable,
- la réactivité du combustible,
- l'énergie et la position de la source d'inflammation,
- et la turbulence du mélange réactif avant allumage.

La « violence » de chaque explosion élémentaire peut ensuite être caractérisée par un indice compris entre 1 et 10, correspondant à un niveau maximum de surpression. Enfin, les niveaux maximum et les courbes d'atténuation de la surpression en fonction de la distance sont donnés, pour chaque indice, sur des abaques.

#### 4.4.1 DETERMINATION DE L'ENERGIE DES EXPLOSIONS ELEMENTAIRES

L'objectif est de déterminer les potentielles sources de pression c'est-à-dire les zones où la flamme peut s'accélérer suffisamment pour créer des surpressions importantes en raison de la turbulence, de confinement ou d'obstacles. A ce titre, la méthode Multi-Energie telle que préconisée dans (TNO, 1997b) est plus explicite. L'identification et le calcul des volumes des zones encombrées (calculs qui donnent par suite les énergies d'explosion) sont obtenus via la procédure présentée en Figure 40 et Figure 41 suivantes.

Etape n°1	Assimiler les installations réelles en une structure composée exclusivement de volumes géométriques simples comme : <ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Des parallélépipèdes de dimensions <math>d_1, d_2, d_3</math>,</li> <li>▪ Des cylindres de longueur <math>L</math> et de diamètres <math>D_c</math></li> <li>▪ Des sphères de diamètres <math>D_s</math></li> </ul>
Etape n°2	Supposer une position pour le point d'inflammation
Etape n°3	Déterminer l'orientation de chaque solide par rapport à la direction de la propagation des flammes La plus petite dimension orientée perpendiculairement à la direction des flammes est appelée $D_1$ . La dimension orientée parallèlement à l'obstacle est appelée $D_2$ ( $D_1$ et $D_2$ sont définies de façon illustrée à la Figure 41)
Etape n°4	Identifier chaque zone encombrée en admettant qu'un solide appartient à une zone donnée si son centre est situé à une distance inférieure à $10 \times D_1$ ou $1,5 \times D_2$ . Toutefois, si un obstacle se situe à plus de 25 m des limites de la zone encombrée, ce solide n'appartient alors pas à cette zone.
Etape n°5	Définir un volume parallélépipédique global de $Vol_g$ enveloppant tous les solides appartenant à une zone encombrée identifiée <ul style="list-style-type: none"> <li>▪ en incluant l'espace entre une zone encombrée et une surface solide de confinement si la distance entre cette surface (par exemple le sol) et les obstacles est inférieure à <math>10 \times D_1</math> ou <math>1,5 \times D_2</math>,</li> <li>▪ en excluant les parties de solides qui n'appartiennent pas à la zone encombrée considérée (par exemple les parties les plus hautes de cheminées).</li> </ul>
Etape n°6	Le volume $Vol_g$ peut contenir des espaces libres de tout obstacles, inclus pour des raisons géométriques, mais pas en raison de l'application de l'étape 4. Ces espaces, de volume $Vol_{libre}$ peuvent être délimités en subdivisant le volume parallélépipédique global au moyen de plusieurs volumes parallélépipédiques élémentaires. Le volume de la zone encombrée $Vol_{zone}$ correspond à $Vol_g - Vol_{libre}$
Etape n°7	Si les obstacles au sein du nage explosibles ne pas contenus dans la (ou les) zone(s) encombrée(s) considérée(s), renouveler la procédure précédente en partant du centre des obstacles qui restent

Figure 40 : Principales étapes pour l'identification et le calcul des volumes des zones encombrées d'obstacles

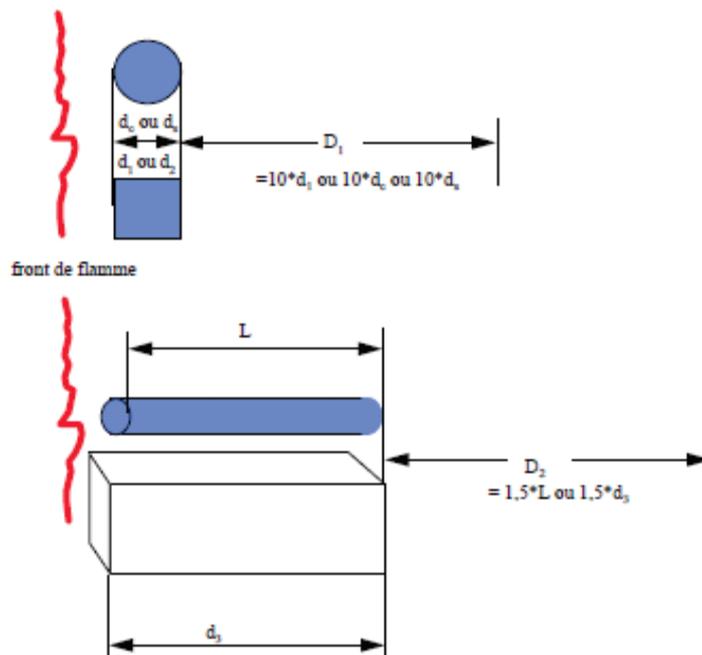


Figure 41 : Signification des variables  $D_1$ ,  $D_2$

#### 4.4.2 QUALIFICATION DE LA VIOLENCE DE L'EXPLOSION

S'agissant de l'utilisation de la méthode Multi-Energie, déterminer la ou les surpressions maximales revient à choisir un « indice de violence » pertinent parmi les 10 proposés. Pour mémoire la correspondance entre les indices compris entre 1 et 10 et les niveaux de surpression maximum est rappelée dans le Tableau 9.

Indice de la méthode (-)	Surpression maximale correspondante (mbar)
1	10
2	20
3	50
4	100
5	200
6	500
7	1000
8	2000
9	5000
10	20000

Tableau 9 : Correspondance entre indices et surpressions maximales

Au cours du temps, différentes recommandations ont été proposées pour les choix d'indice mais les recommandations les plus largement employées sont probablement celles proposées initialement par l'auteur de la méthode (v.d. Berg, 1984), ensuite par Kinsella (Kinsella, 1993), puis dans (TNO, 1997b). Celles tirées des projets GAME<sup>7</sup> (v.d.Berg et al., 1996, Eggen, 1995) et GAMES (Mercx et al., 1998) ne sont pas présentés ici car une analyse fine des corrélations proposées dans ces travaux montre (Leprette, 2007) qu'elles peuvent être mises en défaut.

#### 4.4.2.1 SELON (V.D. BERG, 1984)

Dès 1984, V. d. Berg a proposé de choisir les indices de la méthode Multi-Energie en utilisant l'arbre de décision reproduit en Figure 42.

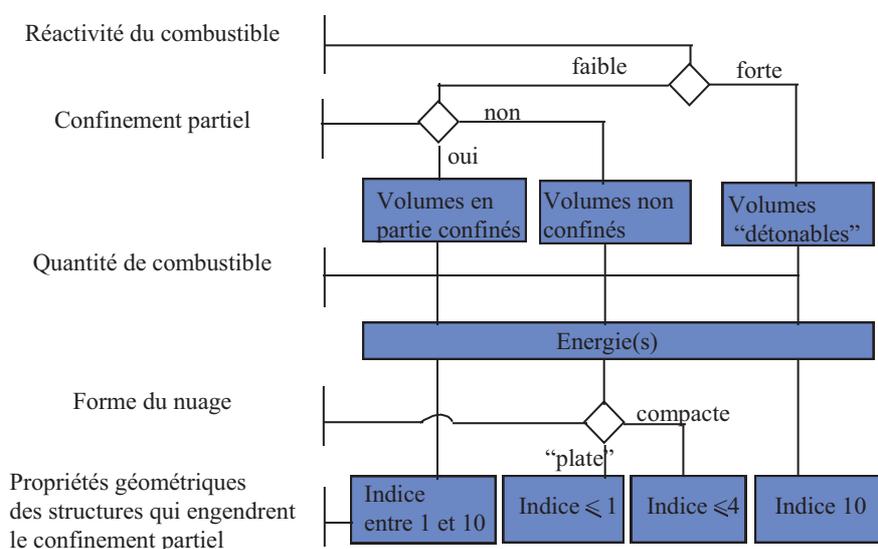


Figure 42 : Arbre de décision pour le choix d'un indice Multi-Energie

#### 4.4.2.2 SELON (KINSELLA, 1993)

En se basant sur l'analyse des accidents dits « majeurs » passés, Kinsella a proposé de choisir les indices de violence d'explosion en considérant (Tableau 10) :

- l'énergie d'inflammation,
- le degré d'encombrement dû aux obstacles solides,
- et le degré de confinement.

<sup>7</sup> Acronyme tiré de l'anglais « Guidance for Application of the Multi-Energie method », le « S » de « GAMES » signifiant juste « Second phase ».

Energie d'inflammation		Le degré d'encombrement			Le degré de confinement		Indice
faible	forte	fort	faible	inexistant	existant	inexistant	
	×	×			×		7 - 10
	×	×				×	7 - 10
×		×			×		5 - 7
	×		×		×		5 - 7
	×		×			×	4 - 6
	×			×	×		4 - 6
×		×				×	4 - 5
	×			×		×	4 - 5
×			×		×		3 - 5
×			×			×	2 - 3
×				×	×		1 - 2
×				×		×	1

Tableau 10 : Choix de l'indice de violence d'explosion selon (Kinsella, 1993)

Ce tableau de décision omet des paramètres très importants :

- la réactivité du produit,
- la turbulence naturelle des nuages (par exemple : jet gazeux sous pression),
- les instabilités de flammes (induites, par exemple, par les gradients de concentrations).

#### 4.4.2.3 SELON (TNO,1997)

Dans sa dernière édition du « Yellow Book », le TNO (TNO, 2005) propose de choisir les indices de la méthode Multi-Energie sur la base des recommandations suivantes :

- retenir l'indice 10 pour tous les volumes correspondant à des zones encombrées d'obstacles<sup>8</sup>,
- retenir l'indice 1 pour tous les volumes ne correspondant pas à des zones encombrées et lorsque les conditions d'accident sont telles que le nuage inflammable susceptible d'envahir ces zones peut être considéré au repos sur le plan dynamique (nuage formé suite à l'évaporation d'un liquide combustible par exemple),

<sup>8</sup> Cette notion est précisée au chapitre précédent.

- retenir l'indice 3 pour tous les volumes ne correspondant pas à des zones encombrées et lorsque les conditions d'accident sont telles que le nuage inflammable susceptible d'envahir ces zones est caractérisé par une agitation turbulente importante (nuage formé consécutivement à un rejet de gaz combustible initialement sous plusieurs bar de pression par exemple).

#### 4.4.3 COURBES DE DECROISSANCE DE SURPRESSION AERIENNE

Les courbes d'atténuation de la surpression en fonction de la distance ou abaques de la méthode Multi-Energie sont données, pour chaque indice, et ont été établies par Van den Berg (1984) :

- en résolvant les équations d'Euler en utilisant les méthodes de résolutions numériques approchées d'une part,
- et en considérant des explosions à vitesse constante de flamme de charges hémisphériques de gaz (typiques d'un mélange hydrocarbure-air en proportions stœchiométriques) d'autre part.

La vitesse de flamme est remplacée par un indice allant de 1 à 10, qui caractérise la violence de l'explosion. Ils permettent de déterminer respectivement la surpression réduite et la durée de la phase positive (Figure 43) en fonction de la distance réduite. On en déduit aisément la valeur de l'impulsion de l'explosion :

$$I = (\Delta P \cdot t^+) / 2$$

*Équation 30*

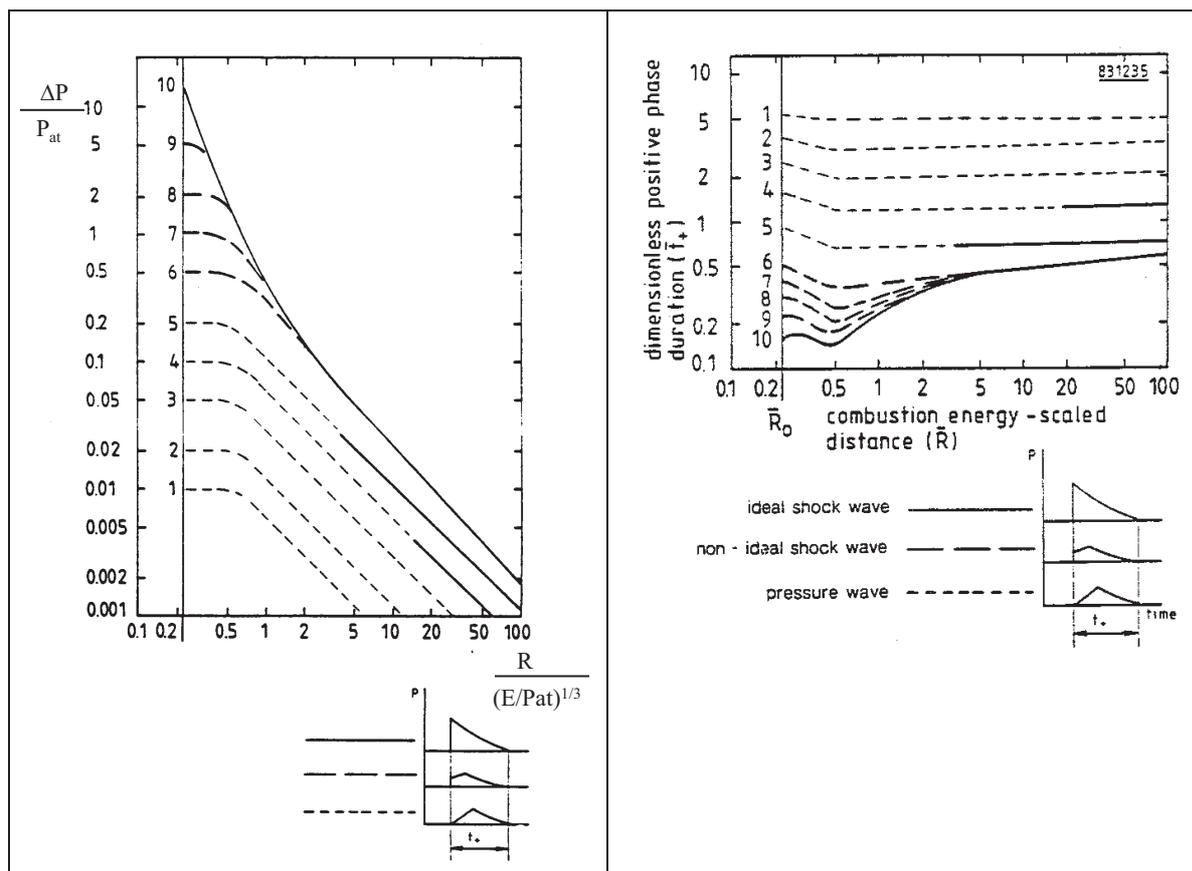


Figure 43 : Abaques de surpression et de durée de la phase positive en fonction de la distance réduite – d'après (van den Berg, 1984)

En pratique, la détermination des effets de l'explosion (surpression, impulsion) à partir de ces abaques nécessite de déterminer la vitesse de propagation de la flamme, supposée constante, et d'évaluer l'énergie de l'explosion mise en jeu, c'est à dire la taille du nuage inflammable.

#### 4.4.4 LIMITE DE LA METHODE MULTI-ENERGIE

Une analyse détaillée (Leprette, 2007) a montré que la méthode Multi-Energy est difficile à utiliser en raison de l'écart entre les situations industrielles et les configurations « idéales » des expériences qui ont servi à élaborer la méthode. De plus, des difficultés sont susceptibles d'être rencontrées à chaque étape de la méthode.

Il apparaît à l'analyse que plusieurs hypothèses fondamentales du modèle pourraient ne pas être satisfaites :

- la flamme se propage dans un milieu au repos,
- la flamme peut être considérée dotée d'une vitesse constante,
- on peut représenter l'effet des obstacles au moyen d'un paramètre global, le « VBR ».

Par ailleurs, la méthode ne prend pas en compte certains paramètres :

- l'incidence des hétérogénéités de réactivité du nuage,
- l'incidence de la forme du nuage,
- la superposition sur une cible située à distance des explosions individuelles.

## 4.5 CONCLUSION

Le travail d'inter comparaison des méthodes mené par Mouilleau et al (Mouilleau et Lechaudel, 1999) et l'expérience acquise par l'INERIS sur la décroissance des ondes de surpression dans l'environnement a conduit à retenir l'utilisation de la méthode Multi-Energie pour déterminer les distances d'effets de surpression. En effet, les courbes de décroissance de pression en fonction de la distance réduite ne sont pas remises en cause. Cette méthode permet également, sur la base de la violence d'explosion et de l'énergie impliquée, de déterminer la forme du signal et la durée de la phase positive. Ces deux paramètres peuvent être utilisés notamment pour des calculs de résistance des structures.

La suite de ce rapport ne remet pas en cause la décroissance de surpression présentée précédemment ou le calcul de la durée du signal par la méthode Multi-Energie. Elle tente d'estimer, par calcul, la vitesse de propagation de flamme dans un nuage combustible ou les niveaux de surpression en fin de propagation de flamme, c'est-à-dire d'estimer au mieux la violence de l'explosion non confinée de gaz.

## **5. RAFFINEMENT ET ADAPTATION DE LA METHODE MULTI-ENERGIE PAR L'INERIS**

Malgré les recommandations d'application développées dans les années 90 notamment par Van den Berg, Kinsella , etc, l'utilisation de la méthode Multi-Energie reste souvent complexe. Cependant, cette méthode très robuste dans son principe est utilisée par l'INERIS pour évaluer les distances d'effets de surpression. Mais l'évolution des connaissances en matière d'explosion et de propagation de flamme a entraîné une modification de son usage. En effet, la mise en place de lois analytiques « simples » peut permettre, non plus un choix de l'indice de violence de l'explosion sur la base de critères qualitatifs, mais une évaluation quantitative de la vitesse de flamme et du niveau de surpression atteint dans le nuage. L'objectif de ce chapitre est de présenter les aménagements de la méthode Multi-Energie par l'INERIS à travers quelques exemples concrets d'application.

L'estimation des effets de pression suite à un UVCE nécessite la connaissance du niveau de pression maximale atteint dans le nuage.

Ce niveau de pression dépend de la vitesse de flamme qui se propage dans le nuage et dépend donc directement des paramètres qui vont influencer la propagation de la flamme avec des importances diverses.

Il semble donc important de s'intéresser aux phénomènes responsables d'un changement de vitesse de consommation de réactifs et essayer de quantifier l'accroissement de cette vitesse.

### **5.1 INSTABILITE NATURELLE DE FLAMME**

Le potentiel d'accélération d'une flamme peut être relié à sa capacité à « s'autodéformer », ce sont les instabilités de combustion. Naturellement, une flamme qui se propage dans un mélange homogène parfaitement au repos se couvre de « bulles » sous l'effet des instabilités « hydrodynamiques » de Landau-Darrieus mais il s'avère que ce mécanisme se limite lui-même et que la vitesse de combustion apparente ne peut guère être multipliée par plus de 3 à 4. Une estimation plus précise est donnée par l'Équation 7 (cf. § 3.5.1.1.).

$$U_{LD} = \left( 1 + 4 \cdot \alpha \cdot \frac{(\alpha - 1)^2}{(\alpha^3 + \alpha^2 + 3 \cdot \alpha - 1)} \right) \cdot S_{lad}$$

En revanche, si la flamme est soumise à une variation de vitesse de l'écoulement, alors elle se déforme fortement en obéissant au mécanisme d'instabilité de Taylor (Équation 8 - cf. § 3.5.1.1.) :

$$U_{RT} = 0.51 \cdot \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha}} \cdot \eta \cdot r$$

où  $\alpha$  est le taux d'expansion des produits de combustion,  $S_{lad}$  la vitesse laminaire de flamme,  $\eta$  l'accélération de l'écoulement (par rapport au front de flamme) et  $r$  le rayon de courbure caractéristique de la flamme.

Evidemment, la vitesse totale de combustion est la composée des deux instabilités (Équation 9 - cf. § 3.5.1.1.) :

$$U_{Comp} = \sqrt{U_{RT}^2 + U_{LD}^2}$$

$U_{comp}$  est la vitesse de combustion résultant de la contribution des instabilités « hydrodynamiques » ( $U_{LD}$  induites par le gradient de densité à travers le front) et des instabilités de « Taylor » ( $U_{RT}$  induites par l'accélération).

Il faut insister sur le point suivant : si  $A$  est la surface du front avant l'apparition de ces instabilités et  $A_t$  après, alors  $U_{comp} = A_t/A \cdot S_{lad}$ .  $U_{comp}$  est une vitesse apparente, globale, de combustion (c'est la définition retenue pour la combustion turbulente).

L'effet de l'accélération est d'autant plus marqué que le rayon de la flamme est grand ( $r$ ) toutes choses égales par ailleurs.

## 5.2 INSTABILITE DE TAYLOR

Un écoulement turbulent peut être très sommairement représenté par des tourbillons de vitesse périphérique  $u'$  et de taille  $L$  convectés par l'écoulement moyen. On observe expérimentalement que la flamme est courbée par ces structures avec une courbure comparable à  $L$ . L'accélération locale est typiquement  $u'^2/L$ . Par conséquent, on obtient que :

$$U_{RT} = \left( 0.51 \cdot \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha}} \cdot u' \right) \cdot S_{lad}$$

Équation 31

Ce qui est plutôt conforme à l'expérience même si des formulations plus précises sont à privilégier comme à travers l'Équation 10 pour capter au mieux la turbulence. Cependant, ce modèle est une ébauche car trouver une corrélation universelle permettant de déterminer la vitesse de combustion turbulente en fonction des caractéristiques des installations et des rejets industriels ainsi que de la réactivité des mélanges inflammables est un enjeu majeur de recherche. A défaut, l'INERIS utilise la corrélation de Gülder (1995) pour estimer les vitesses de combustion turbulente. Cette corrélation est jugée conservative.

Les mécanismes agissant à plus grande échelle comme l'interaction avec des obstacles ou l'influence des hétérogénéités de richesse dans le nuage sont potentiellement plus intéressants dans les situations qui nous préoccupent.

L'accélération peut s'exprimer sous la forme d'une variation de vitesse  $U$  sur une distance  $R$ , soit  $2U^2/R$ . L'Équation 8 devient :

$$U_{RT} = \left( 0.51 \cdot \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha}} \cdot 2 \cdot r/R \cdot U \right) \cdot S_{lad}$$

Équation 32

On peut en premier lieu s'interroger sur l'effet d'une variation de la richesse du nuage dans le sens de la propagation. Une flamme n'est jamais plane et, en pratique, elle prend la forme de son champ de concentration (se propage plus rapidement dans les zones riches) si bien que le rayon de courbure de la flamme est voisin de la hauteur du nuage.  $U$  est typiquement la vitesse de consommation des réactifs ( $S_{lad}$ ) si bien que l'accélération induite par la variation de richesse dans le nuage est  $S_{lad}/H_{nuage}$ . Si on applique l'Équation 32, la contribution des gradients de réactivité à l'instabilité de la flamme est sans doute assez modeste pouvant aller jusqu'à un facteur 3 ou 4 au maximum.

Une analyse similaire peut être faite pour ce qui concerne les effets des obstacles. L'accélération induite par un obstacle peut s'exprimer comme le rapport du carré de la vitesse de flamme avant l'obstacle sur le rayon de l'obstacle.

$$U_{RT} = \left( 0.51 \cdot \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha}} \cdot 2 \cdot r/R \right) \cdot S_{lad}$$

Les paramètres retenus pour calculer la vitesse  $U_{RT}$  sont :

- $r$  est le rayon de courbure de la flamme,  $r$  est donc équivalent à la distance jusqu'au front de flamme.
- $R$  est la distance sur laquelle la flamme est perturbée, c'est à dire le diamètre de l'obstacle.

Cette vitesse  $U_{RT}$  serait proportionnelle au ratio de la surface des obstacles sur celle de la flamme ( $R_s = S_{obstacles}/S_{flamme}$ )  $R_s = S_{obstacles}/S_{flamme}$  si bien que :

$$U_{comp} = \sqrt{(R_s \cdot U_{RT})^2 + U_{LD}^2}$$

**Il est cependant difficile à l'heure actuelle de préciser comment ces phénomènes interagissent les uns par rapport aux autres mais il a été proposé que si les échelles auxquelles ils se manifestent sont indépendantes et différentes, un comportement multiplicatif pourrait être retenu (Ashurt et al, 1988). Ainsi, la contribution de chaque paramètre pourrait être multipliée pour déterminer une vitesse de combustion.**

Ce raffinement de la méthode Multi-énergie est décliné pour le moment sur 2 fiches pour des nuages inflammables se formant à l'air libre et sans confinement :

- L'explosion de nuage dérivant suite à une évaporation de nappe d'hydrocarbures. Il apparaît, dans l'exemple étudié, que la phase de propagation isotrope de

flamme produit des effets de pression de l'ordre de 300 mbar alors que la propagation azimutale de flamme produit une surpression de l'ordre de 40 mbar.

- Un UVCE suite à une fuite de gaz à haute pression. Lors de l'explosion d'un jet gazeux turbulent, il est possible de déterminer le niveau de surpression atteint dans le nuage en fonction d'une donnée caractéristique de l'écoulement.

De nouvelles fiches d'application pourront être ajoutées dans des versions ultérieures du rapport.

## 6. CONCLUSION

Certains aspects des méthodes d'estimation des effets des UVCE (Unconfined Vapour Cloud Explosions) ont été remis en cause dès 2006, c'est-à-dire avant le lancement de l'expertise de l'accident de Buncefield. Cette expertise, à laquelle l'INERIS a contribué, a fait surgir des questions tout à fait fondamentales sur les phénomènes d'explosion.

L'analyse des grands accidents tel que Buncefield, Flixborough, Ufa, Port Hudson a montré que les énergies disponibles dans les nuages inflammables et les énergies de pression déduite de l'observation des dégâts sont complètement différentes. Cela met en évidence qu'il n'y a pas de lien direct entre l'inventaire des fuites (volume inflammable taille du nuage inflammable) et la sévérité de l'accident. De plus, il existe des différences importantes de rendements d'explosion d'un accident à l'autre alors que les réactivités des produits inflammables impliqués sont similaires. Ces deux points soulignent l'importance des conditions dans lesquels se déroule l'accident.

De manière plus précise, plusieurs conditions doivent être réunies simultanément pour qu'un UVCE soit possible. Il faut qu'un combustible et un comburant soient intimement mélangés dans des proportions adéquates (ce qui définit le domaine d'inflammabilité) et que ce mélange, dès lors inflammable, soit au contact d'une source d'inflammation "efficace". Le taux de combustion c'est-à-dire le taux de transformation de l'énergie de combustion en énergie de pression dépend fortement de l'environnement dans lequel la flamme se propage. Ce taux de combustion qui traduit la vitesse à laquelle la flamme se propage résulte du produit de deux grandeurs caractéristiques de la réactivité du mélange : le taux d'expansion des produits de combustion et la vitesse de flamme laminaire (ces deux paramètres dépendent de la concentration, de la pression et de la température initiale du mélange inflammable). Mais dans la réalité, une flamme n'est jamais laminaire. Tout d'abord, sous l'effet de ces instabilités propres (hydrodynamique, Rayleigh-Taylor, ...), la flamme s'auto-accélère. L'étude spécifique de l'influence des instabilités de combustion sur la propagation de la flamme a permis de mettre en place un jeu de lois analytiques permettant de quantifier l'accroissement de vitesse induit par une perturbation que rencontre la flamme sur son parcours. Ce modèle est appelé modèle de Taylor généralisé.

La manière dont le mélange inflammable se forme joue un rôle prépondérant. La **turbulence de l'écoulement** a une influence directe sur la propagation de la flamme. Cette dernière subit un fort accroissement de surface lorsqu'elle rencontre une structure tourbillonnaire caractérisée par une taille et une intensité.

Les **hétérogénéités de nuage** sur la propagation de la flamme ont été étudiées à l'échelle du laboratoire et à une échelle plus industrielle. Le modèle de Taylor généralisé permet de quantifier le facteur d'accélération de la flamme et montre que,

dans une situation industrielle, le facteur d'accroissement de la vitesse de flamme est de l'ordre de 3.

La **déformation géométrique de la flamme** par des obstacles ou la turbulence créée dans leurs sillages par l'onde de pression sont également responsables de l'accélération de flamme. Une étude expérimentale spécifique menée sur l'influence des obstacles sur le parcours d'une flamme montre que chaque obstacle marque l'explosion de sa propre signature. La vitesse moyenne de flamme semble dépendre d'un taux de blocage surfacique et non volumique comme le supposent certains auteurs. Elle n'intervient que dans la durée du contournement de l'obstacle alors que l'effet d'accélération et l'augmentation du taux de combustion semblent être directement responsables des effets de pression.

Un travail théorique a été mené pour étudier l'influence de la **géométrie du nuage** sur le comportement de la flamme. L'étude a porté sur les nuages plats dont une des dimensions est un ordre de grandeur inférieur aux deux autres. Deux phases de propagation apparaissent : une phase de propagation isotrope jusqu'à environ deux fois la hauteur du nuage et une phase de propagation azimutale où la flamme subit une décélération importante en raison de l'affaiblissement de l'expansion de ces produits de combustion.

L'évaluation des effets de surpression suite à une explosion est réalisée au moyen de méthodes énergétiques. Il existe 4 grandes méthodes : la méthode de l'équivalent TNT, la méthode « Congestion Assessment Method » ou méthode CAM, la méthode Baker-Strehlow, et la méthode Multi-énergie. Ces méthodes ont une base commune. Il s'agit de définir l'énergie de combustion impliquée dans l'explosion et de déterminer les distances d'effets de surpression au moyen d'abaques de décroissance de pression en fonction de la distance. La première méthode de ce type est la méthode de l'équivalent TNT. Bien que couramment utilisée dans l'évaluation de effets d'explosion post accident, cette méthode surestime fortement la surpression dans le champ proche si bien que des méthodes alternatives ont été imaginées, c'est-à-dire les méthodes CAM, Baker-Strehlow ou Multi-énergie. Ces méthodes ont toutes les trois la même philosophie. Le nuage inflammable est découpé en zones pour lesquelles on cherche à évaluer le potentiel de violence. Il existe de nombreuses règles permettant de qualifier le potentiel de violence de l'explosion de la zone considérée. Cependant, ces critères restent souvent flous. Il apparaît souvent difficile de prendre en compte l'encombrement réel d'un site industriel. Les arbres décisionnels peuvent conduire à une sous estimation des niveaux de pression réel dans le nuage et nécessite l'intervention d'un expert du domaine. Toutefois, la méthode Multi-Energie est préférée par l'INERIS en raison de la qualité des courbes de décroissance des ondes de surpression dans l'environnement.

Pour ces raisons, l'INERIS a tenté de raffiner l'utilisation de la méthode Multi-énergie en s'appuyant sur le développement de ses connaissances en explosion. L'objectif de ce travail est d'évaluer de manière quantitative la vitesse de flamme et le niveau de surpression atteint dans le nuage, et non plus sur des critères qualitatifs. Le modèle utilisé pour réaliser cette estimation de la vitesse de flamme est le modèle de Taylor généralisé. Il est décliné pour tenir compte des différents paramètres qui vont influencer la propagation de la flamme : instabilités de combustion, gradient de

réactivité, turbulence, obstacles,... et quantifier l'influence des uns par rapport aux autres. Ce raffinement de la méthode Multi-énergie est décliné pour le moment sur 2 fiches pour des nuages inflammables se formant à l'air libre et sans confinement :

- L'explosion de nuage dérivant suite à une évaporation de nappe d'hydrocarbures. Il apparaît, dans l'exemple étudié, que la phase de propagation isotrope de flamme produit des effets de pression de l'ordre de 300 mbar alors que la propagation azimutale de flamme produit une surpression de l'ordre de 40 mbar.
- Un UVCE suite à une fuite de gaz à haute pression. Lors de l'explosion d'un jet gazeux turbulent, il est possible de déterminer le niveau de surpression atteint dans le nuage en fonction d'une donnée caractéristique de l'écoulement.

De nouvelles fiches d'application pourront être ajoutées dans des versions ultérieures du présent rapport.



## 7. BIBLIOGRAPHIE

ABDEL-GAYED R.G., BRADLEY D. (1977), "Dependence of turbulent burning velocities on turbulent Reynolds number and ratio of laminar burning velocity to R.M.S. turbulent velocity ", Comptes-rendus du 16th symp. (Int.) on Combustion, pp. 1725-1735

ANDREWS G.E., BRADLEY D. (1972), "The burning velocity of methane-air mixtures", Comb. and Flame, vol. 19, pp. 275-288

Ashurst W. T., Sivashinsky G. I., Yakhot V., 1988, "Flame front propagation in unsteady hydrodynamic flow", Combust. Sci. Tech., vol 62, pp 273 – 295

BAKER et al. (1991), Pros and Cons of TNT Equivalence for Industrial Explosion Accidents, Proceedings of the International Conference and Workshop on Modeling and Mitigating the Consequence of Accidental Releases of Hazardous Materials, New-Orleans, pp 585-597.

BAKER et al. (1996), Vapor Cloud Explosion Analysis, Process Safety Progress, Vol. 15, N° 2, pp 106-109.

BAKER W.E., COX P.A., WESTIN P.S., KULESZ J.J., STREHLOW R.A.(1983) Explosion Hazards and Evaluation Fundamental studies in engineering n°5; Elsevier; ISBN 0-444-42094-0, vol 5.

BAUWENS C. REGIS, BERGTHORSON JEFFREY M., DOROFEEV SERGEY B, 2014, "Experimental study of spherical-flame acceleration mechanisms in large-scale propane–air flames", Proceedings of the Combustion Institute

BORGHI R., DESTRIAUX M. (1998), " Combustion and flame-chemical and physical principles", Edition, TECHNIP

BRADLEY B., CRESSWELL T.M., PUTTOCK J.S., (2001): Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large scale explosions, Comb and Flame, vol. 124, pp 551-559

BRAY K. (1990), "Studies of turbulent burning velocities", Proceedings of the Royal Society of London, vol. A431, pp. 315-325

Bray, K.N.C. (1990), « Studies of turbulent burning velocity », Proc. Roy. Soc. London, Vol. A431, pp. 315-325

Buncefield Explosion Mechanism Phase 1, Volume 1 and 2, prepared by Steel Construction Institute for the Health and Safety Executive 2009

CAMBRAY P., DESHAIES B., CLAVIN P., (1979) : Solution des équations d'Euler associée à l'explosion d'une sphère à vitesse constante, Journal de Physique Colloq. C8, 40 (1979) 11

CHAINEAUX J. (1993), " MERGE Project, final report ", E.U. DG XII contract

DARRIEUS G. (1946), "Propagation d'un front de flamme. Essais de théorie anormales de déflagration par développement spontané de la turbulence", 6th International Congress of applied mechanics, Paris

DAUBECH J, (2008), Contribution à l'étude de l'effet de l'hétérogénéité d'un prémélange gazeux sur la propagation d'une flamme dans un tube clos, thèse de doctorat, Université d'Orléans

DAUBECH J., HEBRARD J., JALLAIS S., VYAZMINA E., JAMOIS D., VERBECKE F., (2013), Un-ignited and ignited high pressure hydrogen releases: concentration - turbulence mapping and overpressure effect, Soumis à l'ISHPMIE

DAUBECH J., PROUST CH., SOCHET I., (2006) : Flame front perturbations induced by concentration gradients, 6<sup>th</sup> ISHPMIE, Halifax, août 2006.

DESHAIES B., LEYER J.C., (1981) : Flow field induced by unconfined spherical accelerating flames, Combustion and Flame n°40 pp. 141-153.

Detonation of a flammable cloud following a propane pipeline break: the December 9, 1970, explosion in Port Hudson, Mo, Technical Report, Bureau of Mines, Pittsburgh, Pa. (USA). Pittsburgh Mining and Safety Research Center, 1973

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

DRENCKHAHN W., KOCH C., (1985): Transition from slow deflagration to detonation, Seminar on the results of the European Committees – Indirect Action Research Program on Safety of Thermal Water Reactors, Bruxelles, octobre 1985.

DUCLOS A., « Processus d'accélération des flammes et les effets de pression associés », Rapport de stage de fin d'étude, février-juillet 2013

E. Leprette, C Proust, 2007, « RAPPORT D'ÉTUDE 18 / 01 / 2007 N : INERIS-DRA-76284-DRA31-E1 Synthèse bibliographique sur la méthode Multi-Energy »

Explosion catastrophique d'un nuage de cyclohexane le 1er juin 1974 Flixborough Royaume-Uni ; base ARIA – Fiche n° 5611

Explosion dans une unité d'isomérisation 23 mars 2005 Texas City Etats-Unis Base Aria Fiche N° 29598

Explosion suivie d'incendie dans un dépôt d'hydrocarbures Le 7 octobre 1991 Saint Herblain – [Loire Atlantique] France – Base ARIA – Fiche N° 2914

GLAS A.G., MATKOWSKY B., KLIENKO A.Y., (2001), "Stability of planar flames as gasdynamic discontinuities.", Journal of Fluid Mechanics, vol 491, pp 51-63

GOSTINTSEV Y.A., ISTRATOV A.G., SHULENIN Y.V. (1989), Comb. Expl. Shock Waves, pp.563-569;

GRUNE J., SEMPERT K., KUZNETSOV M., BREITUNG W., (2011), Experimental study of ignited unsteady hydrogen jets into air, International Journal of Hydrogen Energy 36, 2497 – 2504

GÜLDER Ö.L. (1990), " Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes ", Comptes-rendus du 22nd Symp (Int.) on Combustion

Gülder O.L., G. J. Smallwood (1995), « Inner cutoff scale of flame surface wrinkling in turbulent premixed flames », Combustion and Flame, vol. 103, pp. 107-114

HINZE J.O. (1975), " Turbulence ", 2nd edition, Mc Graw-Hill company, New-York, ISBN 0-07-029037-7

I. O. MOEN, M. DONATO, R. KNYSTAUTAS, and J. H. LEE, 1980, "Flame Acceleration Due to Turbulence Produced by Obstacles", COMBUSTION AND FLAME 39: 21-32 (1980)

Investigation report, refinery explosion dans fire BP texas City March 2005, US chemical Safety and Hazard Investigation Board, report n° 2005-04-I TX, March 2007

IO Moen, D Bjerketvedt, T Engenbretsen, A Jenssen, 1989, "Transition to detonation in a flame jet", Combustion and Flame 78 : 297-308

KINSELLA K.G. (1993), A rapid Assessment methodology for the prediction of vapour cloud explosions. Research report N° 357, Technical Research Centre of Finland.

LANDAU L. (1944), "Theory of slow combustion", Acta Physicochim., vol. 19, p. 77

LANNOY A., LEYER J.C., DESBORDES D., St CLOUD J.P. (1989), " Déflagrations sans turbulence en espace libre : expérimentation et modélisation ", Bulletin de la DER, série A, Electricité de France

LECHAUDEL JF, MOUILLEAU Y, 1995, « Assessment of an accidental vapor cloud explosion. A case study : St Herblain, October 7<sup>th</sup> 1991, France”, 8<sup>th</sup> Int Symp on Loss Prevention and Safety Promotion, Proceeding Anvers June 1995

LEWIS B., Von ELBE G. (1987), " Combustion, flames and explosions of gases : 3rd edition ", Academic Press, London, ISBN 0-12-446751-2

LEYER J.C. (1982), " Effets de pression engendrés par l'explosion dans l'atmosphère de mélanges gazeux d'hydrocarbures et d'air ", Revue Générale de Thermique, vol. 243, pp. 193-208

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

MATALON M., MATKOWSKY B.J., (1982), "Flames as gasdynamic discontinuities", Journal of Fluid Mech, vol 124, pp 239-259

MERCX W.P.M., (1993) : Overall Final report of the MERGE project, CEC contract STEP-CT-0111 (SSMA)

MERCX W.P.M., VAN DEN BERG A.C., VAN DONGEN Ph., (1996) : Extended modelling and experimental research into gas explosion, Contribution of TNO-PML to the EMERGE project, TNO report, PML 1996-C16.

MERCX W.P.M., VAN DEN BERG A.C., VAN LEEUWEN D. (1998) Application of correlations to quantify the source strength of vapour cloud explosions in realistic situations. Final report for the project : " GAMES ". Rapport confidentiel jusqu'en octobre 2000 d'après le contrat GAMES. TNO Prins Maurits Laboratory Report 1998-C53. (Confidential)

MOUILLEAU Y, LECHAUDEL JF, (1999), Guide des méthodes d'évaluation des effets d'une explosion de gaz à l'air libre

## NFPA 68 Guide for Venting of Deflagrations, Annexe C

Nishant PANDYA, 2009, « Analyse de sensibilité paramétrique d'un outil de modélisation des conséquences de scénarios d'accidents. Application à la dispersion atmosphérique de rejets avec le logiciel Phast. », Thèse de doctorat, Université de Toulouse

PROUST C., (2004), "Habilitation à diriger des recherches : mémoires de travaux ", Institut National Polytechnique de Lorraine

PUTTOCK J. S. (1995), Fuel Gas Explosions Guidelines - The Congestion Assessment Method, Institution of Chemical Engineers. Symposium Series N° 139. EFCE Event n° 548. ECECE Publication n° 113. ISBN 0 85295 366 6.pp 267-284.  
Rapport Omega 12 : Dispersion atmosphérique, Version 2012

ROYLE M., WILLOUGHBY D.B., (2011), Consequences of catastrophic releases of ignited and unignited hydrogen jet releases, International Journal of Hydrogen Energy, 2688-2692

RUFFIN E. (1994a), " Etude des jets turbulents à densité variable à l'aide de modèles de transport au second ordre ", thèse de doctorat de l'université d'Aix-Marseille II, n° 207-94-59

RUFFIN E. (1994b), "Caractérisation des jets étudiés expérimentalement lors du projet MERGE", application à EMERGE, Rapport interne INERIS ref 11AP04-R1

RZAL F. (1992), " Etude expérimentale de l'interaction d'un anneau tourbillonnaire avec une flamme laminaire dans un mélange gaz-particules solides ", thèse de doctorat de l'université de Poitiers, n° 509

SIVASHINSKY G. (1977), "Diffusional thermal theory of cellular flames", Comb. Sci; Tech., vol 15, p. 137

STREHLOW ET AL., (1979): Blast Wave generated by spherical flames, Combustion and Flame. Vol. 35, pp 297-310.

TAKENO K., OKABAYASHI K., KOUCHI A., NONAKA T., HASHIGUCHI K., CHITOSE K., (2007), Dispersion and explosion field tests for 40 MPa pressurized hydrogen International Journal of Hydrogen Energy, Volume 32, Issue 13, Pages 2144-2153

TNO (2005), Methods for the calculation of physical effects - "Yellow Book", Committee for the Prevention of Disasters, CPR 14E (Part 2) Third edition.

VAN DEN BERG A. C.,(1984) : The Multi-Energy Method - a framework for vapour cloud explosion blast prediction, Rapport TNO-PML 1984-C72

VAN DEN BERG A.C et al. (1996), GAME - Guidance for the Application of the Multi-Energy method, The Second International Specialist Meeting on Fuel-Air Explosions, Bergen. pp 8.23-8.34.

Van WINGERDEN C.J.M., 1984, " Investigation into blast produced by non-steady flames ", TNO-PML internal Report n° 1984-C-66

Williams F.A. (1985), « Combustion theory : 2nd edition », Benjamin/Cummings publishing company Inc., Amsterdam, ISBN 0-8053-9801-5

ZEEUWEN J.P., VAN WINGERDEN C.J.M., DAUWE R.M, (1983) : Experimental investigation into the blast effect produced by unconfined vapour cloud explosions, 4th. Int. Symp. Loss Prevention and Safety promotion in the Process industries Harrogate,U.K., pp D20-D29.

## 8. ANNEXES

<b>Repère</b>	<b>Désignation</b>	<b>Nombre de pages</b>
1	Fiche 1 : UVCE d'un nuage dérivant suite à évaporation de nappe	3
2	Fiche 2 : UVCE suite à une fuite de gaz à haute pression	8



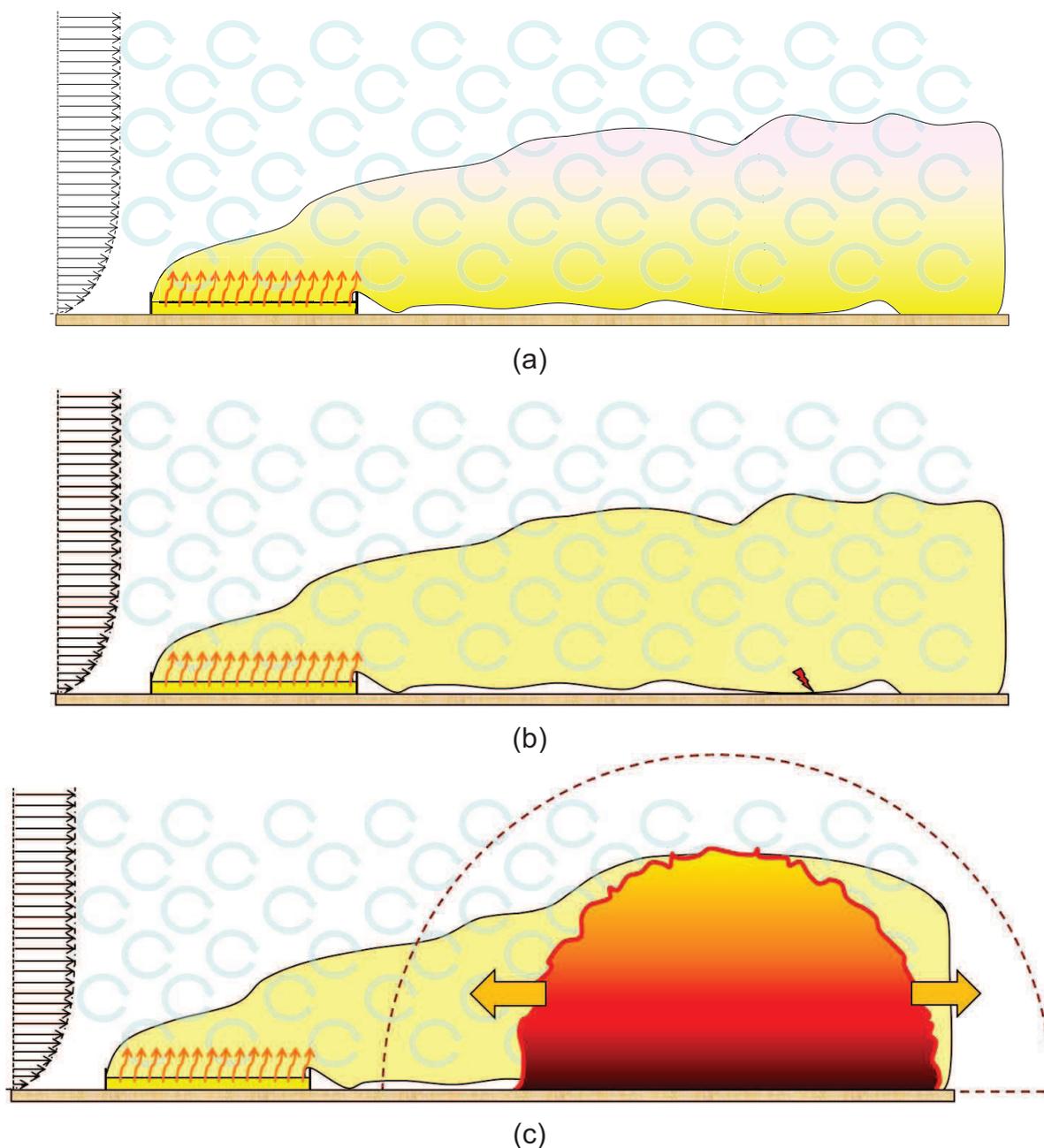
# **Annexe 1**

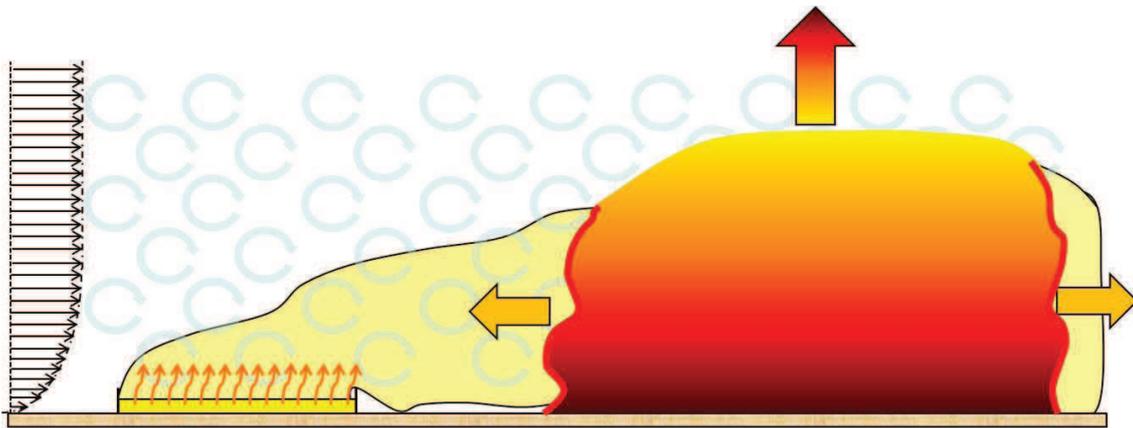
## **FICHE 1 : UVCE D'UN NUAGE DERIVANT SUITE A EVAPORATION DE NAPPE**



Dans le cas de la formation d'une nappe d'hydrocarbures liquide, le liquide s'évapore et forme un nuage inflammable qui se disperse en fonction des conditions atmosphériques locales (Figure 44 a). Si les vapeurs sont plus denses que l'air, il se forme un nuage de faible hauteur (a).

Le nuage rencontre une source d'inflammation (b) et une flamme se propage dans le nuage. On constate deux phases dans la propagation de la flamme. La flamme se développe isotropiquement (c) jusqu'à atteindre la frontière du nuage selon l'axe vertical (un peu plus en réalité cette frontière est comme « soulevée » par l'expansion de gaz :  $h_{fmax}$  est égale à  $2.H_{nuage}$  où  $H_{nuage}$  est la hauteur initiale du nuage, donnée par la LIE dans la direction verticale). La flamme est soumise à l'expansion de ces produits de combustion. Puis elle se développe radialement (d) jusqu'aux frontières azimutales du nuage, non soumise à l'expansion de ces produits de combustion.





(d)

Figure 44 : Propagation de la flamme dans un nuage dérivant de faible hauteur

En assimilant la réactivité de l'hydrocarbure considéré à celle du propane, la vitesse de combustion maximale devrait être de l'ordre de 0,5 m/s et le taux d'expansion moyen de 6 pour un nuage stoechiométrique. Dans ces conditions, on peut calculer avec les formules précédentes que :

- $U_{LD} = 3,5 \cdot S_{ladmax}$  ;
- $U_{RT} = 0,3 \cdot S_{ladmax}$  dans l'hypothèse d'une contribution de gradients de réactivité (négligeable par rapport à  $U_{LD}$ ).

Il faudrait y ajouter l'effet de la turbulence naturelle du nuage. Les expressions précédentes permettent de mettre en évidence une partie de la phénoménologie mais il est préférable d'utiliser des corrélations plus précises comme celle de Gülder :

$$\frac{S_t}{S_{lad}} = 0,62 \cdot \left( \frac{u'}{S_{lad}} \right)^{0,75} \cdot \left( \frac{L}{\eta_0} \right)^{0,25} + 1$$

Où

- $S_t$  est la vitesse de combustion turbulente ( $m \cdot s^{-1}$ ) ;
- $S_{lad}$  est la vitesse laminaire de combustion ( $m \cdot s^{-1}$ ) ;
- $u'$  est l'intensité de turbulence ( $m \cdot s^{-1}$ ) ;
- $L_t$  est la taille caractéristique des structures tourbillonnaires (m) ;
- $\eta_0$  est l'épaisseur de flamme (m).

Pour des vitesses de vent de quelques m/s,  $u'$  est de l'ordre de 0,5 m/s et  $L$  de 1 m au moins (demi-hauteur du nuage) si bien que la vitesse de combustion turbulente est dans un rapport de 8 avec  $S_{lad}$ .

Il est difficile à l'heure actuelle de préciser comment ces phénomènes interagissent mais il a été proposé que si les échelles auxquelles ils se manifestent sont indépendantes et différentes, un comportement multiplicatif pourrait être retenu. Ainsi, en ignorant l'effet des gradients de réactivité considéré comme négligeable, les effets couplés de la turbulence et des instabilités hydrodynamiques conduiraient à une vitesse de combustion « de base » de  $30.S_{lad}$  approximativement (soit 15 m/s) pour de très gros nuages, permettant à ces phénomènes de « grandes échelles » de se développer.

On peut réécrire les équations 27 et 28 en notant que la manifestation de la turbulence et des instabilités s'opère graduellement à mesure que la flamme croît. En somme la vitesse de combustion s'accélère de  $S_{fmin}=S_{lad}$  à  $S_{fmax}=30.S_{lad}$  entre le point d'inflammation et la frontière du nuage que nous assimilerons à  $h_{fmax}$ . Comme

$$r_{fmax} = h_{fmax} \text{ et } \frac{dS_f}{dr_f} \approx \frac{S_{fmax}}{h_{fmax}} \quad (\text{avec } S_{fmax}=\alpha.S_{ladmax} \text{ en isotrope et } S_{fmax}=S_{ladmax} \text{ en}$$

azimutal), on obtient alors :

- Pour la propagation isotrope :

$$\Delta P_{max}(r,t) \approx \rho_{atm} \cdot \frac{2 \cdot H_{nuage}}{r} \cdot (\alpha - 1) \cdot \alpha \cdot (2 + 2) \cdot S_{fmax}^2$$

- Pour la propagation azimutale :  $\Delta P_{max}(r,t) = \rho_{atm} \cdot \frac{R_{nuage}}{r} \cdot (\alpha - 1) \cdot \left( 2 \cdot \frac{H_{nuage}}{R_{nuage}} \right) \cdot S_{fmax}^2$

Sachant que l'accélération depuis le point d'inflammation ne concerne que la phase de propagation isotrope, préalable à la propagation azimutale. On trouve ainsi que la surpression maximale près du front de flamme serait de l'ordre de 300 mbar à la fin de la phase de propagation isotrope ( $r_f=r_{fmax}=2.H_{nuage}$ ) et de quelques mbar à la fin de la phase de propagation azimutale ( $r_f=r_{fmax}=R_{nuage}=100$  m et pour  $\frac{H_{nuage}}{R_{nuage}} = 0,05$ ).

Si on cherche à estimer les effets de pression à distance au moyen de la méthode Multi-Energie, il conviendrait d'appliquer un indice de violence intermédiaire entre 5 et 6 représentatif de la surpression de 300 mbar sur un volume hémisphérique stœchiométrique dont le rayon peut être assimilé à la hauteur du nuage. De manière générale, le point d'inflammation est placé à la demi-distance à la LIE.

Dans le cas qui nous intéresse ici, la surpression maximale d'explosion est de l'ordre 300 mbar. Cette surpression correspondrait à un signal de type « non ideal shock wave » avec un temps d'application de l'ordre de 35 ms à 70 m (distance au seuil de 50 mbar)



## **Annexe 2**

### **FICHE 2 : UVCE SUITE A UNE FUITE DE GAZ A HAUTE PRESSION**



## 1. Phénoménologie

Lors d'une fuite de gaz sous pression, il se forme un nuage inflammable fortement turbulent appelé jet. En l'absence de toute entrave au développement du jet, la zone inflammable prend la forme d'un ellipsoïde (Figure 45).

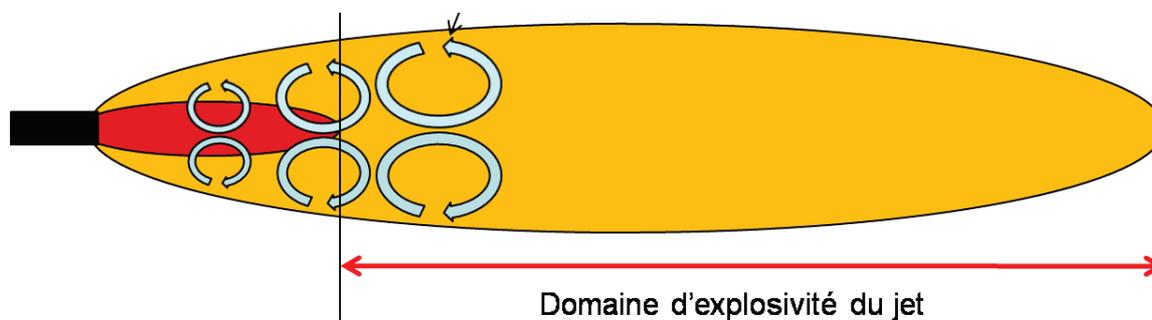


Figure 45 : Champs de concentration du jet

Une fois déchargé à travers l'orifice, le gaz subit un transfert de quantité de mouvement du jet vers l'atmosphère, ce qui provoque l'accélération de l'air ambiant et la décélération du jet. Dans le même temps, le gaz se mélange avec l'air ambiant grâce à des tourbillons qui naissent dans les couches d'accélération.

Le champ de concentration est caractérisé par le fait que :

- la concentration du gaz en un point pris sur l'axe est d'autant plus faible que le point s'éloigne de l'orifice de décharge et décroît de manière hyperbolique le long de l'axe du jet,
- la concentration du gaz en un point pris dans un plan perpendiculaire à l'axe, est maximale sur l'axe et d'autant plus faible à mesure que le point s'éloigne de l'axe et se répartit selon une loi gaussienne dans chaque plan pris perpendiculairement à l'axe du jet.

Lorsque la pression de rejet est très importante (supérieure à 2 bar pour le méthane), la vitesse du son est atteinte au niveau de la brèche, et les caractéristiques du jet libre sont modifiées. On parle alors de jet supersonique : il y a apparition d'une zone de choc en aval de l'orifice. Cette zone est également appelée zone d'expansion et caractérisé par un diamètre caractéristique  $D_{exp}$ .

La Figure 46 suivante illustre les phénomènes en aval du point de rejet.

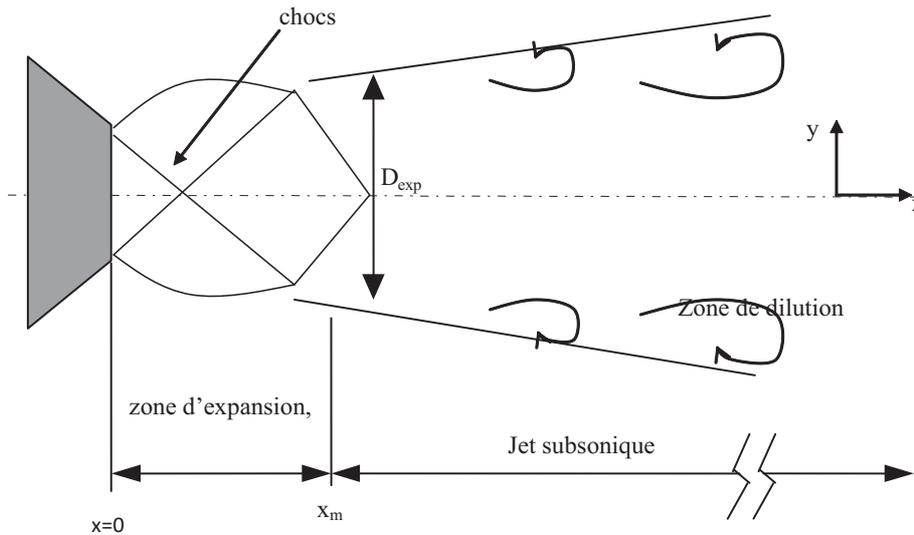


Figure 46 : Représentation simplifiée d'un jet supersonique

L'explosion se décompose en 4 étapes (Figure 47) :

L'inflammation qui doit se produire à l'intérieur du jet dans une zone où la concentration est comprise entre les limites inférieure et supérieure d'explosivité pour qu'une explosion soit possible (étape 1) ;

La propagation sphérique (étape 2) vers l'extérieur du panache de la flamme. La vitesse de propagation de la flamme (c'est-à-dire la vitesse d'expansion de la «boule de feu») est fonction de la concentration locale et de la turbulence sur le trajet de la flamme. C'est la dilatation rapide des produits de combustion qui est responsable de la production des ondes de pression qui se propagent ensuite dans l'environnement ;

Lorsque la boule de feu atteint la limite de la zone inflammable du jet, le phénomène d'expansion radial s'achève et la production d'onde de pression s'arrête. La taille maximale de la boule de feu est du même ordre de grandeur que le diamètre maximal de jet. Deux fronts continuent à se propager vers les extrémités axiales du jet, jusqu'à ce qu'un feu torche se crée et se stabilise (étapes 3 et 4).

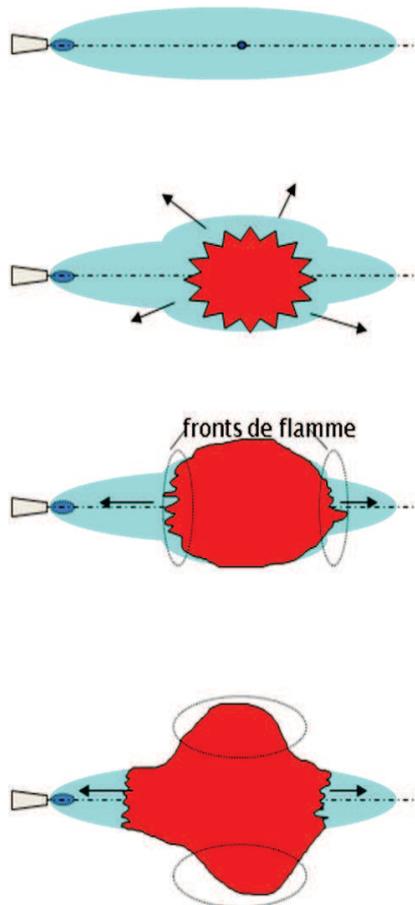


Figure 47 : Déroulement d'une explosion de jet

Les étapes essentielles de la modélisation consistent à calculer les dimensions et la structure interne de la zone inflammable du jet, dont notamment le champ de turbulence, puis la vitesse de propagation de la flamme à l'intérieur de ce panache et enfin le mécanisme de production de l'onde de pression.

Il n'existe pas de théories générales décrivant l'interaction de la combustion avec la turbulence<sup>9</sup>. A défaut, on a recours à des corrélations, faisant appel à des groupements adimensionnels. Le paragraphe 3.5.2 discute de ces corrélations et fait apparaître que le seul point commun entre toutes ces corrélations est leur dépendance à la taille caractéristique des structures tourbillonnaires avec une puissance comprise entre 0,2 et 0,3.

Ainsi, on peut généraliser ces corrélations sous la forme<sup>10</sup> :

$$S_t = \beta [L_t]^{0,2-0,3}$$

Où

<sup>9</sup> Williams F.A. (1985), « Combustion theory : 2nd edition », Benjamin/Cummings publishing company Inc., Amsterdam, ISBN 0-8053-9801-5

<sup>10</sup> Lorsque l'inflammation du jet se produit au cœur du jet

$\beta$  est une constante

La taille des structures tourbillonnaires est proportionnelle à un diamètre caractéristique du jet appelé « diamètre d'expansion »  $D_{exp}$  du jet gazeux supersonique.

La vitesse spatiale de flamme  $V_f$  est le produit du taux d'expansion des produits de combustion  $E$  et de la vitesse de flamme turbulente  $St$ .

La surpression maximale d'explosion est :

$$P_{max} = 3/2 \rho V_f^2$$

Où

$\rho$  est la masse volumique de l'air (kg/m<sup>3</sup>)

On obtient de manière générale :

$$P_{max} = Cste \times D_{exp}^{0,5}$$

Sur la base des résultats expérimentaux disponibles d'explosion de jet, on peut déterminer pour le méthane (ou gaz naturel) et l'hydrogène la courbe de surpression maximale d'explosion  $P_{max}$  en fonction du diamètre d'expansion  $D_{exp}$ . En utilisant les modèles théoriques de dispersion, il est possible de relier le diamètre d'expansion  $D_{exp}$  au débit de rejet. Ainsi, on peut obtenir une courbe exprimant la surpression maximale d'explosion  $P_{max}$  en fonction du débit de rejet.

## 2. Application Méthane

La Figure 48 présente l'évolution de la surpression d'explosion en fonction du débit du rejet<sup>11</sup> de méthane. Il est superposé sur cette courbe les données expérimentales disponibles et représentatives des effets de pression maximales mesurées.

---

<sup>11</sup> On suppose ici que la brèche est circulaire.

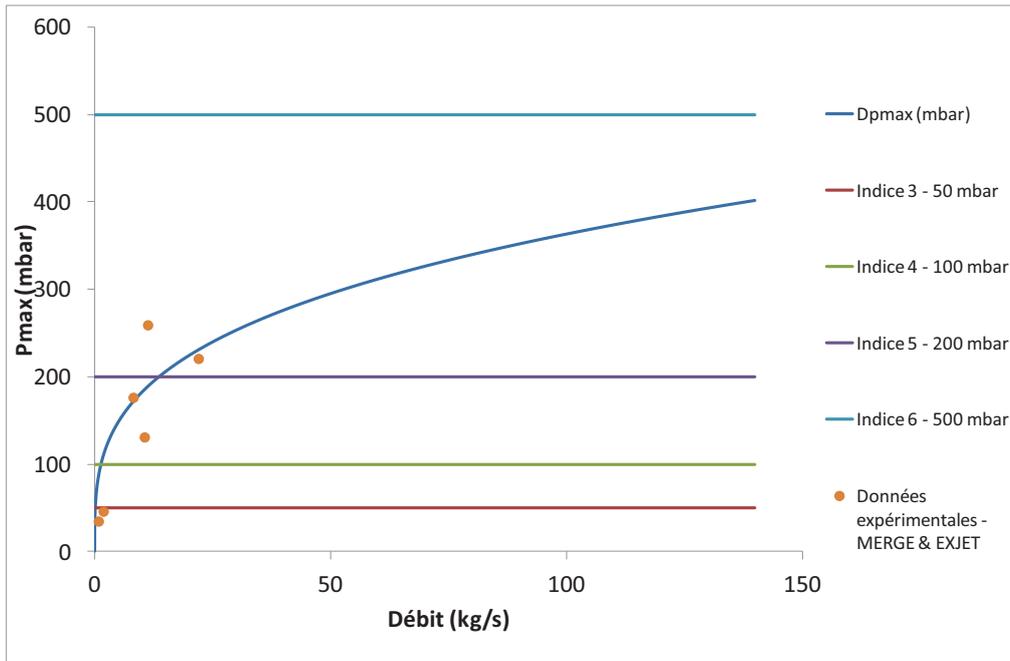


Figure 48 : Surpression maximale d'explosion en fonction du débit de rejet appliqué au méthane ou gaz naturel

Les surpressions d'explosion correspondant aux indices de la méthode Multi-Energie sont superposées sur la courbe de surpression maximale d'explosion en fonction du débit de rejet.

Cet abaque peut permettre le choix de l'indice de sévérité d'explosion de la méthode Multi-Energie pour les différentes configurations de rejets en champ libre de méthane ou de gaz naturel rencontrés.

La Figure 49 propose un zoom pour les débits inférieurs à 25 kg/s.

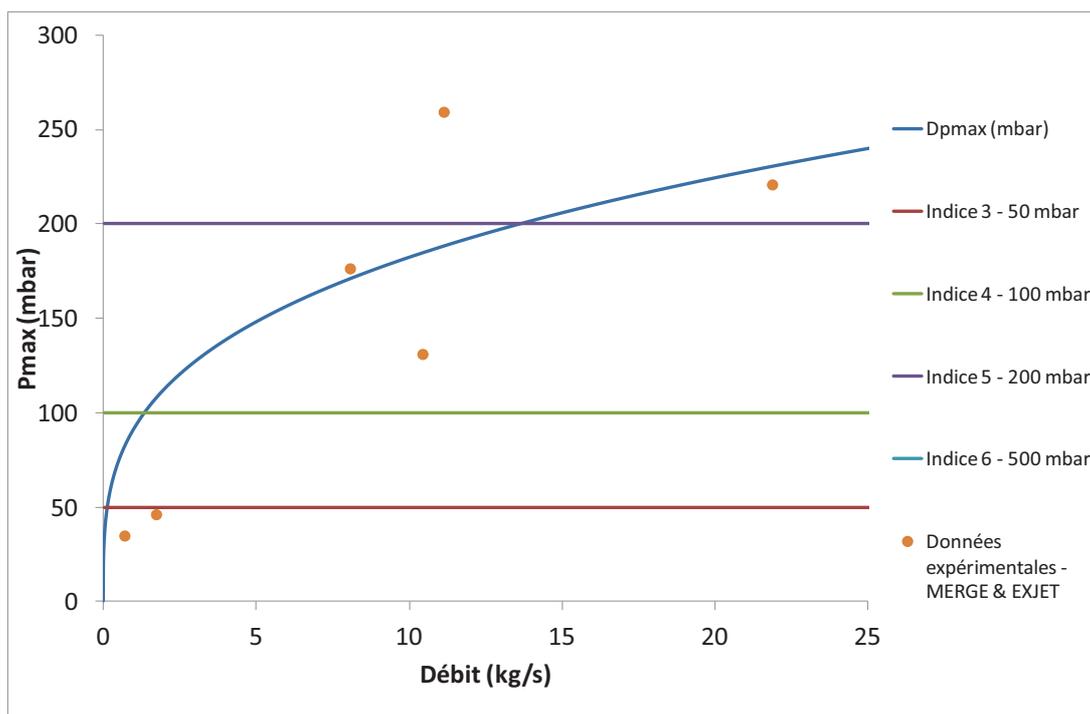


Figure 49 : Surpression pour les débits inférieurs à 25 kg/s

### 3. Application Hydrogène

La Figure 50 présente l'évolution de la surpression d'explosion en fonction du débit du rejet<sup>12</sup> d'hydrogène. Il est superposé sur cette courbe les données expérimentales disponibles et représentatives des effets de pression maximales mesurées<sup>13</sup>.

<sup>12</sup> On suppose ici que la brèche est circulaire.

<sup>13</sup> Chaineaux, J. (1995). Merge Project : INERIS report

K. Takeno, K. Okabayashi, A. Kouchi, T. Nonaka, K. Hashiguchi, K. Chitose, (2007) Dispersion and explosion field tests for 40 MPa pressurized hydrogen International Journal of Hydrogen Energy, Volume 32, Issue 13 Pages 2144-2153

M. Royle, D.B. Willoughby, (2011), Consequences of catastrophic releases of ignited and unignited hydrogen jet releases, International Journal of Hydrogen Energy, 2688-2692

J. Grune, K. Sempert, M. Kuznetsov, W. Breitung, (2011), Experimental study of ignited unsteady hydrogen jets into air, International Journal of Hydrogen Energy 36, 2497 – 2504

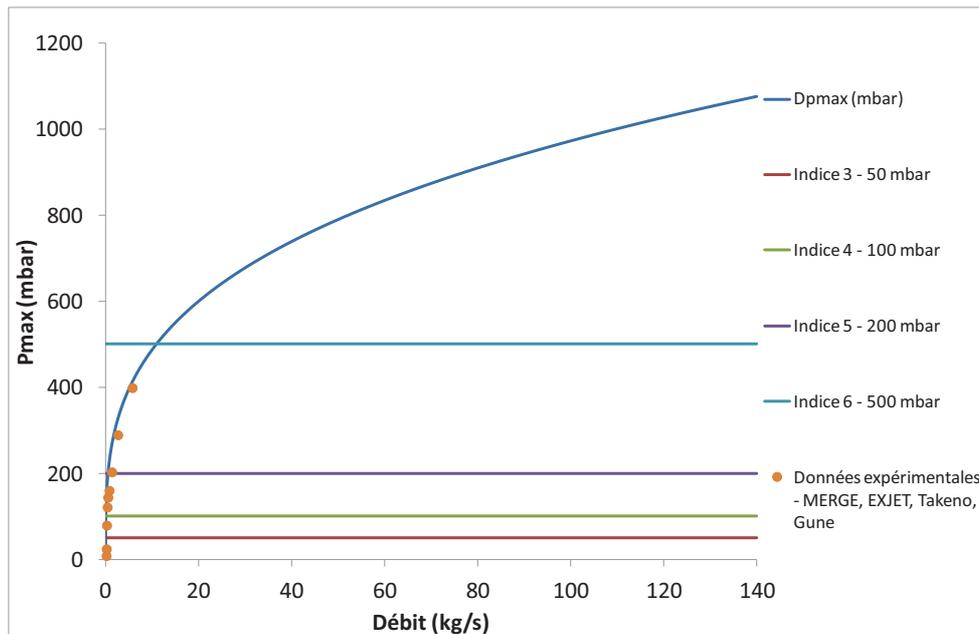


Figure 50 : Surpression maximale d'explosion en fonction du débit de rejet appliqué à l'hydrogène

Les surpressions d'explosion correspondant aux indices de la méthode Multi-Energie sont superposées sur la courbe de surpression maximale d'explosion en fonction du débit de rejet.

Cet abaque peut permettre le choix de l'indice de sévérité d'explosion de la méthode Multi-Energie pour les différentes configurations de rejets en champ libre d'hydrogène.

La Figure 51 propose un zoom pour les débits inférieurs à 15 kg/s.

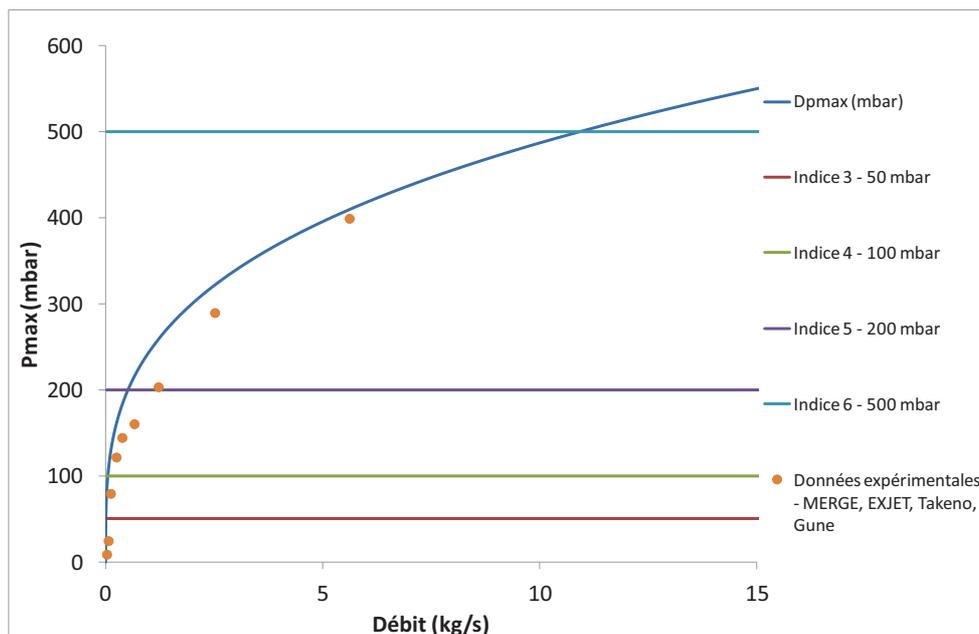


Figure 51 : Surpression pour les débits inférieurs à 15 kg/s

#### 4. Volume à considérer

Le volume inflammable sur lequel s'applique le niveau de surpression calculé en fonction du débit est :

- la plus grande sphère inscrite dans le jet si le jet est libre de tout obstacle (Figure 52),



Figure 52 : Jet libre

- le plus grand hémisphère inscrit si la dispersion du jet est influencée par le sol (Figure 53).



Figure 53 : Jet avec l'effet du sol

Ces volumes sont considérés à la stœchiométrie.

#### 5. Exemple d'application

Prenons pour exemple un rejet de méthane sous une pression de 40 bar initial par un orifice circulaire de 12 mm de diamètre. L'orifice de rejet est situé à 20 cm du sol. Cette situation correspond à une configuration expérimentale étudiée dans le cadre du projet EXJET.

Le débit de rejet est de l'ordre de 650 g/s, ce qui correspond selon l'abaque de la Figure 49 à une surpression maximale d'explosion de l'ordre de 70 mbar en fin de propagation. Selon l'application de la méthode Multi-Energie, le signal serait un signal de type « pressure wave » (Figure 43). Le rayon de l'hémisphère inscrite est de l'ordre de 0,6 m, soit une énergie de l'ordre 1,45 MJ. La distance au seuil de 50 mbar est de l'ordre de 2 m. La distance au seuil de 20 mbar est de l'ordre de 4 m. La durée de l'onde positive à 2 m est de l'ordre de 15 ms. Ces ordres de grandeurs sont conformes aux résultats expérimentaux.



**INERIS**

*maîtriser le risque |  
pour un développement durable*

**Institut national de l'environnement industriel et des risques**

Parc Technologique Alata  
BP 2 - 60550 Verneuil-en-Halatte

Tél. : +33 (0)3 44 55 66 77 - Fax : +33 (0)3 44 55 66 99

E-mail : [ineris@ineris.fr](mailto:ineris@ineris.fr) - Internet : <http://www.ineris.fr>