



HAL
open science

Combustion confinée d'explosif condensé pour l'accélération de projectile. Application en pyrotechnie spatiale

Julien Nicoloso

► **To cite this version:**

Julien Nicoloso. Combustion confinée d'explosif condensé pour l'accélération de projectile. Application en pyrotechnie spatiale. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0007 . tel-01060036

HAL Id: tel-01060036

<https://theses.hal.science/tel-01060036>

Submitted on 2 Sep 2014

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

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

THESE

Pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE (ENSMA)
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aérotechnique (SIMMEA)

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Julien NICOLOSO

***COMBUSTION CONFINEE D'EXPLOSIF CONDENSE POUR
L'ACCELERATION DE PROJECTILE. APPLICATION EN
PYROTECHNIE SPATIALE.***

Directeurs de Thèse : Boris KHASAINOV et Thibaut DE RESSEGUIER

Soutenue le 18 juin 2014

devant la Commission d'Examen

Exemplaire final

JURY

Ashwin Chinnayya	PR, ENSMA, Institut P', Poitiers	Président
Gérard Baudin	HDR, CEA-DAM, Gramat	Rapporteur
Philippe Gillard	PR, Laboratoire Prisme, Bourges	Rapporteur
Gilles Damamme	HDR, CEA-DAM, Gramat	Examineur
Boris Khasainov	IR CNRS, Institut P', ENSMA, Poitiers	Examineur
Thibaut De Rességuier	DR CNRS, Institut P', ENSMA, Poitiers	Examineur

Remerciements

Ainsi nous y voilà...voilà ces incontournables pages, synonymes de tant de choses...la fin de trois années de dur labeur, marquées par des hauts et des bas, des bons côtés et des travers, des espoirs et des doutes...la fin aussi de plus de deux décennies de scolarité...enfin, le début d'une ère nouvelle qui promet d'être riche en expériences et en rencontres...

...voici venir le temps des rires et des chants, voici venir les pages de remerciements !

D'aucuns s'accordent à dire que cette partie du mémoire est la plus simple à rédiger...ce n'est pas mon avis, tant il m'est délicat de remercier la totalité des personnes rencontrées au cours de ces trois dernières années, avec lesquelles j'ai eu des échanges et des instants de partage, parfois éphémères, mais qui ont toujours compté pour moi. Je vais essayer de penser à tout le monde, chose que je sais déjà improbable.

*« Ce qui compte ne peut pas toujours être compté, et ce qui peut être compté ne compte pas forcément. »
Albert Einstein*

Je me permettrai donc de changer quelque peu le protocole, et je vais tout d'abord remercier toutes les personnes (et m'excuser auprès d'elles) qui ne seront pas citées directement dans ces prochaines lignes, mais qui ont participé de près ou de loin à ce travail (humainement et/ou professionnellement parlant), et ont su m'apporter leur soutien, par un mot, un geste, un sourire ou un regard.

Je remercie ensuite l'ensemble de mes encadrants, sans qui cette thèse n'aurait pas été possible : mes directeurs de thèse Boris KHASAINOV et Thibaut DE RESSEGUIER de l'institut *PPRIME* ; Eric FOUSSON, Henry MOULARD et Lionel BORNE pour *l'ISL* ; Bernard CHAMAYOU pour *Airbus Defence and Space*. Je remercie également Hervé LEBRETON de la société *Nexter* pour son implication dans le projet.

Je remercie en particulier Eric pour m'avoir supporté (dans tous les sens du terme) et encouragé pendant ces 3 années passées à ses côtés.

Je remercie également les membres de mon jury qui ont bien voulu juger mon travail : mes rapporteurs Gérard BAUDIN et Philippe GILLARD, ainsi que Gilles DAMAMME et mon président de jury Ashwin CHINNAYYA.

Enfin, j'exprime ma reconnaissance envers les personnes qui se sont rendues à ma soutenance (ainsi que toutes celles qui auraient désiré venir) pour leur soutien et leurs encouragements ! Et je remercie encore Thibaut pour la logistique et l'organisation de cette journée.

Cette thèse s'étant déroulée au sein de différentes structures, j'ai eu l'occasion de rencontrer de nombreuses personnes d'horizons très différents. Je tiens à les remercier pour le temps qu'elles m'ont consacré, mais aussi et surtout pour leur compagnie, leur écoute et leurs conseils.



Côté *ISL*, un très grand merci tout d'abord au groupe PCD pour m'avoir parfaitement accueilli et intégré durant ces trois années, avec une pensée particulière pour l'équipe du G2 qui m'a permis de réaliser les travaux expérimentaux. Je pense à Stephan SCHMITT, Auguste RITTER, Thomas ARNOLD ainsi qu'à Sébastien PETER et Alain SCHMITT. Merci à tous d'avoir toujours répondu présent depuis le premier jour ! Je vous souhaite une très bonne continuation, et j'espère que l'ambiance du groupe continuera à être au beau fixe.

Je remercie Pierre GIBOT, grâce à qui j'ai pu effectuer des mesures de BET qui se sont révélées très utiles pour mon projet.

Je souhaiterais également remercier chaleureusement les gens qui m'ont accompagné durant mes différentes activités en Alsace, au cours de séances de sport, de rencontres inopinées dans le couloir du C1 ou à la machine à café, et qui m'ont encouragé et soutenu durant ces trois années...

Je vais nécessairement en oublier, mais je pense, sans ordre particulier, à :

- Caroline CHEVALIER, Carole BREDA, Léon COLARD, Maxime SCHWERTZ, Philippe ACQUIER, Jan KRCCMAR

- Maxime PERROT, Harald SCHARF, Alexander PICHLER, Nicolas HUEBER (et Delphine bien entendu !), Sylvain CHEINET, et tous les badistes, yogistes et autres sportifs

- Laetitia DEVILLE, Véronique ZIMPFER, Thierry BROGLIN et toute l'équipe APC

- Philippe WERNERT, Bastien MARTINEZ, Florian SEVE, Claude BERNER, Christophe TAMISIER, Barbara BASCHUNG, Marc COMET

- Andrianna GIKOPOULI, Dominique BOURGIN, Julien SPAGNI, Julien PICHARD et tous les autres stagiaires

- Les gendarmes, notamment Vincent BECK, ainsi que les gardiens, lesquels m'ont (presque) toujours attendu avant de fermer les portes de l'ISL

- Et Josette, bien entendu...

Je souhaite en particulier beaucoup de courage à tous les doctorants pour la suite et « fin » de leurs travaux. Je suis bien placé pour savoir que les derniers mois ne sont pas toujours les plus simples. Accrochez-vous et tenez bon !

Côté *Airbus*, je remercie sincèrement Pascal HUBERT et Jean-Marc CARRAT pour leur appui et leur expérience, ainsi que Nicolas LEFEBVRE pour sa collaboration durant les R&T Days, qui restent un très bon souvenir et une très belle expérience personnelle. J'ai une

pensée également pour les doctorants avec qui j'ai pu avoir des échanges passionnés et passionnants durant les formations ou les journées doctorales (notamment Alexandre HARCK et Ignacio GONZALEZ-MARTINO), et je remercie Coumar OUDEA pour l'accueil et l'organisation de ces journées.

Côté *PPRIME*, je remercie l'ensemble du laboratoire de combustion, notamment Alain CLAVERIE, Bastien BOUST, Marc BELLENOUE, Julien SOTTON, Camille STROZZI, Hervé DOREAU...sans oublier le personnel administratif, en particulier Audrey VERON, Marie-Cannelle COSSIN et Jocelyne BARDEAU pour leur gentillesse et leur bonne humeur permanentes.

Merci également à Thibaut POULAIN pour sa recette miracle d'eau régale.

Je n'oublie pas Benoit LABOUILLE et Olivier GERBER, de la société *ALYOTECH*, que je remercie pour leur réactivité et leur implication dès qu'il s'agissait de déboguer un problème et de répondre à mes nombreuses questions sur LS-DYNA.

J'ai enfin une pensée pour les personnes rencontrées au cours de réunions, formations ou conférences, et dont les échanges ont contribué à enrichir ma personnalité, ainsi que le personnel de service (personnel d'entretien, techniciens, ouvriers) côtoyé sur l'un ou l'autre site durant mes trois années, avec qui j'ai partagé de bons moments....Un grand merci à eux !

Cette thèse a été pour moi une belle expérience humaine. J'aurai toujours une pensée pour tous ces gens qui ont cru en moi, souvent bien plus que moi-même n'ai pu le faire, et qui ont été ma « potion magique » pour aller au bout de ce projet.



Je remercie d'abord toute ma famille, notamment mes parents et ma petite sœur, qui, sans forcément tout comprendre de mes activités, ont souvent subi mais sont toujours restés avec moi durant ces trois années.

Je remercie également mes amis de l'*ENSMA* qui ont été d'un soutien précieux, même à distance. Ma première pensée va à Anaïs FARRUGIA, ma NaNa adorée, actuellement autour du monde, qui a toujours su m'envoyer un mot d'encouragement dans les moments précis où j'en avais le plus besoin (il faudra que tu m'expliques comment tu t'y prenais d'ailleurs !).

Je n'oublie pas Romain ECAULT et Sarah CHATEAU pour leur compagnie, leur gentillesse et toute l'attention qu'ils m'ont accordée. Un grand merci à toi Romain pour avoir toujours su trouver les bons mots et eu les bonnes idées pour me (re)motiver !

Je remercie chaleureusement Didier LOISON, pour tous les bons moments qu'on a pu passer ensemble à chacune de mes venues à Poitiers et lors des journées VH à Reims. Merci également à Michel BOUSTIE pour ces conseils et son optimisme à toute épreuve !

Je suis particulièrement reconnaissant envers ma superbe Fillote, Camille-Andréa STURTZER, à qui je souhaite plein de courage pour la fin de thèse, et beaucoup de bonheur pour la suite (six ans passés ensemble dans le même sac, qui l'eut cru ?).

Je remercie mon p'tit Lorrain Aurélien HELSTROFFER, ainsi que Ekaterina MAZANCHENKO, Benjamin TRESSOU, Luc DOREMUS, Jean-Paul CUQ-LELANDAIS, Clara MORICONI, Julien JARAVEL, Vivien PREVOST, et la paire Laetitia et André MÜLLER ! Merci aussi à tous les doctorants de l'ENSMA avec qui j'ai pu partager un moment sympathique.

Je ne peux m'empêcher d'envoyer un clin d'œil aux Dragons de l'ENSMAROLLER, qui ne m'ont toujours pas oublié (promis, je ramènerai du Pol Rémy !).

J'ai enfin une pensée pour Florian RIEBEL, dont le départ prématuré m'a beaucoup touché alors que nous venions tout juste de nous retrouver.

Je remercie tous mes vieux briscards, parce que sans eux, je ne serais sans doute jamais parvenu jusqu'à ce niveau :

- Ceux de la Pic'assoce & Cie : Alice GALAIS et Jérémy DUHART « Séréna », Cédric PONÇOT « Ponko », Camille RIERA et Erwan COUREL « Wanna », Julien PHILIBERT « Grand'Ju », Maxime FRANCO « Ti'Max », Vincent BILLARD « Buisson », Nicolas BICHON ...et ma gazelle en miel, Gilles OSDOIT « Binôme »

- Les plus vieux encore de la Sup4ever : Anne-Sophie SCHNEIDER « Ann'so », Vincent FRANCE-LANORD « Flanou », Maxime ENDERLI « Maxou », Blaise LAUSTRIAT, ainsi que Julien LAHACHE « Bouba ». Un merci particulier à Aurélie et Loïc EHRHARDT « Lolo » pour leur soutien et les grands moments de leur vie commune qu'ils m'ont permis de partager à leur côté.

- Enfin, les indémodables fossiles que sont les *Majestic Mooses*, et qui se reconnaîtront...les 5+2 doigts de la main ;)

En première ligne de mes humeurs quotidiennes, je remercie du fond du cœur mes inestimables amis rencontrés à l'ISL, cette « DreamTeam » avec laquelle j'ai tant partagé, entre autres pauses, vendredis-craquage, restos, afterworks, « coutchou-coutchou », barbecue, et tout le reste...Merci pour tout vraiment. Vous me manquez terriblement.

- Vincent GASSMANN pour sa culture musicale inégalable, ses karaokés mémorables, ses maquillages douteux, et son humour surpuissant (bon courage pour ton mandat !)
- Erwann GUYOMARD ainsi que Maëva, pour ses grognements toujours utiles et ses débats toujours éclairants (sauf les vendredis), mais surtout pour sa compagnie particulièrement agréable



- Angeliki THANASOPOULOU et Spilios THEODOULIS pour leur gentillesse et pour m'avoir fait découvrir la Grèce autrement (et en mieux)
- Michel LIBSIG ainsi que Dominique, pour sa finesse bourrine, ses très longs courriels, et son accent Alsacien à trancher au couteau
- Thomas BRUNNER, pour la « bourrinesse » fine, ses crevetolas, et les indénombrables cafés qu'il n'a jamais voulu que je lui offre
- Guillaume STRUB, pour m'avoir démontré avec entrain l'existence d'une autre dimension...la robotique
- Natalie JASKULSKI, *for your nice smile and since that was still very pleasant to talk with you, even if I should have improved my German level*
- Et bien entendu Justine CORBEL (dont je tairais le surnom affectueux de « Mémère »), pour un mélange de tout, et dont j'ai vraiment apprécié cette dernière année passée en sa compagnie

« Last but not least », je tiens à remercier deux personnes en particulier, qui mériteraient une thèse entière de gratitudes, elles qui ont toujours été là pour me booster, me secouer, me relever, me re-secouer et m'apporter leur soutien tout au long de ces trois années (parfois compliquées) malgré leurs propres soucis. Je n'aurais sans doute jamais pu achever cette thèse sans elles, et c'est pourquoi je leur dédie le meilleur de ce travail.

Je pense d'abord à Marie ALBISSER, probablement la seule qui a résisté jusqu'au bout à mes tentatives de perversion humoristique (pas faute d'essayer pourtant !). Je te souhaite bon courage pour la fin de thèse qui approche...je sais que tu y arriveras avec panache ! Et tu connais toute la suite de mon discours, Miss, pour en avoir déjà discuté avec toi...

Je pense également à Simona DOBRE, sans oublier toute sa grande et jolie famille : Dragos, Ioana, Andréi et Nicolas, le petit dernier. J'aurais tant de choses à vous dire...simplement un grand merci à tous les cinq pour tout ce que j'ai appris et tous les moments (nécessairement bons) passés à vos côtés. Je vous souhaite mieux que le meilleur.

Je vous embrasse très fort...prenez bien soin de vous.

Cette page se tourne (si, si ! essayez), il est temps pour moi de filer vers d'autres horizons et, pour les plus courageux d'entre vous, d'entrer dans le vif du sujet...encore merci à tous pour tout ce que vous m'avez apporté...soyez heureux !

...et comme on dit à l'ENSMA, bon vent !



Introduction générale

L'industrie aérospatiale a depuis longtemps recours à des explosifs pour le fonctionnement des chaînes pyrotechniques qui équipent la plupart des lanceurs existants. Les fonctions pyrotechniques sont indispensables pour assurer les performances et l'efficacité des technologies spatiales, notamment en contribuant à la séparation d'étages, la libération d'objets, l'éloignement de sous-systèmes ou la neutralisation des étages du lanceur. Le stockage, le transport en milieu hostile puis l'usage d'explosif induit indubitablement un problème récurrent de sécurité.

Afin d'éviter tout incident pouvant avoir des répercussions graves, au sol ou en cours de lancement, il est essentiel de maîtriser complètement le fonctionnement des détonateurs, depuis l'allumage jusqu'à la détonation. Le phénomène de la détonation traduit un régime supersonique de propagation de la combustion d'une matière explosible. Elle succède parfois à la déflagration, qui est un régime subsonique. Le processus qui permet le passage de la déflagration à la détonation est appelé la « Transition Déflagration-Détonation » (DDT).

Les études portant sur ce phénomène de DDT sont donc motivées dans le domaine industriel par la volonté d'assurer une sécurité et une fiabilité à toute épreuve des systèmes de propulsion solide et des détonateurs embarqués. La compréhension et la modélisation du processus sont absolument nécessaires pour envisager sereinement ces composants pyrotechniques dans des applications spatiales. L'intérêt est d'optimiser le fonctionnement de ces systèmes hautement énergétiques, et d'éviter l'apparition prématurée ou inattendue de la détonation.

A l'heure actuelle, l'architecture des chaînes pyrotechniques est basée sur des systèmes électriques qui impliquent l'usage de matériaux polluants et de gainages blindés pesants, ce qui a des répercussions sur le coût final du lanceur.

Afin de préparer de nouveaux lanceurs plus légers, plus économiques et moins polluants, AIRBUS DEFENCE AND SPACE (anciennement ASTRIUM ST) mène des études sur la distribution de puissance nécessaire aux chaînes pyrotechniques à partir de réseaux optiques fibrés, permettant d'assurer la conversion opto-pyrotechnique et l'amorçage des fonctions pyrotechniques.

Ces nouveaux systèmes opto-pyrotechniques se distinguent des systèmes électriques par plusieurs avantages en termes de sécurité (insensibilité aux ondes électromagnétiques et aux décharges électrostatiques, absence de corrosion aux fils et aux électrodes), d'efficacité (gain de masse important pour les systèmes embarqués), de performances et de normes environnementales (utilisation de matériaux nouveaux et moins toxiques).

Les travaux conduits en avant-projets par AIRBUS DEFENCE AND SPACE et ses partenaires (ISL, NEXTER) ont démontré une maturité et une viabilité suffisante des technologies évaluées pour envisager leur intégration dans les chaînes pyrotechniques, mais

la validation du système requiert encore une maîtrise accrue en matière de sécurité et de marges de fonctionnement. Ceci implique la réalisation de travaux complémentaires sur la DDT afin d'assurer la haute sécurité et la fiabilité du dispositif. C'est dans ce cadre bien précis que s'inscrit le travail de thèse.

Le but de la thèse est d'analyser et de modéliser numériquement le fonctionnement du premier étage d'un Détonateur Opto-Pyrotechnique (DOP) de sécurité, qui est l'un des éléments de la chaîne opto-pyrotechnique à l'étude. Le rôle de ce système est d'amorcer la détonation par voie optique en un espace le plus réduit possible, tout en respectant les spécifications de sécurité du cahier des charges.

Le DOP est constitué d'un confinement en acier Inox 304l contenant des charges pyrotechniques. Il est directement initié au moyen d'une fibre optique transportant la puissance lumineuse délivrée en amont par une source laser. Pour assurer le critère de haute sécurité du cahier des charges et les exigences industrielles (encombrement, coût), les sources lasers envisagées sont des diodes lasers. Celles-ci sont trop peu puissantes et ne délivrent pas une quantité d'énergie suffisante pour la création d'un plasma, et donc l'initiation directe d'une détonation.

Toutefois, les diodes lasers sont suffisamment puissantes pour atteindre les températures critiques de décomposition des explosifs ([0.1], [0.2], [0.3]). Cela peut ainsi initier des combustions ou des déflagrations. Le recours d'un système à deux étages (*Figure 0-1*) pour l'obtention de la détonation dans ces conditions est donc indispensable.

L'énergie optique transmise est convertie en énergie thermique à l'entrée d'une chambre de combustion de quelques millimètres. Cette conversion permet l'initiation des chargements pyrotechniques constitués exclusivement d'explosifs secondaires sélectionnés. L'un des avantages du DOP est qu'il ne contient pas d'explosifs primaires (lesquels sont bien souvent à base de plomb), ce qui en fait un détonateur relativement écologique.



Figure 0-1 : Détonateur opto-pyrotechnique à deux étages¹.

¹ Figure laissée intentionnellement sans échelle de taille (dispositif industriel)

Dans un premier temps, l'apport d'énergie thermique amorce donc au sein du premier étage du DOP la combustion d'un explosif granulaire HMX (explosif retenu dans la définition de l'industriel), mélangé avec du noir de carbone inerte en faible proportion afin d'améliorer l'absorption d'énergie du laser.

Progressivement, les gaz de combustion générés par la réaction provoquent une augmentation de la pression dans la chambre confinée. Sous l'effet de cette pression, la pièce métallique initiale fermant le premier étage est cisailée puis se rompt, avant d'être propulsée dans un tube de lancement cylindrique de petite dimension. Ce tube agit comme une sorte de « mini-canon » à la sortie du premier étage (*Figure 0-2*).

Enfin, après une courte distance, le projectile atteint l'extrémité du canon et impacte le second étage contenant un explosif confiné, ce qui induit une transition choc-détonation très rapide ([0.1], [0.2], [0.3]).

Un point de sécurité essentiel est que la détonation ne doit pas avoir lieu au sein du premier étage, de telle sorte que le système doit être optimisé en termes de longueur de charge, de confinement et de densité d'explosif, afin d'assurer un fonctionnement robuste.

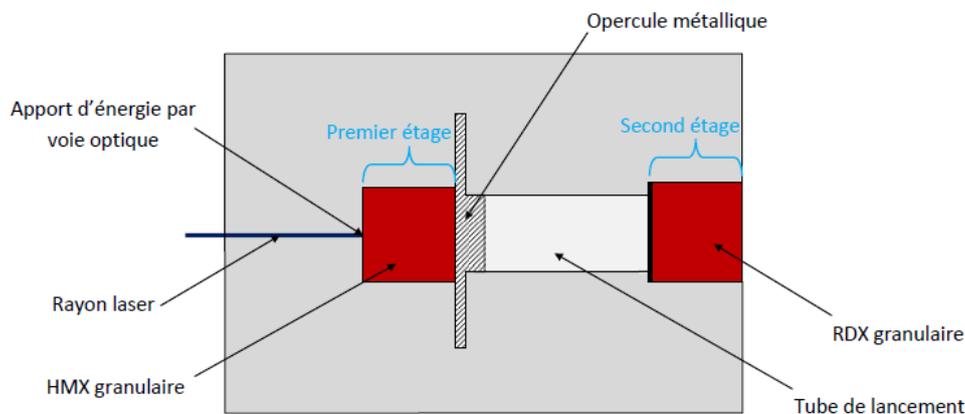


Figure 0-2 : Coupe schématique d'un DOP.

En résumé, le fonctionnement du premier étage du DOP présenté ci-dessus comporte trois phénomènes physiques successifs (*Figure 0-3*) :

- 1/ Une combustion rapide dans la chambre de combustion initialement confinée
- 2/ Un cisaillement suivi d'une rupture et de l'ouverture de la chambre de combustion
- 3/ Une propulsion de projectile soumis à des gaz sous pression

Ces trois phénomènes doivent être considérés dans le modèle numérique afin d'étudier efficacement les conditions de haute sécurité, de fiabilité et de performance, requises par le cahier des charges industriel.

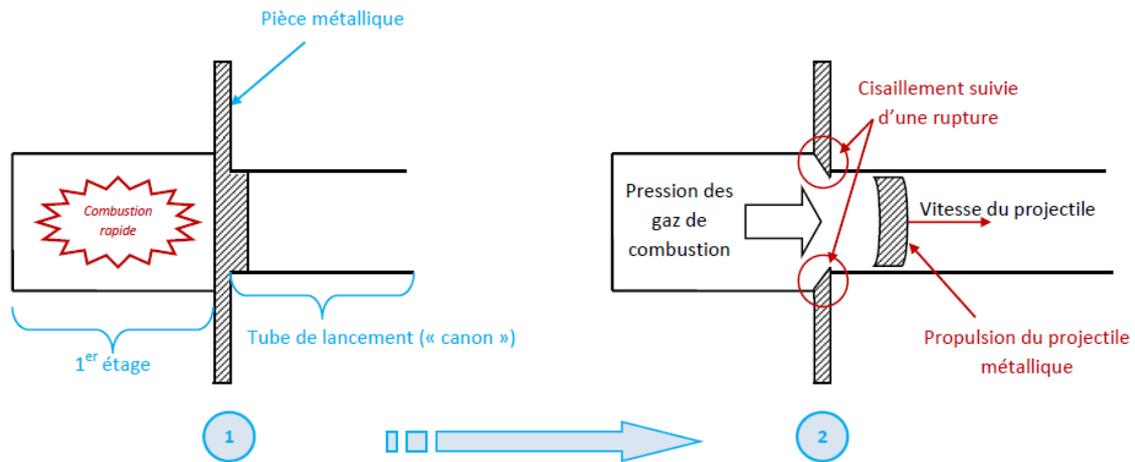


Figure 0-3 : Schéma de fonctionnement du 1^{er} étage du DOP.

La combustion est le principal objet de l'étude. L'énergie chimique libérée par la combustion, elle-même initiée par l'énergie du laser, est capable de propulser un projectile jusqu'à une vitesse suffisante pour le bon fonctionnement de la chaîne pyrotechnique. Toutefois, il est indispensable de pouvoir identifier et contrôler le mode de combustion, de manière à éviter absolument la détonation dans la chambre.

La chambre est fermée par un disque de fermeture métallique qui permet de confiner l'explosif et d'assurer l'étanchéité initiale de la chambre. Le cisaillement puis la rupture de cette pièce sous l'effet des gaz de combustion permet la création d'un projectile. Le mode de cisaillement conditionne le confinement de la chambre de combustion, et donc le profil de pression.

La mise en vitesse du projectile est la conséquence du fonctionnement du premier étage. Elle est essentielle dans la mesure où la réussite de toute la suite de la chaîne pyrotechnique dépend de la vitesse atteinte par le projectile au moment où celui-ci vient percuter le second étage. Cet aspect du problème se rapproche de la balistique interne.

L'objectif principal de ces travaux est de développer un modèle pour l'analyse numérique du phénomène de combustion et d'accélération de projectile dans les composants pyrotechniques. Cela revient à modéliser la balistique intérieure du DOP en identifiant précisément les processus qui y interviennent.

Il s'agit ainsi de prédire le processus d'inflammation de l'explosif par une source laser, l'évolution de la combustion au cours du temps, le diagramme de pression au sein de l'enceinte dont dépend l'intégrité de la chambre, et enfin la loi de mise en vitesse et le profil d'accélération du mini-projectile propulsé par les gaz de combustion.

Le modèle doit permettre d'identifier, d'étudier puis de hiérarchiser l'influence des paramètres susceptibles d'affecter les dispositifs opto-pyrotechniques lors de leur évolution en environnement hostile (milieu spatial). Il est nécessaire de pouvoir définir les marges de

sécurité pour chaque paramètre afin d'éviter une transition à la détonation prématurée dans la chambre.

La réalisation de cet objectif passe par l'étude expérimentale du DOP, laquelle joue un rôle de premier plan dans l'identification des phénomènes et la validation du modèle.

Le mémoire s'articule autour de trois chapitres.

- Le *Chapitre 1* est consacré à la description de l'état de l'art. L'analyse du dispositif permet d'identifier les phénomènes physiques à l'œuvre : la combustion, le cisaillement et l'accélération de projectiles. En particulier, les équations d'un modèle de combustion confinée dans les charges poreuses y sont présentées. A l'issue de ce chapitre bibliographique, il est possible de dresser un premier bilan et un classement des paramètres influents.
- Le *Chapitre 2* décrit les travaux expérimentaux menés dans le cadre de cette étude avec différents lots d'explosif. Les dispositifs utilisés et les méthodes de mesure sont précisés. Les résultats obtenus mettent en valeur l'importance de certains paramètres et permettent d'orienter les études numériques.
- Les études numériques sont au cœur du *Chapitre 3*. Il y est décrit le code *EFAE*, utilisé pour résoudre les équations du modèle décrit au *Chapitre 1*, et pour modéliser la combustion. Les modifications effectuées dans ce code au cours de la thèse ont permis de l'adapter au sujet. Le logiciel *LS-DYNA*, efficace pour la modélisation mécanique du DOP, y est également présenté. Enfin, une interface en langage *JAVA* a été créée afin de relier *EFAE* et *LS-DYNA*, et de décrire entièrement le problème.

A la suite de ces trois parties, la conclusion finale permet de répondre dans une certaine mesure à la problématique initiale. A partir des données expérimentales et des simulations numériques, les paramètres influents peuvent être classés en fonction de leur importance, afin d'alimenter l'étude de sûreté indispensable à l'application industrielle du DOP. Un état des travaux supplémentaires et des perspectives à envisager pour la suite de l'étude industrielle est finalement établi.

Ce projet met en collaboration deux partenaires industriels, AIRBUS DEFENCE AND SPACE et NEXTER Group, et deux laboratoires de recherche, l'Institut franco-allemand de Saint-Louis (ISL) et l'Institut PPRIME de Poitiers. Les positions et les relations de chacun dans cette étude sont parfaitement définies (*Figure 0-4*).

AIRBUS DEFENCE AND SPACE est un spécialiste mondial dans la conception et la réalisation de systèmes balistiques, spatiaux et orbitaux, dans les domaines civils et militaires. Le Département Technology & Technical support d’AIRBUS DEFENCE AND SPACE conduit les études de systèmes concernant l’avionique des systèmes stratégiques et spatiaux. Depuis plusieurs années, l’une de ses activités est l’étude d’une nouvelle architecture pour les chaînes séquentielles de ses nouveaux lanceurs et missiles, visant à remplacer les technologies électro-pyrotechniques existantes par de l’opto-pyrotechnie. AIRBUS DEFENCE AND SPACE constitue le maître d’œuvre et le principal partenaire industriel du projet.

La société NEXTER est le second partenaire industriel du projet. Elle est chargée de concevoir, de produire et de commercialiser le dispositif opto-pyrotechnique à l’étude. Doté d’une vaste expérience dans la fabrication des poudres explosives et des instruments pyrotechniques à usage militaire, NEXTER collabore depuis plusieurs années avec ASTRIUM ST et l’ISL, utilisant ses compétences, son expertise et son savoir-faire pour développer des outils fiables et efficaces dans le domaine industriel.

Le laboratoire d’accueil de l’Institut franco-allemand de Saint-Louis (ISL) fait partie du groupe PCD (Physique des ondes de Choc et Détonique). Les activités de recherche qui y sont réalisées portent essentiellement sur les phénomènes de détonation des explosifs condensés. Le principal domaine d’application concerne la conception et le développement de composants pyrotechniques innovants, tels que des détonateurs opto-pyrotechniques compacts et intégrables, ou des impulseurs mettant en œuvre la combustion d’un explosif secondaire. La majeure partie du travail expérimental y a été réalisée, et notamment les essais impliquant l’utilisation d’explosif.

Le partenaire académique et le second laboratoire du projet est l’Institut PPRIME, unité du CNRS 3346 hébergée par l’Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique de Poitiers (ENSMA), dont les compétences dans le domaine des détonations et des chocs sont internationalement reconnues. Le modèle numérique y a été développé.

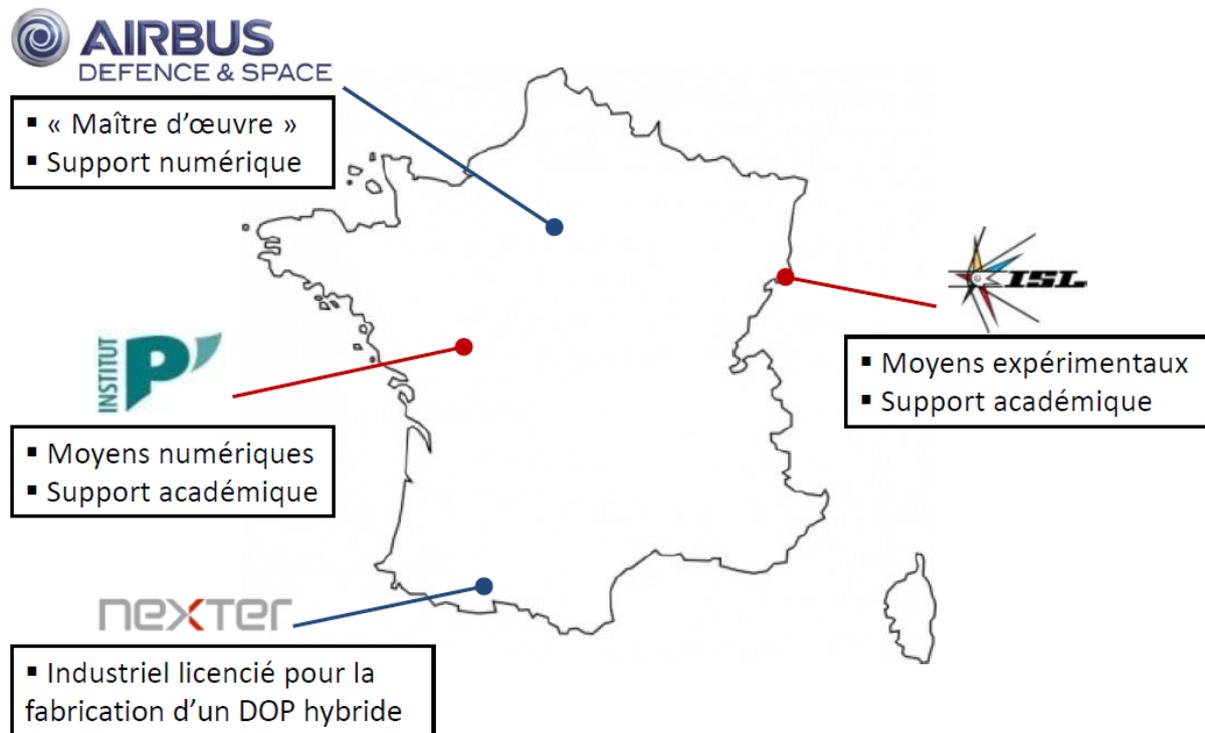


Figure 0-4 : Rôles et positions des partenaires du projet.

Références bibliographiques de l'introduction générale :

- [0.1] Moulard, H., Ritter, A., & Dilhan, D. (2004). Design and Performance of Laser Diode Initiators for Space Use. *31st Int. Pyrotechnics Seminar*, (pp. 127-132). Fort-Collins.
- [0.2] Dilhan, D., Farfal, P., Cahuzac, F., Moulard, H., & Ritter, A. (2008). Overview of Recent Developments of Optopyrotechnics for Space Applications. *AIAA joint propulsion conference*. Hartford.
- [0.3] Moulard, H., Fousson, E., Ritter, A., & Mory, J. (2011). Control of the Functioning Time of an all Secondary Laser Ignited Detonator. *EUROPYRO 2011 11th IPS*. Reims.

Sommaire

Remerciements	p 3
Introduction générale	p 9
Sommaire	p 17
Chapitre 1 : Etat de l'art sur l'amorçage de la détonation dans les explosifs condensés	p 23
Notations du Chapitre 1	p 25
1. Explosifs et poudres	p 31
1.1 Généralités et définitions.....	p 31
1.2 HMX	p 32
2. Inflammation d'un explosif condensé	p 34
2.1 Méthode d'allumage d'explosifs et intérêt d'une source laser.....	p 35
2.2 Interaction du laser sur l'échantillon	p 37
2.2.1 Processus physiques de l'initiation thermique par laser.....	p 37
2.2.2 Répartition de la puissance laser au sein d'un explosif.....	p 39
2.3 Paramètres influents de l'allumage laser	p 41
2.3.1 Caractéristiques du laser	p 41
2.3.2 Caractéristiques du matériau	p 42
2.3.3 Confinement et conditions initiales.....	p 45
3. Combustion confinée d'un explosif condensé et transition déflagration-détonation (DDT)	p 45
3.1 Généralités.....	p 46
3.1.1 Historique des études portant sur la DDT	p 46
3.1.2 Principales étapes de la DDT	p 50
3.1.3 Paramètres influents	p 52
3.1.3.a Propriétés de l'explosif.....	p 52
3.1.3.b Porosité et densité de chargement.....	p 52
3.1.3.c Granulométrie	p 53
3.1.3.d Confinement.....	p 56
3.1.3.e Température initiale.....	p 56
3.2 Combustion conductive.....	p 58

3.3	<i>De la combustion à la détonation : la déflagration</i>	p 60
3.3.1	Combustion convective	p 61
3.3.2	Combustion compressive et formation d'un choc	p 62
3.4	<i>Détonation</i>	p 64
3.4.1	Onde de choc et détonation	p 65
3.4.2	Théorie de Chapman-Jouguet (CJ).....	p 65
3.4.3	Modèle Zel'dovich-von Neumann-Döring (ZND).....	p 71
3.5	<i>Modélisation mathématique de la DDT</i>	p 74
3.5.1	De la théorie des moyennes à la théorie d'écoulement multiphasique	p 74
3.5.2	Description du modèle simplifié de DDT considéré	p 76
3.5.2.a	Equations de conservation	p 77
3.5.2.b	Conservation du nombre de particules	p 79
3.5.2.c	Equations d'état	p 80
3.5.2.d	Taux de transfert entre les phases.....	p 80
3.5.2.e	Tension inter-granulaire.....	p 83
3.6	<i>Complément sur les équations d'état</i>	p 84
3.6.1	De l'équation d'état idéale à l'équation de Noble-Abel.....	p 84
3.6.2	Equation Becker-Kistiakowsky-Wilson (BKW)	p 85
3.6.3	Equation Hell Of Mess (HOM)	p 87
3.6.4	Equation Jones-Wilkins-Lee (JWL)	p 89
4.	<i>Mise en mouvement de projectiles par utilisation d'explosifs</i>	p 91
4.1	<i>Balistique intérieure</i>	p 91
4.2	<i>Bandes de cisaillement adiabatique</i>	p 95
5.	<i>Conclusion : Identification et classement provisoire des paramètres</i>	p 98
	Références bibliographiques du Chapitre 1	p 101
	Chapitre 2 : Etude expérimentale	p 117
	Notations du Chapitre 2	p 119
1.	<i>Description des échantillons</i>	p 121
1.1	<i>Explosifs purs</i>	p 121
1.2	<i>Explosifs graphités</i>	p 124
2.	<i>Analyse des échantillons avant tir</i>	p 125
2.1	<i>Méthode BET</i>	p 125
2.2	<i>Appareil de mesure</i>	p 126
2.3	<i>Protocole expérimental</i>	p 126
2.4	<i>Résultats obtenus</i>	p 127
2.4.1	Mesures préliminaires sans compression pour les explosifs purs ...	p 127

2.4.2 Mesures des lots (99/1)	p 128
2.5 <i>Exploitation des résultats</i>	p 128
2.5.1 Effet de la compression sur les lots (99/1)	p 128
2.5.2 Influence du noir de carbone dans les compositions.....	p 130
2.5.3 Comparaison des mesures avec les valeurs théoriques.....	p 132
2.5.4 Estimations de la taille moyenne des grains d'explosif après la compression.....	p 134
3. Mesure de la vitesse de projectile	p 137
3.1 <i>Interférométrie laser</i>	p 137
3.1.1 Effet Doppler.....	p 137
3.1.2 Vélocimétrie laser	p 138
3.1.3 Vélocimétrie hétérodyne.....	p 140
3.2 <i>Description du banc d'essai VH</i>	p 141
3.2.1 Installation VH de l'ISL	p 141
3.2.2 Dispositif d'observation du premier étage	p 142
3.3 <i>Résultats expérimentaux</i>	p 145
3.3.1 Influence de la longueur du projectile.....	p 145
3.3.2 Influence de la nature du confinement	p 150
3.3.3 Influence de la granulométrie	p 153
3.3.4 Effets du cisaillement de la pièce métallique	p 161
4. Mesure de la distance de Transition Déflagration-Détonation	p 169
4.1 <i>Configuration du dispositif expérimental</i>	p 169
4.2 <i>Résultats et interprétations des mesures</i>	p 170
4.3 <i>Modification de la granulométrie et perspectives</i>	p 173
5. Etude de la structure après tir	p 176
5.1 <i>Analyse post-mortem de la structure</i>	p 176
5.2 <i>Mesure des déformations</i>	p 177
5.2.1 Outil de mesure	p 178
5.2.2 Positions des points et résultats obtenus.....	p 179
5.2.3 Conclusions sur les déformations plastiques de la structure.....	p 180
5.3 <i>Observation microscopique</i>	p 181
5.3.1 Etat de surface et aspect structurel des jupes	p 182
5.3.2 Etat de surface et aspect structurel des projectiles	p 189
6. Conclusion de la partie expérimentale	p 192
Références bibliographiques du Chapitre 2	p 195
Chapitre 3 : Etude numérique	p 197
Notations du Chapitre 3	p 199
1. Méthodologie du couplage numérique	p 203

1.1	<i>Capacités et limites des codes EFAE et LS-DYNA</i>	p 203
1.2	<i>Couplage ou interfaçage entre deux codes</i>	p 204
2.	<i>Présentation et structure du code EFAE</i>	p 205
2.1	<i>Schéma numérique</i>	p 206
2.1.1	<i>Discrétisation et formulation du problème</i>	p 206
2.1.2	<i>Stabilité et précision du schéma numérique</i>	p 208
2.1.3	<i>Intégration par la méthode FCT</i>	p 209
2.2	<i>Maillage numérique</i>	p 210
2.2.1	<i>Représentation du maillage</i>	p 210
2.2.2	<i>Maillage adaptatif</i>	p 210
2.2.3	<i>Initialisation du problème</i>	p 211
2.2.4	<i>Performances et temps de calcul</i>	p 212
3.	<i>Etude de la DDT par le code EFAE</i>	p 212
3.1	<i>Modifications du code</i>	p 212
3.1.1	<i>Initiation par un laser</i>	p 212
3.1.2	<i>Influence du laser sur les échanges thermiques</i>	p 216
3.1.3	<i>Influence du chargement sur l'allumage laser</i>	p 218
3.1.4	<i>Introduction de la loi JWL</i>	p 221
3.1.5	<i>Génération de fichiers de résultats</i>	p 222
3.2	<i>Etalonnage du code</i>	p 223
3.2.1	<i>Tests de convergence de grille</i>	p 223
3.2.2	<i>Cas test de la littérature</i>	p 226
3.2.3	<i>Longueur de transition à la détonation</i>	p 228
3.3	<i>Applications du code EFAE pour l'étude de la combustion dans la chambre du DOP</i>	p 234
3.3.1	<i>Première étape : Etude analytique simplifiée avec les Equations Différentielles Ordinaires (ODE)</i>	p 234
3.3.1.a	<i>Obtention des équations du modèle</i>	p 235
3.3.1.b	<i>Mise en forme des équations</i>	p 237
3.3.1.c	<i>Résultats obtenus</i>	p 239
3.3.2	<i>Seconde étape : Etude complète avec le code EFAE</i>	p 242
3.3.3	<i>Etude paramétrique</i>	p 246
3.4	<i>Limites et conclusions partielles</i>	p 252
4.	<i>Etude de la structure par LS-DYNA</i>	p 253
4.1	<i>Présentation générale</i>	p 253
4.2	<i>Lois de comportement et équations d'état</i>	p 255
4.2.1	<i>Modélisation du confinement et de l'opercule</i>	p 256
4.2.1.a	<i>Loi Johnson-Cook</i>	p 256
4.2.1.b	<i>Equation d'état pour l'Inox 304L</i>	p 257
4.2.1.c	<i>Cisaillement de l'opercule</i>	p 258
4.2.2	<i>Modélisation du matériau énergétique</i>	p 260

4.2.2.a	Initiation d'une détonation Chapman-Jouguet.....	p 260
4.2.2.b	Modèle Lee-Tarver	p 260
4.3	<i>Applications de LS-DYNA pour l'étude du confinement du DOP</i>	p 262
4.3.1	Choix de la formulation	p 262
4.3.2	Gestion des interfaces explosif/confinement	p 263
4.3.3	Utilisation de la loi Lee-Tarver pour l'analyse de l'effet de l'épaisseur du confinement.....	p 263
4.3.4	Utilisation d'une détonation pour l'analyse du cisaillement de l'opercule	p 268
4.4	<i>Bilans</i>	p 272
5.	<i>Interface entre les codes EFAE et LS-DYNA</i>	p 272
5.1	<i>Choix de la pression critique</i>	p 273
5.2	<i>Utilisation de la carte « Initial_Stress_Shell »</i>	p 275
5.2.1	Modèle « OD »	p 275
5.2.2	Modèle impliquant l'initiation de plusieurs cellules	p 279
5.3	<i>Applications sur un DOP complet</i>	p 282
5.4	<i>Perspectives</i>	p 286
	Références bibliographiques du Chapitre 3	p 289
	Conclusion générale	p 291
	Annexe 1 : Montage de Vélocimétrie Hétérodyne	p 303
	Annexe 2 : Montages expérimentaux complémentaires	p 307
	Annexe 3 : Listes de chargement des tirs	p 313
	Annexe 4 : Détermination des coefficients de la loi JWL	p 319
	Annexe 5 : Jeux de coefficients utilisés pour les lois de comportement et les équations d'état dans LS-DYNA	p 327
	Annexe 6 : Modèle Lee-Tarver	p 331
	Annexe 7 : Structure de l'interface JAVA utilisée pour le couplage entre les codes EFAE et LS-DYNA	p 335

Références bibliographiques intégrales.....p 347

Chapitre 1

Etat de l'art sur l'amorçage de la détonation dans les explosifs condensés

Sommaire du Chapitre 1

Notations du Chapitre 1	p 25
1. Explosifs et poudres	p 31
1.1 Généralités et définitions.....	p 31
1.2 HMX.....	p 32
2. Inflammation d'un explosif condensé	p 34
2.1 Méthode d'allumage d'explosifs et intérêt d'une source laser.....	p 35
2.2 Interaction du laser sur l'échantillon.....	p 37
2.2.1 Processus physiques de l'initiation thermique par laser.....	p 37
2.2.2 Répartition de la puissance laser au sein d'un explosif.....	p 39
2.3 Paramètres influents de l'allumage laser.....	p 41
2.3.1 Caractéristiques du laser.....	p 41
2.3.2 Caractéristiques du matériau.....	p 42
2.3.3 Confinement et conditions initiales.....	p 45
3. Combustion confinée d'un explosif condensé et transition déflagration-détonation (DDT)	p 45
3.1 Généralités.....	p 46
3.1.1 Historique des études portant sur la DDT.....	p 46
3.1.2 Principales étapes de la DDT.....	p 50
3.1.3 Paramètres influents.....	p 52
3.1.3.a Propriétés de l'explosif.....	p 52
3.1.3.b Porosité et densité de chargement.....	p 52
3.1.3.c Granulométrie.....	p 53
3.1.3.d Confinement.....	p 56
3.1.3.e Température initiale.....	p 56
3.2 Combustion conductive.....	p 58
3.3 De la combustion à la détonation : la déflagration.....	p 60

3.3.1	Combustion convective	p 61
3.3.2	Combustion compressive et formation d'un choc	p 62
3.4	<i>Détonation</i>	p 64
3.4.1	Onde de choc et détonation	p 65
3.4.2	Théorie de Chapman-Jouguet (CJ)	p 65
3.4.3	Modèle Zel'dovich-von Neumann-Döring (ZND)	p 71
3.5	<i>Modélisation mathématique de la DDT</i>	p 74
3.5.1	De la théorie des moyennes à la théorie d'écoulement multiphasique	p 74
3.5.2	Description du modèle simplifié de DDT considéré	p 76
3.5.2.a	Equations de conservation	p 77
3.5.2.b	Conservation du nombre de particules	p 79
3.5.2.c	Equations d'état	p 80
3.5.2.d	Taux de transfert entre les phases	p 80
3.5.2.e	Tension inter-granulaire	p 83
3.6	<i>Complément sur les équations d'état</i>	p 84
3.6.1	De l'équation d'état idéale à l'équation de Noble-Abel	p 84
3.6.2	Equation Becker-Kistiakowsky-Wilson (BKW)	p 85
3.6.3	Equation Hell Of Mess (HOM)	p 87
3.6.4	Equation Jones-Wilkins-Lee (JWL)	p 89
4.	<i>Mise en mouvement de projectiles par utilisation d'explosifs</i>	p 91
4.1	<i>Balistique intérieure</i>	p 91
4.2	<i>Bandes de cisaillement adiabatique</i>	p 95
5.	<i>Conclusion : Identification et classement provisoire des paramètres</i>	p 98
	Références bibliographiques du Chapitre 1	p 101

Notations du Chapitre 1

Lettres latines majuscules

Unités S.I.

A	Coefficient de la loi JWL	Pa
\mathcal{A}_i	Coefficients dans la loi HOM ($i = 0, 1, 2, 3, 4$)	Pa
A_s	Surface spécifique $A_s = \frac{1}{\rho} \frac{6(1-\phi)}{d_p}$	m ² /kg
B	Coefficient de la loi JWL	Pa
\mathcal{B}_i	Coefficients dans la loi HOM ($i = 0, 1, 2, 3, 4$)	J/kg
\mathcal{B}	Paramètre de la loi BKW	m ³ .K ^{a2} /mol
C	Coefficient de la loi JWL	Pa
C_d	Coefficient de traînée	-
C_{di}	Paramètres associés au coefficient de traînée	-
\mathcal{C}_i	Coefficients dans la loi HOM ($i = 0, 1, 2, 3, 4$)	K
C_s	Célérité du son dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	m/s
D	Vitesse de choc	m/s
E	Energie totale massique	J/kg
E_a	Energie d'activation	J/mol
\mathcal{F}	Taux de transfert de quantité de mouvement par unité de volume	kg/m ² /s ²
H	Hauteur	m
I	Puissance (ou flux) du laser	W
K	Perméabilité	m ²
\mathcal{K}	Constante de Carman-Kozeny	-
L	Longueur	m
\mathcal{M}	Taux de transfert de masse par unité de volume	kg/m ³ /s
Ma	Nombre adimensionné de Mach, $Ma = u/C_s$	-
M_m	Masse molaire	kg/mol
N	Nombre de moles	mol
Nu	Nombre adimensionné de Nusselt, $Nu = h_c d_p / \lambda_{cg}$	-
\mathcal{P}_i	Coefficients dans la loi HOM ($i = 0, 1, 2, 3, 4$)	K
Pr	Nombre adimensionné de Prandtl, $Pr = \mu_g c_{pg} / \lambda_{cg}$	-
Q	Chaleur spécifique dégagée par unité de masse par la réaction chimique	J/kg
\mathcal{Q}	Taux de transfert d'énergie par unité de volume	J/m ³ /s
R_1	Coefficient de la loi JWL	-
R_2	Coefficient de la loi JWL	-
\mathcal{R}	Constante des gaz parfaits ($\mathcal{R} = 8,314 \text{ J/mol/K}$)	J/mol/K
\mathcal{R}_m	Constante \mathcal{R}/M_m	J/kg/K
Re	Nombre de Reynolds, $Re = \rho_g (u_g - u_p) \phi d_p / \mu_g$	-
S	Surface	m ²

T	Température	K
T_c	Température de surface de combustion	K
T_d	Température de décomposition	K
T_f	Température de flamme	K
T_{ign}	Température d'inflammation	K
\mathcal{W}	Vitesse matérielle dans le repère lié à l'onde de choc	m/s
V	Volume	m^3
V_{pore}	Volume des pores	m^3
V_m	Volume molaire	m^3/mol
\tilde{V}	Rapport des volumes spécifiques, $\tilde{V} = v/v_0$	-
W	Travail par unité de volume, $dW = \sigma d\varepsilon$	J/m^3
Z	Facteur pré-exponentiel dans $w = \rho h^{dec} Z e^{-E_a/\mathcal{R}T}$ (nombre de collisions entre les molécules réactives par unité de temps)	s^{-1}

Lettres latines minuscules

a	Constante des forces d'attraction dans la loi de Van der Waals	$J \cdot m^3/kg^2$
b	Covolume	m^3/kg
c_v	Capacité calorifique massique à volume constant	$J/kg/K$
c_p	Capacité calorifique massique à pression constante	$J/kg/K$
d_p	Diamètre de particule	m
e	Energie interne massique	J/kg
e_v	Energie interne volumique, $e_v = \rho e$	J/m^3
f_c	Tension intergranulaire	Pa
h	Enthalpie interne	J/kg
\hat{h}	Enthalpie sensible, $\hat{h} = h - h^*$	J/kg
h^{dec}	Enthalpie massique de décomposition	J/kg
h_c	Coefficient de transfert convectif	$W/m^2/K$
k	Coefficient d'absorption de l'explosif	m^{-1}
m	Masse	kg
\dot{m}	Débit massique	kg/s
n_p	Nombre de particules par unité de volume	m^{-3}
p	Pression	Pa
r	Distance radiale	m
r_p	Rayon particule, $r_p = d_p/2$	m
r_λ	Rayon de la fibre optique	m
s	Coefficient hydrodynamique dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	-
t	Temps	s
u	Vitesse matérielle dans le repère du laboratoire	m/s
v	Volume spécifique, $v = 1/\rho$	m^3/kg

w	Production volumétrique de la réaction chimique	J/m ³ /s
x	Distance	m
x	Fraction massique	-

Lettres grecques majuscules

Γ	Coefficient de Gruneisen	-
Δ	Variation entre deux valeurs	-
Φ	Densité de flux (ou de puissance) du laser $\Phi = I/(\pi r_{\lambda}^2)$	W/m ²

Lettres grecques minuscules

α_1	Paramètre BKW expérimental ajustable	-
α_2	Paramètre BKW expérimental ajustable	-
α_3	Paramètre BKW expérimental ajustable	kg.K ^{α₂} /mol
β	Constante du taux de combustion $\dot{\omega} = \beta p^{\nu}$	m/s/Pa ^ν
β_2	Constante 2 du taux de combustion $\dot{\omega} = \beta_2 + \beta_3 p$	m/s
β_3	Constante 3 du taux de combustion $\dot{\omega} = \beta_2 + \beta_3 p$	m/s/Pa
γ	Index polytropique, $\gamma = c_p/c_v$	-
δ	Longueur	m
δ_i	Variables du modèle PSK	-
ϵ	Déformation	-
ζ	Emissivité	-
η	Constante dans l'équation de Tait	-
θ	Constante de température dans l'équation d'état BKW	K
κ	Module de compressibilité	Pa
λ	Longueur d'onde du laser	m
λ_c	Conductivité thermique	W/m/K
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ρ	Masse volumique	kg/m ³
σ	Contrainte	Pa
σ_{Stefan}	Constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma_{Stefan} = 5,67 \times 10^{-8} W/m^2/K^4$)	W/m ² /K ⁴
τ	Durée du pulse laser	s
τ_i	Délai d'induction	s
ν	Exposant du taux de combustion $\dot{\omega} = \beta p^{\nu}$	-
φ	Porosité absolue $\varphi = 1 - \frac{\rho}{\rho_{TMD}}$	-
χ	Fraction molaire	-
$\dot{\omega}$	Taux de combustion surfacique	m/s

Indices

- (.)₀ Valeur initiale
- (.)_{CJ} Relatif à Chapman-Jouguet
- (.)_g Relatif à la phase gazeuse
- (.)_H Relatif à l'Hugoniot
- (.)_{is} Relatif à l'isentrope
- (.)_l Relatif à la phase liquide
- (.)_p Relatif à la particule
- (.)_s Relatif à l'explosif solide
- (.)_{TMD} Relatif à la masse volumique théorique maximale
- (.)_{ZND} Relatif à Zeldovitch-Neumann-Döring

Exposant

- (.)* Relatif à une valeur de référence/critique

Nomenclature

- ASB Bande de cisaillement adiabatique (de l'anglais *Adiabatic Shear Band*)
- BKS Modèle numérique de Bdzil-Kapila-Stewart
- BKW Becker-Kistiakowsky-Wilson
- BN Modèle numérique de Baer-Nunziato
- CJ Chapman-Jouguet
- CP Désignation de l'explosif CyanotétrazolatopentaaminoPerchlorate de cobalt
- DDT Transition Déflagration-Détonation (de l'anglais *Deflagration-to-Detonation Transition*)
- DOP Détonateur Opto-Pyrotechnique
- EFAE Code de calcul hydrodynamique utilisé dans le projet (*Enhanced Fuel-Air Explosions*)
- HMX Désignation de l'explosif Octogène (*High Melting point explosive*)
- HOM Equation d'état *Hell of Mess*
- JWL Equation d'état Jones-Wilkins-Lee
- LVD Détonation à faible vitesse (de l'anglais *Low-Velocity Detonation*)
- NC Désignation de l'explosif NitroCellulose
- NTO Désignation de l'explosif NitroTriazOlone
- NVA Modèle de Nigmatulin-Vainshtein-Akhatov
- PETN Désignation de l'explosif Pentrite
- PSK Modèle numérique de Powers-Stewart-Krier
- RDX Désignation de l'explosif Hexogène (*Research Department explosive*)

SDT	Transition Choc-Détonation (de l'anglais <i>Shock-to-Detonation Transition</i>)
SPA	Modèle numérique de Stewart-Prasad-Asay
TATB	Désignation de l'explosif TriAminoTrinitroBenzene
TMD	Masse volumique théorique maximale (de l'anglais <i>Theoretical Maximum Density</i>)
TNT	Désignation de l'explosif TriNitroToluène
ZND	Zel'dovich-von Neumann-Döring

La première partie de l'état de l'art est une présentation générale des explosifs et des poudres, et en particulier de l'Octogène (HMX) utilisé dans le premier étage du DOP.

Dans un second temps, il est expliqué le processus d'inflammation de l'explosif, y compris par une source laser. L'utilisation du laser comme moyen d'allumage est l'une des innovations envisagées par rapport aux détonateurs électro-pyrotechniques existants, et l'interaction entre le laser et l'explosif est donc l'un des aspects fondamentaux de cette étude.

La troisième partie détaille l'ensemble des étapes réactionnelles dans les explosifs solides associées au processus de transition de la déflagration à la détonation, depuis l'initiation de la combustion jusqu'à l'apparition de la détonation. La combustion désigne une transformation chimique exothermique entre comburant(s) et combustible(s) éventuellement inclus dans la même molécule. La déflagration est un régime subsonique de propagation de la combustion d'une matière explosible dont la vitesse est de quelques m/s à quelques centaines de m/s. La détonation est un régime supersonique de propagation de la combustion couplé à une onde de choc. L'onde de détonation a une célérité de plusieurs milliers de m/s. Le passage de la déflagration à la détonation est un phénomène appelé transition déflagration-détonation (DDT).

Cette troisième partie fait aussi le point sur les travaux expérimentaux fondamentaux, ainsi que sur les différents modèles numériques existants qui décrivent les mécanismes et les caractéristiques de la combustion, de la DDT et de la détonation d'explosif.

La dernière partie de l'état de l'art est consacrée à la description générale des phénomènes associés à la balistique intérieure. Cela permet de mettre en valeur un certain nombre de points communs ainsi que des différences avec le dispositif à l'étude, ce qui définit les lignes directrices des travaux réalisés au cours de cette thèse.

1. Explosifs et poudres

L'objectif de cette première section est de décrire les propriétés fondamentales des explosifs, afin de comprendre leurs applications possibles. En particulier, l'Octogène (ou HMX) dispose de performances remarquables, ce qui justifie son choix dans le dispositif étudié.

1.1 Généralités et définitions

Les explosifs et les poudres sont des compositions ou des mélanges métastables pouvant réagir rapidement en libérant des produits gazeux à haute pression et haute température, s'ils sont soumis à une impulsion adéquate. Il s'agit de systèmes chimiques instables qui se transforment en un système plus stable en libérant de la chaleur. Les

phénomènes de combustion sont accompagnés par des modifications physico-chimiques complexes de l'état solide vers l'état liquide puis vers l'état gazeux.

Il existe deux classes d'explosifs, les primaires et les secondaires.

Les explosifs primaires désignent des matières explosives caractérisées par une très grande sensibilité à l'initiation sous au moins l'une des sollicitations suivantes : choc, friction, flamme, étincelle électrique. Certains explosifs primaires sont dits détonants (Azotures de plomb et d'argent, Fulminate de mercure). Cela signifie qu'ils sont caractérisés par un régime de décomposition transitant très rapidement vers la détonation, même en faible quantité (quelques dizaines de milligrammes) et sans confinement. Ils sont utilisés classiquement dans les amorces détonateurs. Les autres explosifs primaires sont qualifiés de déflagrants (Styphnate de plomb, Tétrazène). Ils sont caractérisés par un régime de décomposition ne transitant vers la détonation que dans certaines conditions de masse, de confinement et d'initiation.

Les explosifs secondaires sont plus stables et moins sensibles que les primaires. Ils nécessitent une énergie d'activation importante pour détoner, délivrée par exemple en un temps très court par la détonation d'un explosif primaire. Ils servent à réaliser les chargements ou les relais. Les explosifs secondaires comprennent des corps purs (Trinitrotoluène, Hexogène, Octogène), et des compositions (Hexolite, Octolite, Trialène, Hexal, explosifs à liant plastique).

Dans le cadre du présent projet, il est requis l'utilisation exclusive d'explosifs secondaires pour l'amélioration des conditions de sécurité.

Les poudres désignent traditionnellement les matières explosives dont le régime de décomposition fonctionnel est la déflagration stable (Poudre noire, Poudre B, propergols solides). Les poudres sont utilisées dans les armes à feu, dans certaines opérations d'abattage et dans les moteurs des engins autpropulsés (dans ce cas, elles sont souvent appelées propergols).

En balistique, les poudres propulsives sont généralement préférées aux explosifs, ces derniers ayant une vitesse de combustion bien trop rapide et étant davantage susceptibles de transiter vers une détonation.

Dans le projet toutefois, l'usage d'explosif est préféré à celui des poudres pour conférer au projectile une vitesse suffisamment élevée lors de l'impact sur le second étage, et assurer le fonctionnement de la chaîne pyrotechnique avec une marge de sécurité conséquente.

1.2 HMX

Le HMX, également désigné sous le nom d'Octogène ou de Cyclo-tétraméthylène-tétranitramine ($C_4H_8N_8O_8$), est une nitramine cyclique constituée de groupements N-NO₂ (*Figure 1-1*). C'est une substance cristalline de couleur blanche-translucide, qui existe sous

quatre formes cristallines (nommées « α », « β », « γ », « δ »), ayant chacune une masse volumique et une sensibilité à l'impact différentes. La forme dite « β » est la moins sensible à l'impact et la plus stable, donc la plus répandue dans les munitions.

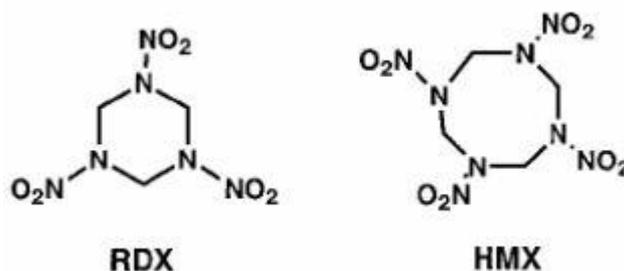


Figure 1-1 : Structure du RDX et du HMX.

Le HMX est formé durant la fabrication du RDX, ou hexogène, par le procédé de Bachman ([1.1]). Il a été isolé de manière accidentelle pour la première fois en 1940. Sa production a ensuite été développée durant la seconde guerre mondiale, et il s'agit aujourd'hui de l'un des explosifs secondaires les plus puissants.

Le terme HMX est un sigle signifiant « High Melting point explosive », c'est-à-dire explosif à température de fusion élevée. En effet, sous sa forme « β », son point de fusion est d'environ 550 K, alors qu'il est de 475 K pour le RDX.

En tant qu'explosif, le HMX possède des performances globalement supérieures au RDX et sa stabilité chimique est meilleure ([1.1]).

Le tableau ci-dessous (*Tableau 1-1*) regroupe quelques données thermiques et mécaniques du HMX reproduites à partir de différentes sources ([1.2], [1.3], [1.4], [1.5]). Les valeurs sont des grandeurs moyennes prises à la masse volumique maximale théorique (correspondant à un monocristal). En anglais, ce terme est désigné par *Theoretical Maximum Density*, ou par le sigle *TMD* utilisé par la suite.

Grandeur	Valeur	Unité
Masse volumique maximale théorique (TMD)	1900	kg/m ³
Limite élastique	0,251	GPa
Module de Young	26,33	GPa
Coefficient de Poisson	0,35	-
Module de cisaillement	8,73	GPa
Coefficient de Gruneisen Γ	1,1	-
Vitesse du son C_s dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	2,876	km/s
Coefficient s dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	2,201	-
Conductivité thermique	à 293 K : 0,5 à 430 K : 0,42	J/m/s/K
Chaleur spécifique à pression constante	à 293 K : 1010 à 430 K : 1340	J/kg/K
Chaleur spécifique à volume constant	à 293 K : 1072 à 430 K : 1358	J/kg/K
Température de fusion	551,5	K
Température de transition de phase $\beta \rightarrow \delta$	450,5	K
Enthalpie de transition de phase $\beta \rightarrow \delta$	33,15	kJ/kg
Enthalpie de formation	252375	J/kg

Tableau 1-1 : Quelques propriétés du HMX (sous la forme « β »).

2. Inflammation d'un explosif condensé

Cette partie est consacrée à l'allumage d'un matériau énergétique, qui est un aspect essentiel du processus étudié. L'utilisation d'une source laser pour l'allumage de la charge explosive y est considérée, s'agissant du mode d'allumage retenu pour le dispositif. Les avantages de la méthode ainsi que la physique de ce type d'allumage y sont présentées.

2.1 Méthode d'allumage d'explosifs et intérêt d'une source laser

L'amorçage (ou initiation thermique) est l'étape initiale d'une réaction chimique de décomposition au sein d'un matériau énergétique, qui permet la production de l'énergie thermique (et parfois mécanique) nécessaire à l'auto-entretien de la combustion.

La méthode la plus courante pour l'allumage des matériaux énergétiques consiste à introduire une source externe de chaleur en un point de l'explosif, bien souvent à l'aide d'une flamme ou d'une source électrique utilisant une résistance. Le chauffage initie la combustion des particules les plus proches de la source. Il s'ensuit des transferts de chaleur par conduction vers les particules imbrûlées environnantes jusqu'à leur inflammation, et la combustion se répand ainsi à partir du point initial (*Figure 1-2*).

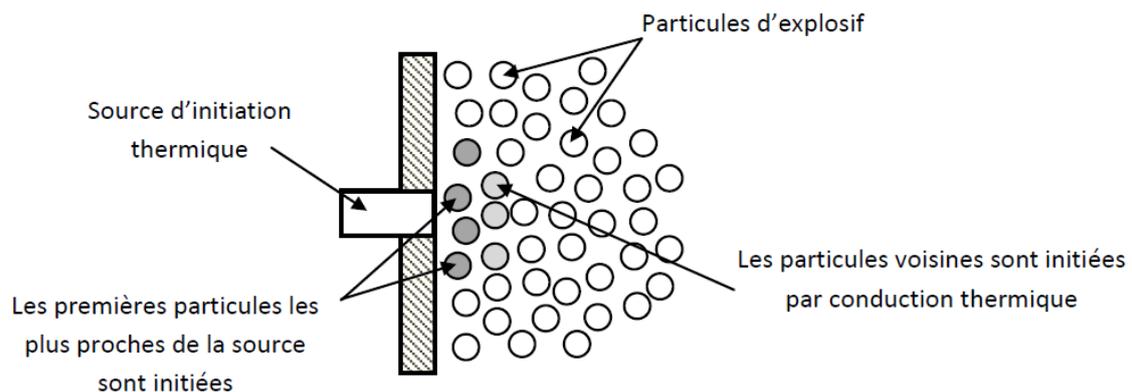


Figure 1-2 : Inflammation de la phase condensée par une source externe.

Il existe différentes méthodes d'allumage :

- l'allumage conductif par des corps chauds
- l'allumage convectif par flux
- l'allumage par l'intermédiaire d'un choc ([1.6])
- les méthodes de chauffage radiatif : arc électrique ([1.7], [1.8], [1.9]), fluorescence ([1.10]), énergie solaire ([1.11]), laser

Les méthodes de chauffage radiatif offrent des avantages indéniables par rapport aux trois autres. Elles permettent notamment de connaître et de fixer les conditions aux limites. Elles autorisent de plus le paramétrage indépendant de la pression externe, de la composition des gaz environnants, de la température initiale ou encore du flux d'énergie pour l'amorçage, ce qui est important pour la modélisation. Parmi ces méthodes, le laser offre bien plus d'avantages encore ([1.12], [1.13], [1.14], [1.15], [1.16], [1.17]).

Le plus significatif d'entre eux est que le flux d'énergie envoyé à l'échantillon peut être mesuré, contrôlé et surtout reproduit avec une excellente précision. Le second avantage est que le laser permet d'atteindre des niveaux d'intensité très élevés, capables de reproduire le domaine des flux de chaleur présents dans des engins de propulsion.

Enfin, par rapport à une impulsion électrique, l'impulsion laser est transmise à travers des fibres optiques sans altération possible par des décharges électrostatiques ou des radiations électromagnétiques. Cela confère un atout certain à l'utilisation d'une source laser (Figure 1-3). Ces différents avantages expliquent en partie le choix des industriels de développer l'usage d'une telle source dans les domaines spatial et militaire.

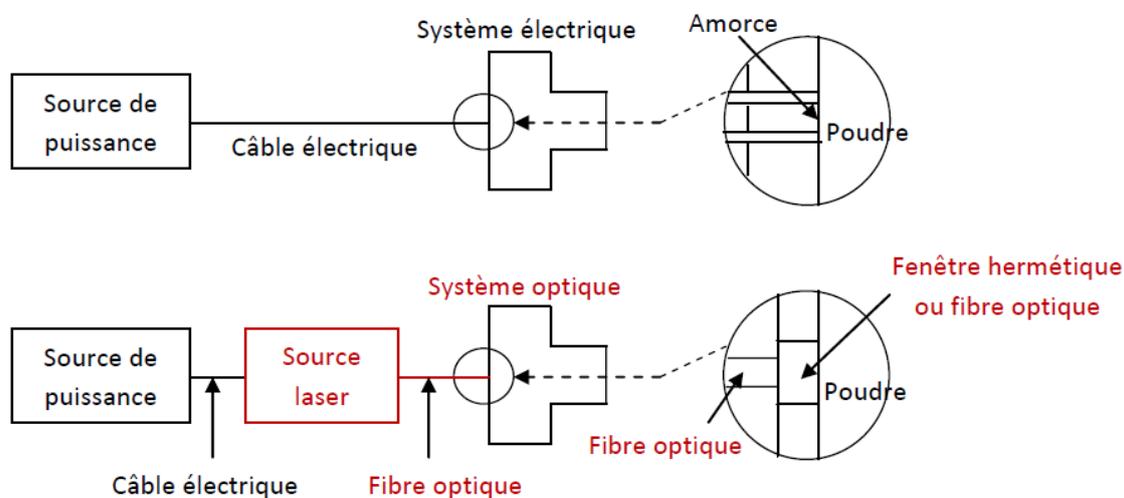


Figure 1-3 : Comparaison schématique de systèmes électrique et optique ([1.18]).

Il existe différents types de sources laser, capables de délivrer des densités de puissance plus ou moins importantes.

En premier lieu, un oscillateur laser peut être continu ou impulsionnel. L'oscillateur produit de la lumière laser en continu lorsque la source d'énergie (électrique ou optique) excite en continu les particules du milieu laser. Après une courte phase de mise en route, le rayon sortant garde une puissance constante. A l'opposé, lorsque la source d'énergie envoie une décharge par intermittence dans l'oscillateur, la lumière laser est produite de manière discontinue, par impulsions très brèves et très intenses. Il s'agit d'un laser impulsionnel.

L'intérêt du régime impulsionnel sur le régime continu est d'avoir un laser beaucoup plus puissant pour une même consommation d'énergie. Par exemple, si un laser émet une impulsion d'une durée de 1 milliseconde toutes les secondes, le faisceau émis durant cette milliseconde sera 1000 fois plus puissant que celui du laser continu.

Selon les besoins spécifiques ou les contraintes imposées, le choix peut se porter sur les lasers à gaz, les lasers à vapeur métallique ou encore les lasers solides (rubis, Nd-Yag, etc.). Dans ce projet, l'usage de diodes lasers à régime continu est requis par le cahier des charges. Il s'agit de sources à faible densité de puissance, mais légères, peu encombrantes et peu coûteuses. L'influence de la puissance du laser est étudiée en section 2.3.

2.2 Interaction du laser sur l'échantillon

2.2.1 Processus physiques de l'initiation thermique par laser

Le laser incident est amené depuis une source jusqu'au matériau énergétique à l'aide d'une fibre optique, et vient irradier l'explosif au niveau de l'interface fibre/explosif. La fibre optique peut ou non être en contact direct avec l'explosif. Dans certains cas, la fibre se termine sur une fenêtre transparente qui permet de protéger la fibre optique et d'assurer un confinement adéquat à l'explosif ([1.19]). Toutefois, la fibre peut être prolongée jusqu'à l'explosif, ce qui implique une configuration différente au niveau de l'interface. Cette seconde option est celle retenue dans le projet.

L'irradiation locale par le laser chauffe le milieu qui absorbe l'énergie lumineuse. Lorsque les particules de l'explosif atteignent leur température de décomposition thermique et la maintiennent durant un certain temps, le processus d'allumage est enclenché et la combustion commence.

Sur la *Figure 1-4*, un explosif de type hexogène (ou RDX) est initié par un laser CO₂ continu qui éclaire l'une des extrémités de la charge de manière homogène sur toute la section ([1.20]). L'explosif et l'environnement sont initialement à température ambiante. Lorsque le laser est activé, l'explosif solide absorbe l'énergie volumétrique du laser (étape **a**). Durant cette étape, seules quelques espèces gazeuses absorbent de l'énergie de laser. Ainsi, l'absorption de l'énergie laser par la phase gazeuse est négligeable durant toute la période de chauffage inerte.

Lorsque la surface irradiée du solide atteint sa température de fusion, une fusion partielle a lieu. Cela crée une zone intermédiaire, dite « zone pâteuse », constituée à la fois de solide et de liquide (étape **b**). Lorsqu'une couche de liquide pur est enfin formée, l'interface liquide-solide commence à se mouvoir sous l'effet des transferts de chaleur radiatif et convectif (étape **c**).

Dans le liquide, le changement de phase et les réactions qui découlent de la décomposition de l'explosif génèrent des bulles de gaz et forment une zone biphasique de liquide et de gaz. L'explosif subit alors un processus d'évaporation rapide en surface (étape **d**). L'inflammation a lieu lorsque le flux de chaleur est suffisamment intense pour initier l'auto-accélération des réactions exothermiques dans la phase gazeuse. Cela induit un dégagement de chaleur important, accompagné par l'émission de lumière, ce qui produit une flamme lumineuse (étape **e**). La flamme évolue ensuite le long de la surface jusqu'à atteindre une position stationnaire, correspondant à la position d'équilibre (étape **f**).

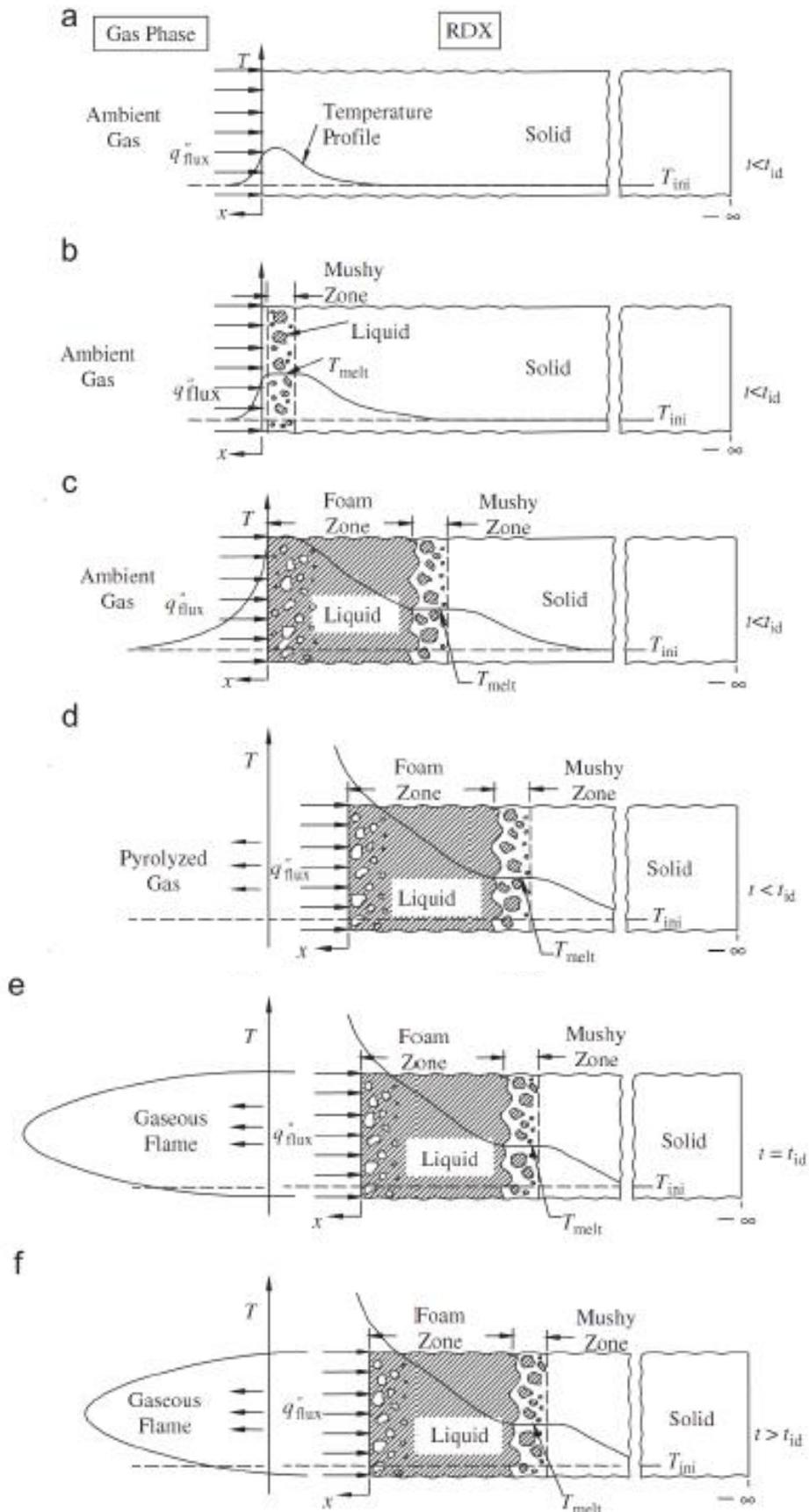


Figure 1-4 : Séquence de l'allumage d'un explosif du type RDX soumis à un flux laser ([1.20]).

2.2.2 Répartition de la puissance laser au sein d'un explosif

L'hypothèse est faite que le rayon laser a une incidence normale sur la surface de l'explosif. La répartition de la puissance laser au sein de la fibre peut se réaliser de différentes manières.

En première approximation, la densité de flux du laser incident, homogène à une puissance surfacique, peut être considérée comme uniforme sur toute la section de la fibre optique (en rouge sur la *Figure 1-5*) ([1.21], [1.22]). Cela signifie que le flux (ou puissance) I_0 délivré par le laser vers l'explosif est uniforme sur toute la surface de contact entre la fibre et l'explosif. Il dépend des caractéristiques de l'impulsion (énergie, durée), et donc de la source, mais également de la fibre optique selon qu'elle soit à saut ou à gradient d'indice. Il s'agit du cas le plus simple, dans lequel les effets de bords ne sont pas pris en compte ([1.23]).

Le plus souvent toutefois, la variation transversale de la distribution de puissance du rayon laser suit une forme de Gauss (*Figure 1-5*) ([1.21], [1.22], [1.23], [1.24]) :

$$I(r, t) = I(r = 0, t) \exp(-r^2/r_\lambda^2) \quad [1-1]$$

Où r est la distance radiale à partir de l'axe de symétrie, r_λ est le rayon de la fibre qui transmet l'énergie laser, t est le temps. I est le flux en sortie de la fibre. $I(r = 0, t)$ est la puissance délivrée par le laser au centre de la fibre ($r = 0$).

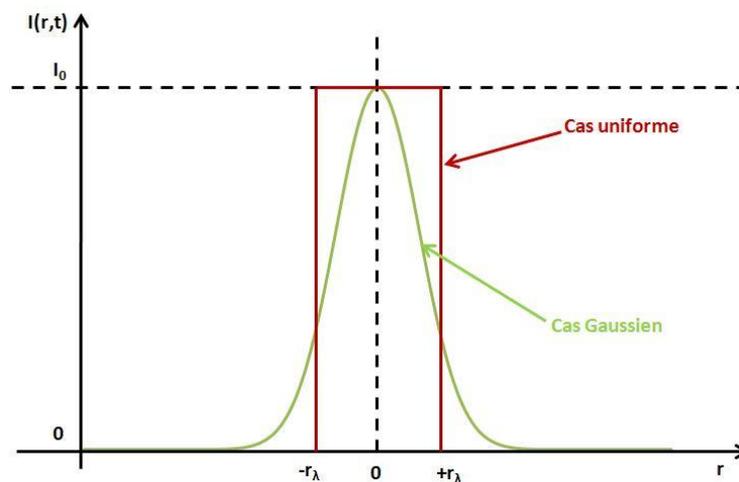


Figure 1-5 : Répartition transversale de la puissance en sortie d'une fibre de rayon r_λ .

L'absorption de la puissance lumineuse au sein du matériau (le long de l'axe du faisceau) suit la loi de Beer-Lambert-Bouguer ([1.15], [1.23], [1.25], [1.26], [1.27]) :

$$I(x, t) = I(x = 0, t) \exp(-kx) \quad [1-2]$$

Où x est la variable de profondeur au sein du matériau, $I(x = 0, t)$ est la puissance délivrée sur la surface éclairée (en $x = 0$), k est le coefficient d'absorption du matériau explosif. Ce coefficient peut varier suivant la composition, la masse volumique de l'explosif condensé, la température initiale ou encore la longueur d'onde du laser ([1.22], [1.23], [1.28]).

Le *Tableau 1-2* fournit à titre indicatif quelques ordres de grandeur du coefficient d'absorption k , en fonction de la nature de l'explosif, de sa masse volumique ρ et de la longueur d'onde du laser incident λ . Dans le *Tableau 1-2*, l'Octogène est désigné par son sigle HMX, et l'hexogène par RDX. Le sigle « NP » désigne un additif particulier utilisé par l'auteur et « C » désigne le carbone. La cire est un additif inerte. Les auteurs des différentes études, d'où sont tirées ces valeurs de k , ne précisent pas toujours la composition, ni la quantité ou le genre d'additifs éventuellement présents.

Composition	ρ [g/cm ³]	λ [μm]	k [cm ⁻¹]	Référence
NC	1,45-1,50	0,36-1,0	300	[1.10]
NC + 1% C	1,45-1,50	0,36-1,0	600	[1.10]
NC	1,5	0,4-1,1	70	[1.29]
NC	1,48	10,6	500	[1.16]
RDX	1,3-1,4	1,06	18-22	[1.30]
RDX + 1% C	1,6	0,36-1,1	600	[1.31]
RDX + 1% cire	1,64	1,06	5,7	[1.32]
RDX + 5% cire	1,62	1,06	19	[1.33]
HMX	/	10,6	180	[1.33]
HMX + 4% NP	/	10,6	174	[1.33]
HMX + 1% C	/	10,6	178	[1.33]
HMX + 5% NP	/	10,6	225	[1.33]

Tableau 1-2 : Exemples du coefficient d'absorption pour des compositions à base de Nitrocellulose (NC), de RDX ou de HMX.

L'ajout de carbone augmente le coefficient d'absorption dans le cas du NC et du RDX, mais pas dans le cas du HMX en admettant que la masse volumique soit fixée. La longueur d'onde du laser peut influencer sur l'effet d'éventuels additifs. Pour une longueur d'onde de 10,6 μm par exemple, le *Tableau 1-2* montre que l'effet des additifs dans le HMX sur le coefficient k est quasi-nul.

La combinaison des lois de Beer-Lambert-Bouguer et de Gauss permet de définir la répartition axiale et radiale de la puissance fournie par le laser :

$$I(x, r, t) = I_0(t) \exp(-kx) \exp(-r^2/r_\lambda^2) \quad [1-3]$$

$I_0(t) = I(x = 0, r = 0, t)$ est la puissance délivrée par le laser en sortie de fibre.

En supposant un corps homogène incompressible, une conductivité thermique constante, une réaction d'ordre « 0 » suivant la loi d'Arrhenius, et en négligeant la contribution de la phase gazeuse, le bilan d'énergie pour une phase condensée est donné par l'équation de Frank-Kamenetskii en monodimensionnel ([1.34]).

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} \right] + w \quad [1-4a]$$

Avec $w = \rho h^{dec} Z e^{-E_a/RT}$ [1-4b]

Où T , t , ρ , c_p et λ_c sont respectivement la température, le temps, la masse volumique, la capacité calorifique à pression constante et la conductivité thermique. Le terme w est la production volumétrique d'énergie due à la réaction chimique, avec h^{dec} l'enthalpie massique de décomposition, Z le facteur pré-exponentiel (i.e le nombre de collisions entre molécules réactives par unité de temps), E_a l'énergie d'activation et \mathcal{R} la constante universelle des gaz.

En tenant compte de l'influence de la source laser, l'équation [1-4a] devient :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x} - \phi \right] + w \quad [1-5a]$$

Avec $\phi = I(x, r, t) / (\pi r_\lambda^2)$ [1-5b]

Le terme ϕ désigne la densité de flux du laser, homogène à une puissance surfacique, avec $I(x, r, t)$ le flux défini par l'équation [1-3] (ici, $r = 0$ car cas monodimensionnel) et r_λ le rayon de la fibre.

2.3 Paramètres influents de l'allumage laser

Les conditions d'allumage dépendent de plusieurs paramètres dont l'absorption du flux lumineux du laser par le matériau énergétique, ce qui peut influencer sur le délai de son inflammation.

2.3.1 Caractéristiques du laser

Les caractéristiques du laser ont une influence directe sur le délai de l'inflammation (comprenant les délais de réponse du laser et d'induction thermique), c'est-à-dire l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'allumage du laser et l'apparition d'un signal thermique ou lumineux caractérisant la combustion. Il a été démontré que le délai d'inflammation et la densité d'énergie critique pour l'initiation des explosifs gazeux ([1.35], [1.36]) et condensés dépendent de la durée τ et de la densité de flux de l'impulsion laser, ainsi que du diamètre du rayon laser ([1.26], [1.37], [1.38], [1.39], [1.40]).

Lorsque la densité de flux du laser augmente à τ fixé, le délai d'inflammation diminue, que ce soit pour des explosifs primaires ou secondaires ([1.23], [1.41], [1.42]). C'est pourquoi le choix du type de laser est important. Un laser Nd-Yag fournit par exemple une puissance surfacique de l'ordre du MW/cm², tandis qu'une diode laser délivre quelques dizaines de kW/cm² ([1.19], [1.43]). Sur une même durée, un laser Nd-Yag fournit ainsi davantage d'énergie, ce qui facilite l'initiation des réactions chimiques de l'explosif et raccourcit les délais d'inflammation.

Le *Tableau 1-3* présente les délais d'inflammation déterminés par Harrach ([1.23]) pour quelques explosifs secondaires. Les termes PETN, TNT et HMX désignent respectivement la Pentrite, le Trinitrotoluène et l'Octogène. Les caractéristiques du laser (longueur d'onde, durée de l'impulsion) utilisé pour ces mesures ne sont pas précisées par l'auteur, mais celui-ci utilise des conditions identiques pour tous les explosifs. Les résultats montrent que le délai d'inflammation diminue lorsque la densité de flux augmente.

PETN		TNT		HMX	
t^* [s]	Φ_0 [kW/cm ²]	t^* [s]	Φ_0 [kW/cm ²]	t^* [s]	Φ_0 [kW/cm ²]
$4,3 \cdot 10^{-6}$	18,6	$2,0 \cdot 10^{-4}$	3,54	$8,1 \cdot 10^{-4}$	1,10
$1,2 \cdot 10^{-5}$	10,7	0,036	0,176	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,791
$3,9 \cdot 10^{-4}$	1,55	0,32	0,051	$5,3 \cdot 10^{-3}$	0,396
0,013	0,226	0,94	0,027	0,041	0,129
0,85	0,022	1,83	0,019	0,27	0,046

Tableau 1-3 : Délai d'inflammation t^ en fonction de la densité de flux du laser Φ_0 ([1.23]).*

Un autre paramètre influent du laser est la longueur d'onde. Celle-ci contrôle la profondeur de pénétration des radiations dans le matériau. Les longueurs d'onde courtes (ultraviolets) pénètrent globalement plus profondément que les autres longueurs d'onde (notamment les infrarouges). Cela rend les longueurs d'ondes courtes moins dépendantes de l'état de surface du matériau irradié, mais la distance de pénétration dépend toutefois également des coefficients d'absorption, de réflexion et de transmission du milieu ([1.28]). Il apparaît enfin que l'énergie requise pour l'inflammation diminue lorsque la durée de l'impulsion laser augmente ([1.41]).

2.3.2 Caractéristiques du matériau

La densité de chargement, les coefficients de réflexion et d'absorption, ou encore l'ajout d'additifs sont des caractéristiques du matériau énergétique ayant un effet important lors de l'initiation thermique par une source laser.

La masse volumique apparente désigne le ratio de la masse d'explosif chargé dans la chambre sur le volume occupé. La densité de chargement représente le rapport de la masse volumique apparente de l'explosif sur la masse volumique théorique maximale (TMD). C'est

un aspect essentiel de l'explosif dont dépendent de nombreuses propriétés physiques, et qui conditionne notamment la propension à la transition déflagration-détonation.

La densité de chargement a un rôle dans l'allumage par une source laser. De manière générale, la masse volumique d'un explosif granulaire n'atteint jamais la valeur de la TMD, et l'explosif présente obligatoirement une porosité inter-granulaire. Ces discontinuités du milieu sont des lieux privilégiés pour la création de points chauds susceptibles de faciliter l'initiation de la charge.

Des densités de chargement élevées, au contraire, ont tendance à réduire la sensibilité de la poudre à l'initiation thermique et nécessitent des densités de puissance plus importantes pour permettre la combustion (Figure 1-6) ([1.38], [1.44], [1.45], [1.46], [1.47], [1.48]).

Lorsque la masse volumique de l'explosif est proche de la TMD, la surface de l'explosif présente une surface unie avec moins de discontinuités, ce qui augmente le taux de réflexion et diminue l'absorption, allongeant ainsi les temps d'induction thermique. Il semble que les longueurs d'onde les plus courtes sont plus sensibles à ce phénomène de réflexion ([1.28]).

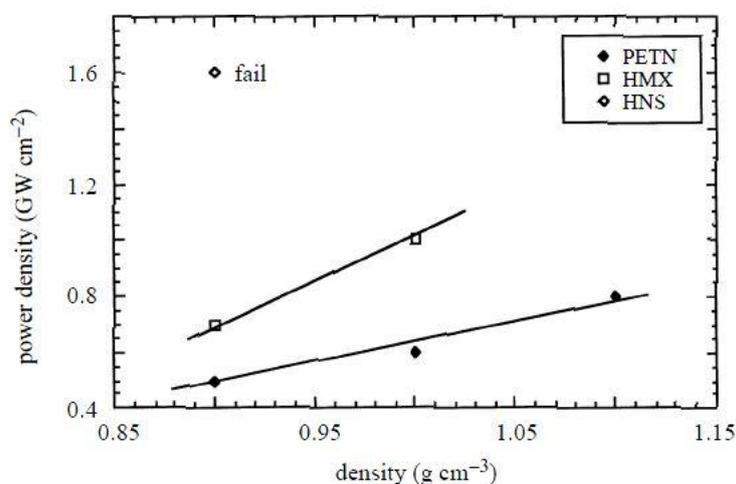


Figure 1-6 : Variation de la densité de puissance nécessaire à l'initiation thermique par laser ($\lambda = 308 \text{ nm}$) de trois explosifs secondaires en fonction de la masse volumique ([1.47]).

Les coefficients de réflexion, de transmittance et d'absorption sont trois paramètres importants du matériau irradié, et conditionnent fortement le délai d'induction. Le taux de réflexion est le rapport du flux réfléchi par la frontière du milieu sur le flux incident. Le taux de transmittance est le rapport du flux transmis par (ou à travers) le milieu sur le flux incident. Le taux d'absorption est enfin le rapport du flux absorbé par le milieu sur le flux incident.

La réflexion φ_r , la transmittance φ_t et l'absorption φ_a sont complémentaires entre elles (i. e. $\varphi_r + \varphi_t + \varphi_a = 1$). Elles dépendent à la fois du type d'explosif et de ses caractéristiques (taille et forme des grains, densité de chargement, état de surface). Plus le matériau est absorbant et plus son initiation par laser est rapide.

Le tableau ci-dessous (*Tableau 1-4*) présente à titre indicatif les coefficients de réflexion et d'absorption pour plusieurs explosifs, issus de mesures expérimentales réalisées par Harkoma ([1.24]) : RDX désigne l'Hexogène, PETN la Pentrite, HMX l'Octogène, TNT le Trinitrotoluène et NTO le Nitrotriazolone. Le « RDX 98/1/1 » désigne un mélange constitué de 98% de RDX, 1% de cire et 1% de noir de carbone. Les masses volumiques des échantillons étudiés ainsi que les tailles moyennes des grains ne sont pas précisées par l'auteur.

Explosif	Coefficient de réflexion (%)	Coefficient d'absorption (%)
RDX 98/1/1	7,3	92,7
RDX pur	30,6	69,4
PETN	29,9	70,1
HMX	31,8	68,2
NTO	32,0	68,0
TNT	28,4	71,6

Tableau 1-4 : Taux de réflexion et d'absorption de plusieurs explosifs pour une diode laser ($\lambda = 808 \text{ nm}$) ([1.24]).

Le terme d'« absorption » du *Tableau 1-4* comprend en fait l'absorption et la transmittance du milieu. L'absorption d'un explosif peut être assez faible selon sa nature et la longueur d'onde du laser incident. Le HMX, de couleur blanche ou translucide, est par exemple peu sensible aux longueurs d'onde du spectre visible. Toutefois, l'expérience menée par Harkoma ne permet pas de dissocier ces deux grandeurs.

Un moyen pour diminuer la réflexion et donc augmenter l'absorbance de l'explosif est l'ajout de noir de carbone ([1.16], [1.24], [1.49]). Uniformément réparti en faible proportion dans le matériau, le noir de carbone agit comme un corps noir. Il a donc la propriété d'absorber l'énergie lumineuse sur un large domaine spectral. Cette énergie se répartit ensuite dans le milieu par diffusivité thermique. Le noir de carbone permet ainsi d'augmenter significativement la sensibilité au flux lumineux sans modifier les propriétés générales de l'explosif (*Tableau 1-5*) ([1.19]).

Ajout de noir de carbone (%)	Coefficient de réflexion (%)	Variation +/- (%)
0	30,6	1,8
0,5	21,1	1,4
1	7,1	0,5
1,5	6,8	0,4
2	6,8	0,4

Tableau 1-5 : Taux de réflexion du RDX en fonction de la proportion de noir de carbone pour une diode laser ($\lambda = 808 \text{ nm}$) ([1.24]).

L'ajout de noir de carbone diminue en général sensiblement le délai d'inflammation d'un explosif soumis à des radiations lumineuses. Toutefois, une quantité trop importante de carbone n'est pas préconisée. Si la modification crée une surface opaque, cela peut provoquer l'effet contraire ([1.16]). Il existe donc une concentration optimale, qui est estimée autour de 3% de la masse totale ([1.47]).

2.3.3 Confinement et conditions initiales

La sensibilité du matériau énergétique au flux lumineux dépend enfin des conditions ambiantes, en particulier le confinement et la température initiale.

La solidité et les dimensions du confinement affectent l'allumage de l'explosif ([1.50]). Un confinement fort se traduit par un délai d'allumage plus court. Les gaz brûlés situés au niveau de l'interface laser/explosif ne peuvent pas s'échapper et contribuent ainsi à l'augmentation locale de pression puis au chauffage des particules non brûlées. Certaines études ont par ailleurs montré que cet effet du confinement est davantage marqué pour des longueurs d'onde longues que pour des courtes ([1.50]).

La température initiale a un effet important sur l'inflammation d'un matériau énergétique, ainsi que sur les transitions déflagration-détonation ou choc-détonation (section 3.1.3). La température initiale modifie notamment le coefficient d'absorption d'un matériau énergétique ([1.22]) et donc le délai d'inflammation par une source laser. Pour une densité de puissance du laser donnée, plus la température initiale est élevée, plus le délai est court (Tableau 1-6).

	$T_0 = 293 \text{ K}$	$T_0 = 343 \text{ K}$
$\Phi = 45 \text{ W/cm}^2$	206 ms	167 ms
$\Phi = 76 \text{ W/cm}^2$	99 ms	78 ms
$\Phi = 170 \text{ W/cm}^2$	36 ms	31 ms

Tableau 1-6 : Effet de la température initiale T_0 et de la densité de puissance Φ du laser sur les délais d'inflammation du mélange HMX + 4% cire ([1.16]).

L'influence de la température est toutefois moins marquée dès que la densité de puissance augmente.

3. Combustion confinée d'un explosif condensé et transition déflagration-détonation (DDT)

Cette troisième partie est consacrée à la description des différentes étapes qui permettent le passage de la combustion à la détonation, et leurs phénomènes réactionnels

associés. Elle caractérise les paramètres qui influent sur ce phénomène, dénommé transition déflagration-détonation, ou encore *DDT* (de l'anglais, *Deflagration-to-Detonation Transition*).

La DDT est un des principaux sujets de recherche étudiés dans le domaine de la détonique. La modélisation du phénomène est complexe puisqu'elle nécessite de prendre en compte efficacement les réactions chimiques et le transport des gaz, sur un large éventail de pression allant de la pression ambiante jusqu'à quelques centaines de milliers de bars.

3.1 Généralités

3.1.1 Historique des études portant sur la DDT

Les premières études expérimentales sur la détonation et sur la transition de la déflagration à la détonation dans les gaz datent de la seconde moitié du 19^{ème} siècle ([1.51], [1.52]).

Au début du 20^{ème} siècle apparaît la première théorie de la détonation dans les gaz. Elle est établie par Chapman ([1.53]) et Jouguet ([1.54], [1.55]), à l'origine du modèle simplifié portant leur nom (le modèle Chapman-Jouguet). Dans ce cas, la détonation est considérée comme une discontinuité mathématique plane qui se propage à vitesse constante et sépare le milieu frais d'un milieu choqué et réagi (voir section 3.4.2).

La majorité des travaux est toutefois effectuée à partir de la seconde guerre mondiale.

Au cours des années 1940, les travaux de Zel'dovich ([1.56]), Von Neumann ([1.57]) et Döring ([1.58]) leur permettent de proposer une amélioration du modèle Chapman-Jouguet (modèle ZND, voir section 3.4.3). Il s'agit d'un modèle monodimensionnel se basant sur les équations d'Euler. Dans leur théorie, ils considèrent qu'une onde de choc initie la réaction chimique, qui a lieu étape par étape dans une zone réactive finie se déplaçant à vitesse constante. Ce modèle, qui considère des phénomènes stationnaires, s'applique à l'origine pour des milieux gazeux. Il sera toutefois utilisé pour décrire le comportement des matériaux énergétiques jusqu'à la prise en compte de modèles dynamiques plus complets.

Suite à ses travaux sur les explosifs granulaires et la DDT en milieu poreux, Andreev ([1.59]) est le premier à postuler que les gaz de combustion chauds générés lors de la combustion peuvent pénétrer par convection dans la phase condensée non réagie en avant du front de combustion à travers les pores du milieu. Cette infiltration de gaz chauds permet de préchauffer l'explosif solide augmentant ainsi la vitesse de flamme, et favorisant le développement de la combustion dite convective.

Maček ([1.60]) effectue des travaux pionniers sur la DDT dans le cas des explosifs confinés, notamment en étudiant les évolutions de la pression et des vitesses entre la combustion lente et l'apparition de la détonation. Dans son modèle monodimensionnel, il suggère une accélération stable et continue du front de combustion entre la déflagration et

la détonation. Le confinement des gaz brûlés provoque une augmentation de pression sur la charge solide, ce qui crée une onde de compression qui vient perturber le front de flamme selon le mécanisme dit du « piston ». Cela mène à un choc lorsque la montée en pression est suffisamment rapide, lequel entraîne finalement le régime de détonation. Plus tard, une collaboration entre Gipson et Maček ([1.61]) corrigera quelque peu le modèle ci-dessus, en montrant notamment que l'accélération du front de combustion n'est pas continue, comme cela a été suggéré, mais brutale.

La décennie suivante est marquée par de très nombreuses expériences sur la DDT, et permet de mettre en valeur certains facteurs essentiels influant sur le phénomène de transition.

Dès 1960, Griffiths et Grocock ([1.62]) confirment expérimentalement l'existence d'un front de flamme convectif, postulée par Andreev ([1.59]), en observant la propagation d'une flamme dans des explosifs granulaires. Ils mènent des expériences sur plusieurs explosifs solides poreux (Hexogène, Pentrite, Octogène et Tetryl) et mesurent les vitesses du front de réaction, qu'ils estiment de l'ordre de 1 m/s pour la flamme conductive et de 100 à 1000 m/s pour la flamme convective. Ils montrent également qu'une certaine longueur est nécessaire pour que la transition de la déflagration à la détonation puisse s'effectuer, laquelle dépend de la perméabilité de l'explosif poreux. Ils étudient enfin d'autres paramètres de l'explosif (masse volumique, granulométrie, distance de transition) et concluent que la perméabilité doit rester dans un certain intervalle pour assurer la DDT. Si la perméabilité est trop faible, il n'y a pas de pénétration de gaz et la flamme convective ne peut pas se développer. Au contraire, si elle est trop élevée, il ne peut y avoir formation d'un choc dans la phase condensée.

En 1963, Andreev et Chuiko ([1.63]) caractérisent le mécanisme de la combustion convective. Ils montrent que l'augmentation de la pression jusqu'à une certaine valeur, dite pression critique, fait pénétrer les gaz chauds au sein de la phase condensée, augmente la vitesse de combustion, et rend les transferts convectifs prédominants sur les autres types de transfert de chaleur. La pénétration des gaz chauds dans les pores de la phase condensée est alors perçue comme la cause initiale et principale de l'accélération de la combustion. Les effets et les paramètres influents de la pression critique sont étudiés à travers d'autres travaux, principalement d'origine soviétique ([1.64], [1.65], [1.66], [1.67]).

A partir de la fin des années 60, l'accumulation des connaissances du phénomène de DDT et l'augmentation des capacités informatiques permet peu à peu d'intégrer des modèles dynamiques de plus en plus complets qui améliorent les études des phénomènes, à la fois pour les produits de combustion et pour la phase solide. Quatre catégories de modèles peuvent être identifiés et feront successivement leur apparition au cours de la décennie suivante : la théorie des moyennes formelles, la méthode statistique, la théorie des mélanges continus, et la théorie des flux séparés (voir détails en section **3.5.1**).

Le début de la décennie 1970 voit la publication de nouveaux travaux soviétiques sur la DDT ([1.68], [1.69], [1.70], [1.71]). En 1973, Belyaev et *al.* ([1.69]) sont ainsi les premiers à proposer une décomposition du phénomène de la DDT en quatre phases (la combustion normale ou conductive, la combustion convective, la détonation lente, la détonation) et ils identifient le gradient de pression comme le moteur de la combustion convective. Ces travaux sont confortés par ceux de Sulimov et *al.* ([1.71]).

Côté occidental, Kuo et ses collaborateurs ([1.72], [1.73], [1.74]) utilisent la théorie d'écoulement multiphasique pour étudier numériquement la propagation de la flamme dans des explosifs granulaires. En comparant ces résultats avec les données expérimentales, ils parviennent à modéliser l'effet du gradient de pression interne sur le front de flamme, le phénomène de convection des gaz chauds dans la phase condensée, et l'accélération sensible de la flamme par rapport à une combustion classique.

En 1974, Bernecker et Price ([1.75], [1.76], [1.77]) publient une série de rapports sur le comportement en DDT de plusieurs explosifs granulaires initiés par piston pour des porosités allant de 5 à 33%. Ils y présentent leurs expériences, ainsi que leur modèle basé sur la théorie des milieux continus. Ils montrent que les explosifs insensibles aux chocs ont une pressurisation trop faible par la combustion pour provoquer l'apparition d'une onde de choc, et ajoutent que la montée en pression, de manière générale, doit être suffisamment rapide pour permettre l'apparition d'un choc et donc la DDT.

Krier et ses collègues ([1.78], [1.79], [1.80], [1.81], [1.82], [1.83], [1.84]) modélisent le phénomène de DDT en utilisant la théorie d'écoulement multiphasique, appliquée à l'analyse de la combustion convective et de la combustion de petits grains d'explosif. Ils mettent en valeur certains paramètres importants de la DDT, notamment le diamètre des particules, la porosité, le taux de combustion et l'énergie chimique des particules ([1.81]).

En 1979, Gough et Zwarts ([1.85]) donnent les équations d'équilibre pour un flux réactif hétérogène biphasique. Ils supposent la phase solide comme incompressible, et ne prennent pas en compte la compaction de la phase condensée due à l'augmentation de pression. Ce modèle n'est donc valable que pour de faibles pressions des gaz (jusqu'à quelques kbars).

A partir de la fin des années 70, les études s'orientent davantage sur la compressibilité de chaque phase et la compaction de la phase condensée. Ces deux facteurs importants de la DDT sont notamment pris en compte dans les modèles de Passman ([1.86]) en 1977, Nunziato et Walsh ([1.87]) en 1980, ou encore plus tardivement Passman et *al.* ([1.88]) en 1984, dont les travaux sont basés sur le modèle d'effondrement des pores développé en 1972 par Carroll et Holt ([1.89]).

En 1980, Campbell ([1.90]) montre, au cours d'expériences sur des charges de HMX, que l'un des processus fondamentaux de la DDT est le transfert de la charge mécanique du gaz vers la phase solide, ce qui crée la compaction et la formation d'un « piston » dans la phase condensée.

Price et Bernecker ([1.91]) en 1978, puis Sandusky ([1.92]) en 1983, étudient les effets de la génération de gaz à haute pression et ceux du transfert de la charge mécanique des gaz vers la phase solide. Ils démontrent ainsi que les gaz à haute pression provoquent bien une compaction de la phase condensée en avant du front de flamme, ce qui réduit la perméabilité des gaz dans l'explosif non réagi et crée une importante augmentation de pression derrière le front de flamme. Ceci est à l'origine de l'accélération du front de flamme, et de l'apparition d'une onde de choc. C'est un mécanisme essentiel qui permet le passage de la déflagration à la détonation.

Au cours des années 80, d'importants travaux sont menés sur l'effet de l'onde de choc traversant la phase condensée, et notamment sur l'apparition de points-chauds ([1.93], [1.94]).

En 1986, Baer et Nunziato ([1.95]) regroupent le fruit de leurs travaux respectifs et présentent un modèle monodimensionnel d'écoulement multiphasique pour des matériaux granulaires réactifs, basé sur la théorie des flux séparés et tenant compte de la compressibilité de toutes les phases et de la compaction de la phase condensée. Ils y intègrent pour cela une loi dite de compaction, en utilisant les corrélations sur la traînée pour des phases condensées à faible porosité obtenues en 1988 par Shepherd et Begeal ([1.96]). Ce modèle, dit de Baer-Nunziato (ou modèle BN), marque un tournant dans la résolution du problème de la DDT, et sert bien souvent de référence aux modèles suivants.

En 1990, Powers et *al.* ([1.97]) présentent à leur tour un modèle (le modèle PSK) pour décrire la détonation dans les explosifs solides granulaires. Ils s'appuient notamment sur le modèle BN. Le modèle proposé utilise globalement les mêmes équations de conservation pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie. Les auteurs se démarquent toutefois du modèle Baer et Nunziato en proposant des relations et des paramètres qui satisfont la seconde loi de la thermodynamique. Ils remettent notamment en cause l'utilisation de la loi de compaction qui est susceptible de violer le principe de conservation de l'énergie en l'absence de réactions chimiques ou des effets de la phase gazeuse.

En 1995, Bdzil et Son ([1.98]) publient un rapport dans lequel ils comparent trois modèles récents de DDT : le modèle de Baer-Nunziato (BN), celui de Stewart-Prasad-Asay (SPA), et le modèle de Bdzil-Kapila-Stewart (BKS) qui est une amélioration du modèle BN. Ils en concluent que le modèle BKS, dans lequel est réalisée une réduction asymptotique dans les équations de quantité de mouvement, est plus précis que les précédents, pour lesquels la réduction asymptotique a lieu dans l'équation d'énergie.

Plus récemment enfin, Gonthier et Powers ([1.99], [1.100]) ont cherché à améliorer les méthodes de résolution des équations de conservation de la théorie d'écoulement multiphasique, notamment pour la résolution des petites échelles requises par la structure d'une détonation. Ils établissent ainsi un modèle mathématique capable de capturer les chocs associés à chacune des phases et de résoudre les structures à petites échelles causées par l'interaction entre les phases. En parallèle, ils effectuent plusieurs recherches sur le rôle

joué par la zone de compaction, permettant ainsi de mettre en valeur et de comprendre les phénomènes causés par ces effets de compaction.

Parmi les autres travaux récents de cette dernière décennie qui méritent une attention particulière, peuvent être cités ceux de Andrianov et *al.* ([1.101]), Chinnayya et *al.* ([1.102]), Beckstead et *al.* ([1.103]), ou encore Sáenz et Stewart ([1.104]).

3.1.2 Principales étapes de la DDT

Le passage du régime de combustion au régime de détonation s'effectue suivant différentes étapes physico-chimiques, au cours desquelles la pression et la vitesse de flamme augmentent progressivement.

Les scientifiques soviétiques sont les premiers à proposer une division du processus en quatre phases principales ([1.69]) (voir section **3.1.1**) : la combustion normale ou conductive, la combustion convective, la détonation lente (ou à basse vitesse), et la détonation. Ces quatre concepts sont repris et complétés par les occidentaux quelques années plus tard, lesquels développent davantage les processus de compression qui se déroulent durant la transition et montrent que la transition vers la détonation résulte d'un couplage entre les fronts de pression (choc ou compression) et le front de flamme convective ([1.105]).

Finalement, les quatre étapes peuvent être identifiées comme suit ([1.69], [1.105]) :

1/ Initiation thermique et combustion conductive (zone [I] sur la Figure 1-7) :

La première phase consiste en une combustion normale, dite couche-par-couche, ou encore combustion conductive, dans laquelle les pressions sont trop faibles pour pouvoir générer une onde de choc. L'initiation thermique par un laser et la combustion conductive sont respectivement détaillées dans la partie **2** et dans la section **3.2**.

En pyrotechnie, la combustion désigne parfois abusivement la déflagration à très bas régime. Les processus physiques sont toutefois différents (absence de transport de matière), et l'étape 1 n'appartient pas à proprement parlé à la phase de déflagration.

2/ Combustion convective (zone [II]) :

Avec l'augmentation de pression, les gaz chauds issus de la combustion couche-par-couche pénètrent dans les pores en avant du front d'inflammation et la combustion s'accélère, ce qui mène à la seconde phase, la combustion convective, élément clef de la DDT. Le mécanisme de transfert de l'énergie devient convectif, et donc beaucoup plus rapide que le régime conductif.

Peu à peu, le régime transite vers la combustion compressive durant laquelle des points chauds apparaissent suite à la convergence des ondes de compression générées par la combustion conductive ou convective.

3/ Formation d'un choc ou détonation lente (zone [III]) :

La troisième étape est caractérisée par le rôle grandissant des ondes de compression dans l'initiation des

réactions qui permettent la formation d'un choc faible, lequel peut mener à un régime de détonation lente (LVD, de l'anglais Low-Velocity Detonation). Les vitesses atteintes y sont plus importantes encore qu'en régime convectif. Il se crée finalement de la combustion compressive en arrière du choc, caractérisée par le rôle grandissant des ondes de compression dans l'initiation locale des réactions.

Les étapes 2 et 3 constituent la phase de déflagration (voir section 3.3).

4/ Détonation stable (zone [IV]): La convergence des ondes de compression crée un emballement de la réaction à l'origine de la détonation (voir section 3.4), laquelle se stabilise au fur et à mesure de sa propagation et tend vers une vitesse constante. Les vitesses atteintes sont alors de plusieurs kilomètres par seconde.

Les étapes 3 et 4 constituent la transition choc-détonation (SDT). Elles peuvent se produire sans les étapes 1 et 2, sous l'effet d'un choc important ou d'un impact. Ce phénomène permet par exemple d'initier le second étage du DOP. Le fonctionnement de ce dernier ne sera toutefois pas davantage développé ici.

La *Figure 1-7* montre la trajectoire d'un front de combustion (puis d'une détonation) se propageant dans une direction donnée. Elle illustre les quatre phases décrites ci-dessus.

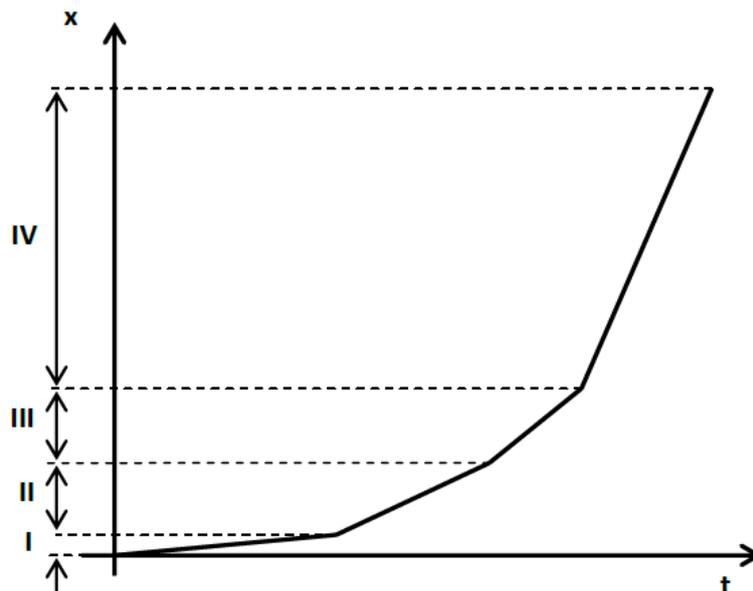


Figure 1-7 : Diagramme position-temps de la DDT dans un explosif solide poreux, illustrant les quatre phases du phénomène ([1.69]).

Chacune des quatre étapes possède des mécanismes physiques et des vitesses qui lui sont propres et qui sont décrites dans les sections suivantes. Selon les configurations

expérimentales, certaines de ces étapes peuvent être absentes (cas de la LVD, voir section 3.3.2).

3.1.3 Paramètres influents

Une combustion rapide transite en une détonation lorsque plusieurs critères sont satisfaits ([1.69], [1.106], [1.107], [1.108], [1.109]). Il faut notamment une granulométrie appropriée, une certaine porosité, une sensibilité assez importante aux chocs mécaniques, une énergie suffisante libérée par la combustion, un confinement suffisamment résistant, et une longueur adéquate de la charge.

3.1.3.a Propriétés de l'explosif

Les propriétés thermiques, chimiques et mécaniques d'un explosif conditionnent sa réponse à un stimulus extérieur et son processus de décomposition (énergie chimique libérée, taux de combustion, etc.) ([1.81]). Chaque explosif a ses caractéristiques propres en termes de stabilité et de réactivité. Par exemple, une impulsion faible est suffisante pour faire détoner un explosif primaire, tandis qu'un explosif secondaire nécessite un stimulus bien plus important.

Le choix de l'explosif doit donc être fait au regard des applications envisagées, ce qui justifie le choix du HMX dans ces travaux (voir section 1).

3.1.3.b Porosité et densité de chargement

La porosité, ou fraction volumétrique de pores, désigne la proportion de vides dans un milieu poreux. Elle s'exprime comme une fraction de l'unité ou en pourcentage. La porosité dépend de la densité de chargement des explosifs (i. e. le rapport de la masse volumique apparente de l'explosif sur la masse volumique théorique maximale), et elle varie au cours de la combustion avec la compression.

Il faut distinguer la porosité effective de la porosité absolue ([1.69]). La porosité effective, ou ouverte, comprend uniquement les pores interconnectés entre eux. Il s'agit de pores ouverts, par opposition aux pores fermés qui sont eux-mêmes isolés.

La porosité effective peut être mesurée par des moyens expérimentaux. Une technique de mesure est la pycnométrie à l'hélium, qui consiste à injecter le gaz à une pression donnée dans une enceinte de référence, puis à détendre ce gaz dans l'enceinte de mesure contenant l'échantillon en mesurant la nouvelle pression de l'hélium dans cette enceinte.

La porosité absolue ϕ comprend les pores interconnectés et les pores fermés, et est donnée par la formule suivante :

$$\varphi = \frac{V_{pore}}{V} = 1 - \frac{\rho}{\rho_{TMD}} \quad [1-6]$$

Où V_{pore} est le volume des pores, V est le volume de l'échantillon, ρ est la masse volumique apparente de l'échantillon et ρ_{TMD} est la masse volumique théorique maximale de l'explosif, de telle sorte que $\rho = (1 - \varphi)\rho_{TMD}$. Le plus souvent, c'est la porosité absolue qui est prise en compte ([1.69]).

La porosité est un élément essentiel de la DDT ([1.70], [1.107]). C'est elle qui conditionne la perméabilité aux gaz et la convection des produits gazeux chauds issus de la combustion en avant du front de flamme dans l'explosif non réagi. La DDT en milieu poreux n'est possible que sur un certain intervalle de porosité ([1.62], [1.75], [1.76], [1.77]), correspondant généralement à moins de 40% (ou à une densité de chargement de plus de 60%). Toutefois, une porosité trop faible (< 10 %) empêcherait également la convection des gaz chauds et ne permettrait donc pas le phénomène de DDT dans de telles charges.

Gifford ([1.110], [1.111]) a par exemple observé la distance de transition à la détonation par le processus de DDT pour plusieurs explosifs (PETN, RDX) en variant la densité de chargement. Pour le PETN ($\rho_{TMD} = 1,76 \text{ g/cm}^3$) ayant un diamètre de particule moyen de 180 μm et chargé dans un tube cylindrique en cuivre de 5 mm de diamètre et de 70 mm de longueur, l'auteur détermine ainsi une longueur de transition de 13 mm dans le cas d'une densité de chargement à 69% de la TMD, et de 43 mm à 90% de la TMD. Le phénomène de DDT est donc plus difficile à obtenir pour de faibles porosités.

3.1.3.c Granulométrie

La granulométrie de l'explosif est fondamentale dans les systèmes poreux, puisqu'elle affecte notamment la perméabilité aux gaz.

La perméabilité aux gaz est une propriété de l'échantillon qui détermine la possibilité de flux gazeux au sein de la phase condensée. Elle est très liée à la porosité. L'unité classique utilisée pour la définir est le m^2 , ou plus fréquemment le Darcy (1 Darcy $\sim 9.87 \times 10^{-13} \text{ m}^2$).

La perméabilité est mesurée par injection isotherme d'un gaz au travers de l'échantillon. La perméabilité dépend à la fois de la porosité, de la taille des grains, de la manière dont l'explosif est comprimé, et de la structure spatiale des pores. La taille initiale des grains en est le paramètre principal ([1.69]).

La combustion convective dépend de la capacité des gaz à pénétrer dans les pores, dont la taille est proportionnelle à celle des grains. Si les pores sont trop petits, la combustion convective ne peut avoir lieu. La perméabilité est donc l'une des données principales qui conditionnent le phénomène de DDT.

La surface spécifique est un autre paramètre influent lié à la granulométrie de l'explosif. Le taux de combustion et la montée en pression seront plus rapides si cette surface est étendue. Elle dépend principalement de la taille et de la forme des particules

([1.107]). De manière générale, pour des particules sphériques, la surface spécifique est inversement proportionnelle au diamètre des grains.

Dans l'hypothèse d'une distribution uniforme et sans agglomérat, de particules idéalement sphériques et sans défaut ayant un même diamètre d_p , la surface spécifique A_s se définit comme le ratio entre la surface totale des particules exposées à la combustion et la masse de la substance solide non poreuse ([1.69]).

$$A_s = \frac{1}{\rho_{TMD}} \frac{n_p \times 4\pi (d_p/2)^2}{n_p \times \frac{4}{3}\pi (d_p/2)^3}$$

$$A_s = \frac{(1-\varphi) 4\pi (d_p/2)^2}{\rho \frac{4}{3}\pi (d_p/2)^3}$$

$$A_s = \frac{1}{\rho} \frac{6(1-\varphi)}{d_p} \quad [1-7a]$$

Où n_p est le nombre de particules d'explosif par unité de volume, φ est la porosité absolue et ρ est la masse volumique de l'échantillon. A_s s'exprime comme une surface massique (l'unité typique est en m^2/g).

Il existe un intervalle de masse volumique sur lequel la compression d'un explosif contribue à augmenter sa surface spécifique par la formation de fissures et de défauts de surface. Cela peut accélérer un emballement du phénomène de déflagration et une transition prématurée vers la détonation. La formule [1-7a] ne tient pas compte de ces facteurs.

Une autre définition de la surface spécifique utilisée par certains auteurs ([1.107]), est donnée par l'équation [1-7b]. Son unité typique est alors en $1/m$.

$$A_s = \frac{6(1-\varphi)}{d_p} \quad [1-7b]$$

Le passage de la forme [1-7b] à [1-7a] s'effectue en pondérant l'équation [1-7b] par la masse volumique apparente. Considérant la forme de l'équation [1-7a], les surfaces spécifiques A_s des composants d'un mélange sont additives. En effet, soit la masse totale m_t du mélange, les masses m_1 d'un composant 1 et m_2 d'un composant 2 s'expriment en fonction de m et de leur fraction massique respective dans le mélange x_1 et x_2 :

$$m_1 = x_1 m_t$$

$$m_2 = x_2 m_t$$

Par définition, la surface spécifique totale A_s s'exprime comme le rapport de la surface S sur la masse totale m_t :

$$A_s = \frac{S}{m_t}$$

Et de même, avec S_1 la surface exposée du composant 1, et S_2 la surface exposée du composant 2 :

$$A_{s1} = \frac{S_1}{m_1}$$

$$A_{s2} = \frac{S_2}{m_2}$$

En supposant que les surfaces de contact entre les grains idéalement sphériques qui composent le mélange sont négligeables, la surface accessible totale S se définit comme la somme des surfaces respectives du composant 1 et du composant 2 :

$$S = S_1 + S_2$$

$$S = m_1 \times A_{s1} + m_2 \times A_{s2}$$

$$S = \mathbb{x}_1 m_t \times A_{s1} + \mathbb{x}_2 m_t \times A_{s2}$$

$$\frac{S}{m_t} = \mathbb{x}_1 \times A_{s1} + \mathbb{x}_2 \times A_{s2}$$

$$A_s = \mathbb{x}_1 \times A_{s1} + \mathbb{x}_2 \times A_{s2} \quad [1-8]$$

La surface spécifique peut être mesurée expérimentalement par différents moyens. Une méthode non destructive et adaptée à des pores ouverts de tailles réduites (< 100 nm) est l'adsorption de gaz, dans laquelle un gaz (azote, ou krypton pour les faibles surfaces spécifiques de l'ordre de 0,1 m²/g) est fixée en monocouche et à basse température sur la surface accessible des grains.

Une méthode de mesure plus rapide est la porosimétrie mercure, qui est davantage adaptée pour des pores plus larges (> 500 nm). La porosimétrie mercure consiste à injecter du mercure au sein de l'explosif en augmentant progressivement la pression d'injection, de telle sorte que le mercure pénètre d'abord les pores ouverts les plus larges, puis les pores ouverts les plus petits. La pression appliquée peut déformer la structure de l'échantillon, ce qui rend cette méthode parfois destructive.

Une dernière possibilité pour déterminer la surface spécifique des pores est basée sur l'utilisation de l'équation de Carman-Kozeny et sur des relations expérimentales entre la perméabilité et la porosité.

$$K = \frac{\varphi^3}{\mathcal{K}(1-\varphi)^2 A_s^2} \quad [1-9]$$

Où K est la perméabilité et \mathcal{K} est la constante expérimentale de Carman-Kozeny qui dépend de la forme des particules (sphérique, cylindrique).

La surface spécifique est une caractéristique importante des explosifs, et sa connaissance est nécessaire pour la compréhension et la modélisation du phénomène de DDT. Une valeur élevée de surface spécifique dans le cas d'un explosif ayant une granulométrie fine peut ainsi se traduire par une faible perméabilité aux gaz de l'explosif, ce qui peut empêcher l'accélération d'une flamme convective et la transition à la détonation.

3.1.3.d Confinement

Si la longueur de transition de la déflagration à la détonation dépend étroitement des caractéristiques associées à l'explosif (nature, granulométrie, densité de chargement), le confinement de la charge γ joue également un rôle essentiel ([1.69], [1.112], [1.113], [1.114]).

Tout d'abord, le diamètre de la charge conditionne la possibilité d'un passage vers la détonation, selon qu'il soit ou non supérieur au diamètre dit « critique » qui est le diamètre minimum permettant à la détonation stationnaire de se propager. En deçà de ce diamètre, le confinement et les effets dus aux bords empêchent toute propagation car le taux de pertes d'énergie dues à l'expansion latérale devient plus important que le taux de libération d'énergie par l'explosif. Au-delà de ce diamètre, la vitesse de propagation augmente avec le diamètre pour tendre vers la vitesse de Chapman-Jouguet. Le diamètre critique est une caractéristique de chaque explosif et il dépend également de la granulométrie, de la densité de chargement, et de l'ajout éventuel d'additifs. Dans cette étude, le diamètre de la charge est supposé systématiquement supérieur au diamètre critique.

Le confinement influe sur le déroulement du processus de DDT, notamment pour l'apparition de la détonation lente puis pour celle de la détonation stationnaire, lesquelles nécessitent une montée en pression suffisamment rapide qui dépend de la résistance mécanique du confinement (nature du matériau, épaisseur) ([1.60], [1.61], [1.69], [1.75], [1.76], [1.77]). La charge doit également être suffisamment longue pour atteindre le régime de détonation.

3.1.3.e Température initiale

La température initiale conditionne le passage à la détonation, que ce soit pour la DDT ou la SDT. De nombreuses études ([1.115], [1.116], [1.117], [1.118], [1.119], [1.120], [1.121], [1.122], [1.123], [1.124], [1.125], [1.126], [1.127]) montrent que la sensibilité des matériaux énergétiques à la détonation augmente avec la température : les délais et les distances de transition diminuent en deçà des valeurs obtenues à la température ambiante.

Les premiers travaux sur la sensibilité des explosifs à la température initiale ont été menés par Urizar ([1.115]) qui a étudié la sensibilité à l'impact du RDX, du HMX et du PETN. Il observe que la longueur de transition à la détonation pour le RDX diminue de moitié entre la température ambiante et une température de 160°C, et que la violence de l'explosion

augmente avec des températures plus élevées. Des observations similaires sont constatées pour le HMX et le PETN.

Deux effets peuvent expliquer ce phénomène ([1.116], [1.117]). Le premier est la fusion possible du matériau énergétique, qui altère le comportement et la sensibilité à l'inflammation.

Le second effet est la diminution de la masse volumique, notamment par changement de phase, ou encore l'augmentation du taux de décomposition chimique. Cela implique l'augmentation du nombre et de la taille des points chauds, ainsi que leur taux de croissance ([1.126]). Dans le cas du HMX par exemple, l'augmentation de la température conduit à un changement de phase de sa forme β à sa forme δ dès 170°C, ce qui s'accompagne d'une diminution de sa masse volumique de 1,90 g/cm³ à 1,82 g/cm³ ([1.128]). Cela est suffisant pour augmenter la porosité au sein de la phase condensée, et créer ainsi des foyers potentiels pour l'apparition des points chauds.

Les cycles thermiques peuvent donc générer des défauts au sein d'un matériau énergétique, ce qui augmente sa sensibilité à la détonation.

Toutefois, l'influence de la température n'est pas la même selon la nature de l'explosif. Les matériaux à base d'un explosif peu sensible (par exemple, le Triaminotrinitrobenzene, ou TATB) ne subissent pas un changement significatif de sensibilité à la détonation avec l'augmentation de la température, bien qu'ils subissent un changement physico-chimique de leur composition. Dans le cas du TATB, cela résulte de la décomposition thermique qui crée des produits de réaction ayant tendance à diminuer la sensibilité à la détonation ([1.127], [1.129], [1.130]).

Les effets de la température dépendent également de la nature du confinement. Un confinement fort limite en effet l'expansion thermique de l'explosif et diminue donc l'influence de la température sur la sensibilité à la détonation par rapport à un matériau non confiné. Si la sensibilité à la détonation des matériaux énergétiques augmente généralement avec la température, elle peut donc être limitée dans le cas d'un confinement fort.

Enfin, la présence d'un ou de plusieurs additifs modifie l'influence de la température. Klee et Ludwig ([1.129]) montrent que l'ajout de cire dans du RDX diminue la sensibilité de l'explosif avec l'augmentation de température. Cela résulte d'un changement de la structure moléculaire de la cire avec l'augmentation de température, ce qui réduit la sensibilité globale du mélange.

La *Figure 1-8* illustre l'effet de la température et du confinement sur la sensibilité à un choc du LX-17 [92,5% TATB, 7,5% Kel-F]. Le Kel-F est un composant plastique utilisé comme liant.

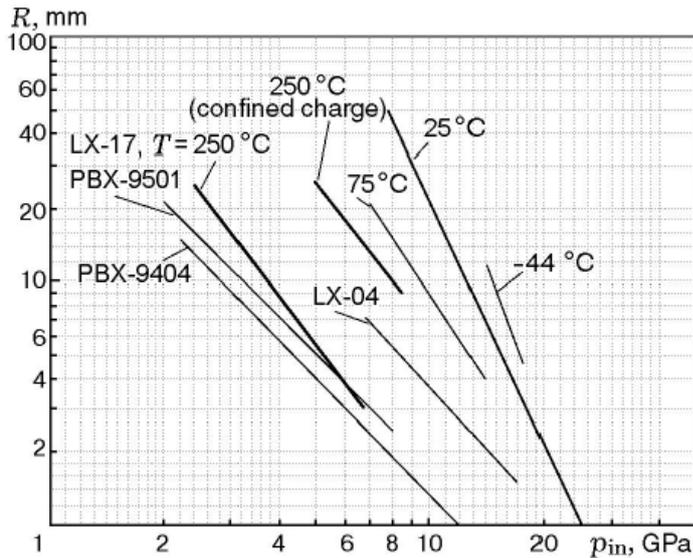


Figure 1-8 : Courbes « Pop Plot » du LX-17 pour différentes températures initiales (aucune charge n'est confinée sauf une) ([1.125]).

Les courbes présentées à la *Figure 1-8* sont appelées « Populate Plot » ou « Pop Plot », et représentent la distance de transition à la détonation en fonction de la pression de l'impact initial. Dans un repère logarithmique, la plupart de ces courbes sont des droites. Plus ces droites sont proches de l'origine du repère, plus la longueur de transition à pression donnée est courte, et donc plus le matériau est sensible.

La *Figure 1-8* est constituée des courbes « Pop Plot » du LX-17 non confiné à des températures de -44°C , 25°C , 75°C et 250°C . L'une des courbes correspond au LX-17 confiné à 250°C , ce qui permet une comparaison avec le cas non confiné.

Ces courbes montrent que l'augmentation de la température facilite la transition à la détonation, mais que le confinement du LX-17 a au contraire tendance à diminuer cette sensibilité par rapport à la même charge non confinée.

Les courbes d'autres explosifs à base de HMX sont ajoutées pour la température ambiante de 25°C : PBX-9404 (94% HMX, 3% nitrocellulose, 3% CEF), PBX-9501 (95% HMX, 2,5% Estane, 2,5% BDNPA-F) et LX-14 (85% HMX, 15% Viton). La nitrocellulose est un dérivé de la cellulose et constitue un explosif primaire de type fulminate dont la combustion dégage un grand volume de gaz et de chaleur. Le Viton, l'Estane, le CEF et le BDNPA-F sont des matières plastiques servant de liant aux compositions. Il est ainsi possible de comparer différentes catégories d'explosif dans les mêmes conditions. Ces courbes supplémentaires montrent que les explosifs à base de HMX (PBX-9404, PBX-9501, LX-14) sont plus sensibles à la température ambiante que le LX-17, à base de TATB.

L'influence de la température dépend donc bien de la nature et du confinement de l'explosif.

3.2 Combustion conductive

L'étape 1 de la DDT (voir section **3.1.2**) correspond à la combustion conductive. La combustion est une réaction chimique d'oxydo-réduction qui est globalement exothermique

et irréversible. Elle a lieu entre un combustible C et un comburant Ox présents en bonnes proportions, et nécessite une énergie d'activation suffisante. Dans le cas des explosifs secondaires, C et Ox sont prémélangés au sein même de la molécule énergétique.



C'est une réaction exothermique qui émet de la lumière, provoque une élévation de température consécutive de l'explosif frais et des produits (P), et possède une vitesse réactionnelle élevée.

Dans les explosifs condensés, le front de flamme qui se propage au sein du milieu crée des transferts de chaleur vers l'explosif frais, ce qui élève sa température et provoque son initiation. La conversion chimique de l'explosif frais en produits gazeux et la libération de la chaleur de réaction alimentent la flamme en retour et supportent sa propagation dans le lit d'explosif.

L'onde de combustion d'un matériau énergétique est composée de trois zones (Figure 1-9). Dans la première zone (I), celle de la phase solide dite phase condensée, il n'y a aucune réaction chimique et la température augmente depuis la température initiale T_0 jusqu'à la température de décomposition du matériau T_d . A l'approche de la surface de combustion, dans la couche superficielle de l'explosif, il peut y avoir démarrage des transformations chimiques.

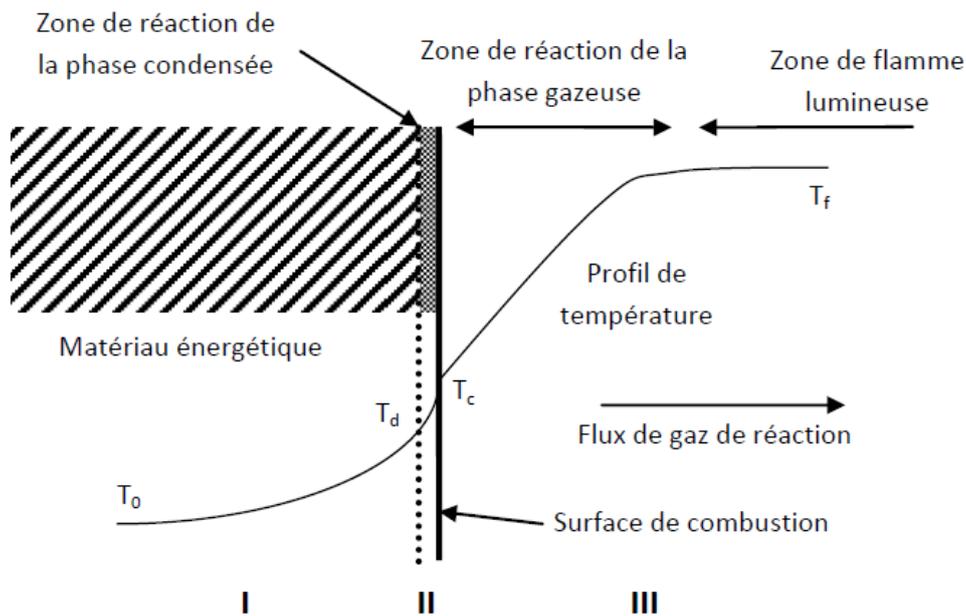


Figure 1-9 : Structure d'un front de combustion dans un matériau énergétique ([1.131]).

Dans la seconde zone (II), la température passe de la température de décomposition T_d à la température de la surface de combustion T_c , ce qui entraîne un changement de la phase solide vers la phase liquide et/ou gazeuse. Des espèces gazeuses réactives sont formées et une réaction a lieu.

Enfin, dans la dernière zone (III), celle de la phase gazeuse, il se produit une réaction exothermique gazeuse et la température augmente rapidement jusqu'à la température de flamme T_f .

La vitesse de combustion surfacique (ou vitesse de régression) $\dot{\omega}$ des propergols et explosifs est donnée par la loi de Vieille Saint-Robert, qui résulte de la boucle énergétique transférant l'énergie des gaz brûlés vers la poudre par conduction thermique :

$$\dot{\omega} = \beta p^{\nu} \quad [1-11]$$

Où p est la pression, β et ν sont les deux coefficients de la loi de combustion. En pratique, ν est proche de 1 (entre 0,8 et 1). Les explosifs pour lesquels $\nu > 1$ sont instables et transitent facilement en détonation.

La loi de Vieille est une loi empirique. Elle traduit l'effet de la pression du milieu sur la vitesse de combustion. Ses coefficients sont déterminés expérimentalement en effectuant des mesures au sein d'une bombe manométrique. Au-delà de 1 kilobar, cette technique n'est toutefois pas suffisamment fiable, et l'extrapolation devient nécessaire.

La combustion est un phénomène dans lequel le front de flamme se déplace à une vitesse relativement lente (moins de quelques mètres par seconde) et pour lequel les pressions en jeu restent assez faibles, en comparaison des étapes suivantes de la DDT comme la déflagration ou la détonation. La conduction thermique prédomine ici dans les échanges énergétiques, ce qui explique pourquoi le mode de combustion classique est communément baptisé combustion conductive.

3.3 De la combustion à la détonation : la déflagration

Dans le cas d'un explosif poreux et confiné, la déflagration, ou combustion rapide, correspond au mode de combustion le plus couramment rencontré. A la différence de la combustion conductive qui est régie par la conduction thermique, la déflagration est basée sur le transport de chaleur et de matière par diffusion mais aussi sur le transport convectif de quantité de mouvement et d'énergie dans le cas de la déflagration turbulente.

En déflagration, la variation des grandeurs physiques et thermodynamiques (masse volumique, pression, température, vitesse matérielle, etc.) est continue.

Si les conditions sont réunies, la pression et la vitesse de flamme augmentent progressivement et la déflagration peut basculer en régime de détonation. Il s'agit d'un

processus instable ([1.112]) et court, au plus de l'ordre de quelques millisecondes ([1.69], [1.74], [1.132]).

3.3.1 Combustion convective

L'étape 2 de la DDT (voir section 3.1.2) constitue la phase de la combustion convective. La combustion des premières couches a généré des produits gazeux chauds qui pénètrent la structure poreuse de la phase condensée en avant du front. Le mécanisme fondamental est régi par le gradient de pression entre la zone réactive à haute pression et les pores de la phase condensée imbrûlée à plus faible pression, ce qui permet le transfert convectif forcé des gaz chauds dans les pores (*Figure 1-10*) ([1.69], [1.70]).

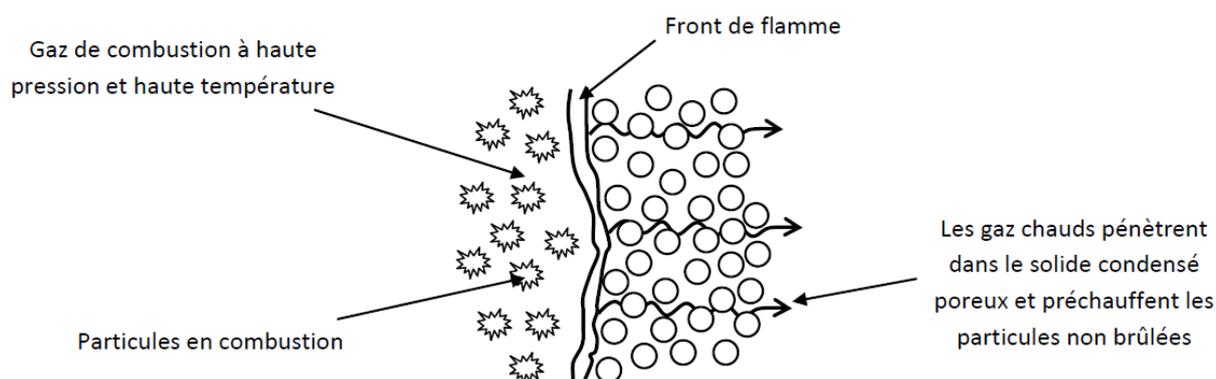


Figure 1-10 : Phénomène de combustion convective.

Un phénomène de jets de gaz chauds se forme en surface de chaque grain réagi. Ces jets interagissent entre eux, leurs collisions entraînant la formation d'autres jets, dont certains pénètrent dans les pores existants. Dans un premier temps, les gaz chauds pénètrent dans les pores les plus larges puis, au fur et à mesure que la pression augmente, dans les plus petits pores. Les collisions ayant lieu dans les pores provoquent une augmentation significative de la température ([1.69]). Ce phénomène permet de préchauffer les grains d'explosif encore imbrûlés et conduit à la formation d'une flamme convective, dont le front n'est pas uniforme en raison des différentes vitesses de pénétration des gaz dans l'explosif frais. La vitesse de pénétration est de 10 à 10000 fois plus rapide que la vitesse de flamme.

L'onde de combustion convective comprend trois zones (*Figure 1-11*) ([1.70]) :

- la zone de combustion où le matériau dense brûle (il s'y trouve le maximum de pression et le maximum de taux de production de gaz)
- la zone de chauffage où le solide est chauffé par les gaz chauds en provenance de la zone de combustion et qui pénètrent dans les pores
- la zone d'infiltration où les gaz se refroidissent et se détendent

Le front de combustion (en $x = x_0$ dans la *Figure 1-11*) forme la frontière entre les zones de combustion et de chauffage sur laquelle les conditions d'inflammation sont atteintes à la surface des particules. La température y est maximale ([1.70]). Le front de combustion est précédé d'une étroite zone de compaction qui se forme dans l'explosif, au sein de la zone de chauffage, et qui est due à l'effet de la pression des gaz de combustion. Cette zone de compaction n'est toutefois pas encore suffisamment dense pour empêcher l'infiltration de gaz.

La frontière entre la zone de chauffage et la zone d'infiltration est définie par la position à laquelle la température diffère légèrement de la température initiale de la phase condensée.

La zone d'infiltration, de longueur L , est plus étendue que la zone de chauffage, de longueur δ , car les gaz chauds qui circulent à travers les pores refroidissent rapidement tandis que la pression, elle, diminue plus lentement ([1.70]).

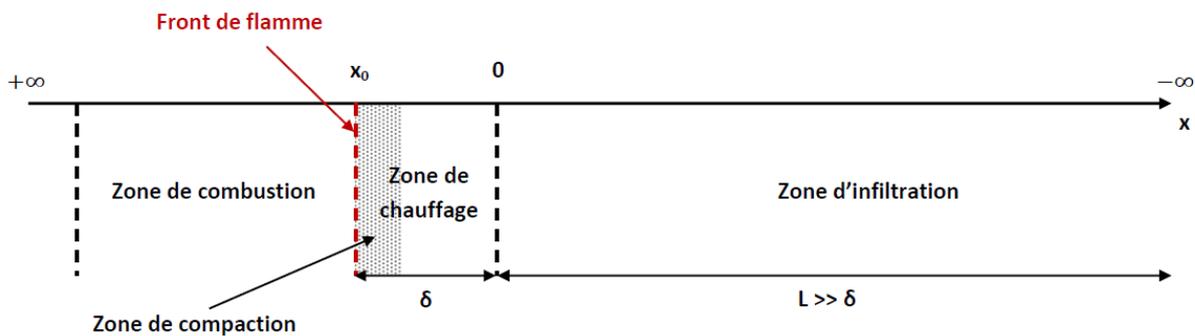


Figure 1-11 : Structure de la flamme convective.

Le processus de convection induit des vitesses de combustion plus importantes que la conduction thermique. La flamme s'accélère et provoque une augmentation sensible de pression et de température, respectivement de la pression ambiante jusqu'à quelques milliers de bars et de la température ambiante jusqu'à plusieurs centaines de degrés ([1.69]). La vitesse de la flamme convective est de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde ([1.70]).

3.3.2 Combustion compressive et formation d'un choc

L'étape 3 de la DDT (voir section 3.1.2) résulte de la densification de la zone de compaction en avant du front de combustion convective, en raison de la pression croissante des gaz de combustion. Cela provoque une diminution de la porosité et empêche progressivement l'infiltration des gaz chauds dans la phase condensée. La zone de compaction agit comme une sorte de piston imperméable aux gaz, ce qui provoque l'effondrement des pores du solide imbrûlé et augmente les tensions inter-granulaires dans

l'explosif (Figure 1-12) ([1.93], [1.107], [1.133]). Ces phénomènes jouent un rôle décisif pour la formation de zones locales de réaction au voisinage des pores, appelées points chauds.

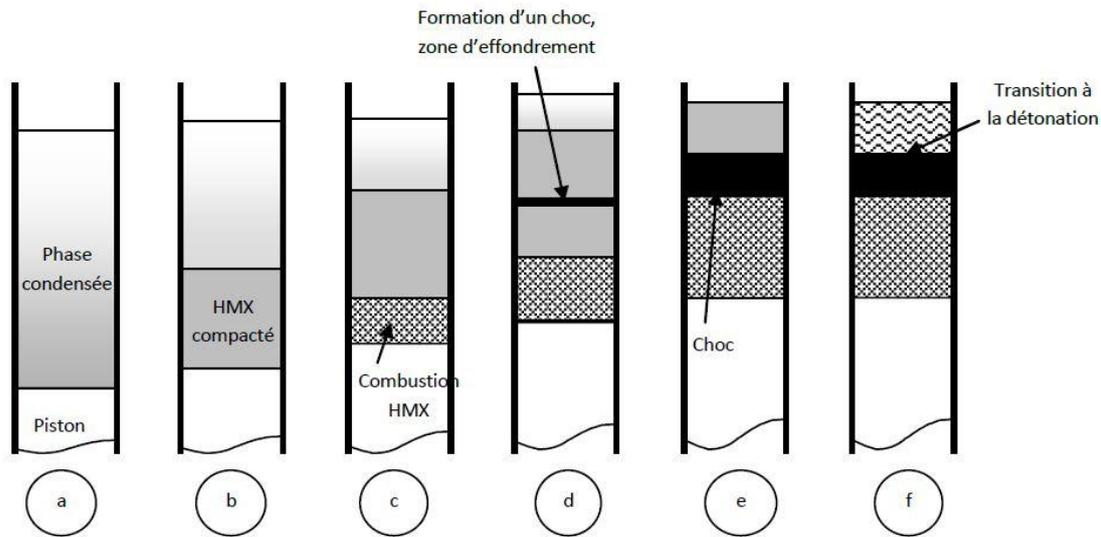


Figure 1-12 : Schéma descriptif de la DDT dans un explosif granulaire initié par piston ([1.133]).

L'étape 3 permet de caractériser deux modes de DDT, qui ont été identifiés par Maček ([1.60]) puis Griffiths et Grocock ([1.62]), et confirmés par Bernecker ([1.134], [1.135]) puis par Kooker ([1.136]).

Dans le premier mode (*mode I*), décrit pour la première fois par Maček ([1.60]), la combustion convective de l'explosif provoque une augmentation rapide de pression, créant des ondes de compression qui se propagent dans l'explosif non réagi en avant du front de flamme. Ces ondes de compressions ont pour effet de compacter le milieu et d'altérer peu à peu la propagation de la flamme convective. Si la pressurisation issue de la combustion est suffisamment forte pour faire converger ces ondes de compression en une onde de choc, cela initie la combustion en amont du front de flamme par compression mécanique, et provoque finalement la transition vers la détonation.

Le choc est défini comme une discontinuité thermo-mécanique des grandeurs caractéristiques de l'état d'un milieu. Il se forme à partir d'une succession d'ondes de compression dont la pression est de plus en plus élevée. La vitesse du son ($c_s = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}_{is}$) étant en général une fonction croissante de la pression, une rampe de pression se raidit alors jusqu'à donner un front vertical : c'est l'onde de choc.

Ce *mode I* peut faire apparaître un régime de détonation lente (LVD) après la compaction de l'explosif granulaire et la formation d'un front de choc. C'est un phénomène instable qui dépend essentiellement de la résistance mécanique du confinement du milieu ([1.69]). Dans ce régime, la réaction chimique est initiée par les ondes de compression qui traversent la charge. La détonation lente apparaît donc à la fois par l'inflammation d'un

explosif en milieu fermé et par l'action d'une onde de choc faible dans l'explosif ([1.69]). La vitesse de la flamme est sonique, et sa propagation est quasi-stationnaire sur des distances qui peuvent atteindre plusieurs dizaines de centimètres ([1.69]).

La LVD n'est toutefois pas systématique. Le plus souvent, la transition à la détonation a lieu directement après la combustion convective, et donc sans formation de la détonation lente, lorsque les ondes de compression issues du front de flamme forment rapidement une onde de choc forte capable d'amorcer la détonation. Dans la *Figure 1-13* par exemple, les auteurs ont utilisé une caméra à fente pour étudier les réactions se produisant au sein d'un explosif au Cyanotétrazolatopentaaminoperchlorate de cobalt (CP). L'image obtenue montre l'apparition de plusieurs des étapes décrites à la section 3.1.2. Le phénomène de LVD n'y est cependant pas observé.

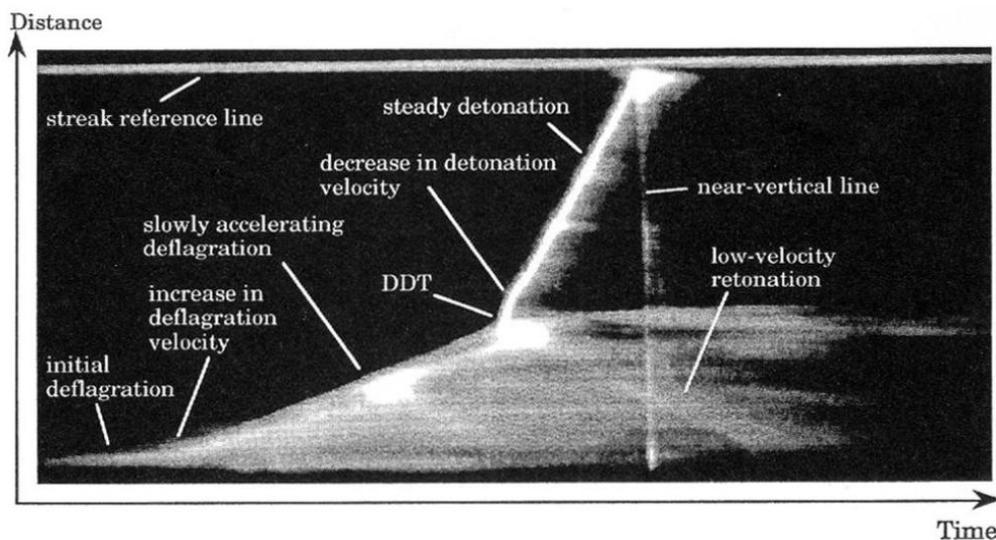


Figure 1-13 : Observation de la DDT par caméra à fente dans un explosif CP à 67% de la TMD ([1.137]).

Dans le second mode (*mode II*), la pressurisation issue de la combustion n'est pas suffisamment élevée pour permettre la convergence des ondes de compression en une onde de choc, bien qu'elle provoque tout de même une compaction de la phase condensée. Une onde de compression ayant pris naissance dans la zone d'amorçage rattrape le front de combustion. Leur combinaison provoque une réaction soudaine et violente à l'origine d'une élévation rapide de pression, qui va permettre la formation d'une onde de choc et va mener à la détonation. Ce mécanisme se rencontre uniquement dans des explosifs suffisamment poreux, et ne permet pas d'observer de LVD. Ce mode reste néanmoins moins courant que le *mode I*.

3.4 Détonation

L'onde de choc créée à l'étape 3 de la DDT (voir section 3.3.2) traverse le milieu poreux et initie une réaction chimique au sein de point chauds isolés, sous la forme d'une

explosion thermique. La réaction se propage ensuite dans tout le milieu et conduit à la formation d'un système d'ondes de compression qui s'ajoute à la première onde de choc. Cette situation provoque une augmentation de la concentration en points chauds, de la pression dans la zone de réaction, et conduit à la détonation ([1.69]).

3.4.1 Onde de choc et détonation

Le régime de détonation se traduit par une zone de réaction associée à une onde de choc se propageant à vitesse supersonique par rapport au milieu amont (milieu non réagi). L'onde de choc auto-entretient l'écoulement réactif supersonique. La détonation engendre des surpressions de plusieurs dizaines de milliers de bars et des températures de plusieurs milliers de Kelvin. Dans les explosifs condensés, la célérité de la détonation est de quelques kilomètres par seconde et peut atteindre jusqu'à 10 km/s.

Comme l'écoulement en fin de zone de réaction est sonique vis-à-vis de l'aval (milieu choqué), aucune perturbation ne peut rattraper l'onde de détonation autonome. L'onde de détonation ne modifie donc pas le milieu en avant du front, contrairement à la déflagration qui génère des perturbations dans le milieu frais avant même de le consommer.

3.4.2 Théorie de Chapman-Jouguet (CJ)

La théorie de Chapman-Jouguet ([1.53], [1.54], [1.55]) se base sur plusieurs hypothèses.

1° - L'onde de détonation est assimilée à une discontinuité plane, unidimensionnelle et stationnaire de vitesse absolue D_{CJ} constante

2° - La vitesse de réaction chimique est infinie, autrement dit la réaction est instantanée. L'onde de détonation est donc infiniment mince et implique une discontinuité réactive dans l'écoulement : le passage de l'onde induit instantanément la réaction chimique complète d'un état initial (0) à un état d'équilibre thermo-chimique des gaz brûlés (1)

3° - Ce passage s'effectue en l'absence de tout phénomène de dissipation (viscosité, conduction, diffusion)

L'équation associant la vitesse matérielle dans le repère lié à l'onde de choc \mathcal{W} , et la vitesse matérielle dans le repère lié au laboratoire u permet de relier les grandeurs cinétiques (D , u) au passage d'un choc de célérité D (Figure 1-14) :

$$\mathcal{W} = -(D - u) \quad [1-12]$$

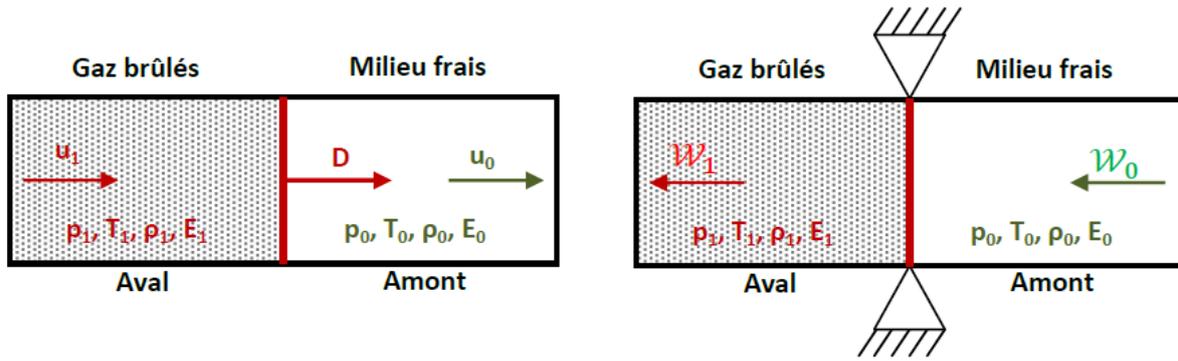


Figure 1-14 : Schéma représentant l'onde de détonation dans les systèmes de coordonnées liés au laboratoire (à gauche) et à l'onde de choc (à droite).

En appliquant les relations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans le repère lié à l'onde, pour un solide homogène isotrope soumis à un choc monodimensionnel plan, et de manière à ce que les échanges de chaleur avec l'extérieur soient négligés, les équations suivantes, dites de Rankine-Hugoniot, sont obtenues :

- Masse :

$$\rho_0 \mathcal{W}_0 = \rho_1 \mathcal{W}_1 \quad [1-13]$$

- Quantité de mouvement :

$$p_0 + \rho_0 \mathcal{W}_0^2 = p_1 + \rho_1 \mathcal{W}_1^2 \quad [1-14]$$

- Energie :

$$h_0 + \frac{\mathcal{W}_0^2}{2} = h_1 + \frac{\mathcal{W}_1^2}{2} \quad [1-15]$$

Où ρ , p et h sont respectivement la masse volumique, la pression et l'enthalpie. L'indice 0 se rapporte au milieu frais en amont de la discontinuité, et l'indice 1 se rapporte aux gaz brûlés et choqués en aval de cette dernière.

Les valeurs de masse volumique ρ , de pression p , de vitesse matérielle u , ainsi que la température T et l'enthalpie h , sont connues à l'état 0.

Pour un milieu donné, les états accessibles par choc depuis un état 0 sont situés sur une courbe caractéristique dans le plan (p, v) , appelée courbe d'Hugoniot.

En combinant les équations [1-13] et [1-14], il vient :

$$\rho_0 \mathcal{W}_0 = \rho_1 \mathcal{W}_1 \Rightarrow \rho_0^2 \mathcal{W}_0^2 = \rho_1^2 \mathcal{W}_1^2 \Rightarrow \rho_1 \mathcal{W}_1^2 = \frac{\rho_0^2 \mathcal{W}_0^2}{\rho_1}$$

$$p_0 + \rho_0 \mathcal{W}_0^2 = p_1 + \rho_1 \mathcal{W}_1^2 \Rightarrow \rho_0 \mathcal{W}_0^2 - \frac{\rho_0^2 \mathcal{W}_0^2}{\rho_1} = p_1 - p_0 \Rightarrow \mathcal{W}_0^2 = \frac{1}{\rho_0} \frac{p_1 - p_0}{1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}}$$

D'où, avec $v = \frac{1}{\rho}$ le volume spécifique :

$$\mathcal{W}_0 = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \quad [1-16]$$

Et de même :

$$\mathcal{W}_1 = v_1 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \quad [1-17]$$

En introduisant le débit massique $\dot{m} = \rho_0 \mathcal{W}_0$, l'équation [1-16] mène à la droite de Rayleigh-Michelson dans le plan (p, v) (Figure 1-15) :

$$\mathcal{W}_0 = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \Rightarrow \rho_0 \mathcal{W}_0 = \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \Rightarrow \dot{m}^2 = \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}$$

$$p_1 = -\dot{m}^2(v_0 - v_1) + p_0 \quad [1-18]$$

Cette droite, de pente $-\dot{m}^2$, traduit la conservation des grandeurs mécaniques. Elle représente dans le repère (p, v) les états du milieu perturbé par une onde de choc, pour une vitesse donnée de propagation de cette onde.

En substituant enfin les équations [1-16] et [1-17] dans l'équation de conservation de l'énergie [1-15], l'équation de la courbe de Hugoniot est obtenue dans le plan (p, v) :

$$h_0 + \frac{\mathcal{W}_0^2}{2} = h_1 + \frac{\mathcal{W}_1^2}{2} \Rightarrow h_0 + \frac{1}{2} v_0^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} = h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}$$

$$\Rightarrow h_1 - h_0 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) \left(\frac{v_0^2}{v_0 - v_1} - \frac{v_1^2}{v_0 - v_1} \right)$$

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) (v_0 + v_1) \quad [1-19]$$

L'enthalpie peut encore s'écrire sous la forme $h = \frac{\gamma p v}{\gamma - 1}$ avec γ l'index polytropique. L'équation de la courbe de Hugoniot dans le plan (p, v) s'écrit alors :

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{1 - \frac{(\gamma - 1)v_1}{(\gamma + 1)v_0}}{\frac{v_1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}{v_0}} \quad [1-20]$$

L'équation [1-20] est établie avec l'équation d'état des gaz parfaits pour les produits de détonation, et l'hypothèse que les capacités calorifiques sont constantes (conditions également appliquées pour les équations suivantes [1-23], [1-24] et [1-26]). L'index

polytropique est donc supposé constant entre produits et réactifs. Il peut toutefois devenir très différent lorsque l'énergie issue de la réaction chimique est élevée.

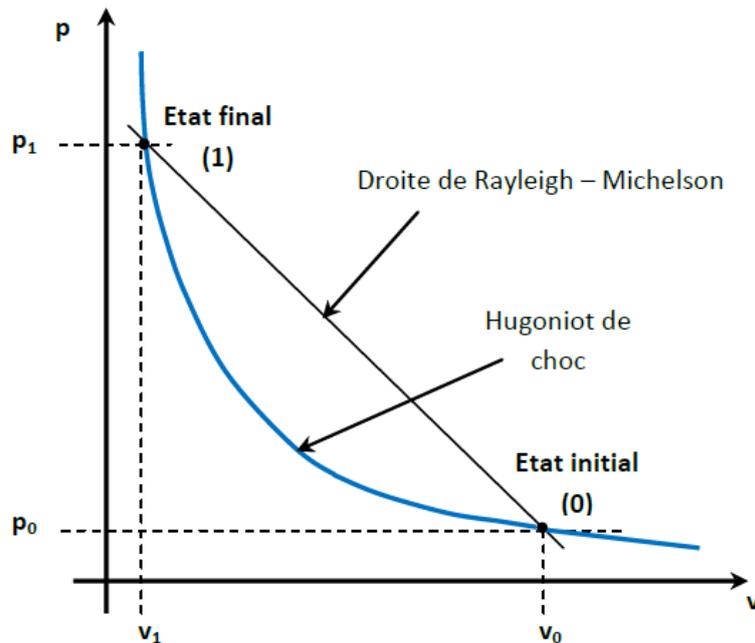


Figure 1-15 : Courbe d'Hugoniot et droite de Rayleigh-Michelson dans le plan (p, v).

En détonation, le milieu choqué réagit, ce que la courbe d'Hugoniot ne prend pas en compte. Il faut donc ajouter à l'équation [1-15] un terme faisant intervenir l'effet thermique de la réaction (chaleur spécifique dégagée par unité de masse, Q) :

$$h_0 + \frac{w_0^2}{2} + Q = h_1 + \frac{w_1^2}{2} \quad [1-21]$$

La chaleur spécifique Q vérifie la relation $Q = h_0^* - h_1^*$ avec h^* l'enthalpie de référence. En introduisant l'enthalpie sensible $\hat{h} = h - h^*$, l'équation [1-19] demeure inchangée par rapport au cas des chocs purs, à ceci près que la chaleur de la réaction intervient :

$$\hat{h}_1 - \hat{h}_0 = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(v_0 + v_1) + Q \quad [1-22]$$

Il s'agit de l'équation de la courbe de Crussard, qui représente les valeurs possibles de la pression dans un milieu perturbé par une onde de détonation pour les différentes valeurs du volume dans le milieu. De manière analogue à l'équation [1-20], elle peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{1 - \frac{(\gamma-1)v_1}{(\gamma+1)v_0} + 2\frac{(\gamma-1)Q}{(\gamma+1)p_0v_0}}{\frac{v_1 - \gamma}{v_0} \frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \quad [1-23]$$

L'intersection de la courbe de Crussard avec la droite de Rayleigh-Michelson définit les caractéristiques thermodynamiques de l'état final du milieu lorsqu'il est soumis à une onde de détonation de célérité connue (Figure 1-16).

La Figure 1-16 ci-dessous permet de distinguer la branche haute des détonations de la branche basse des déflagrations. Les points *P* et *V* sont respectivement les points de combustion isobare et isochore. La tangente de la droite de Rayleigh-Michelson avec la courbe de Crussard donne la solution unique de Chapman-Jouguet (CJ). En ce point, la détonation est sonique par rapport aux gaz brûlés, et aucune perturbation venant des gaz brûlés ne peut affaiblir ou renforcer cette onde. L'onde CJ est stable et autonome.

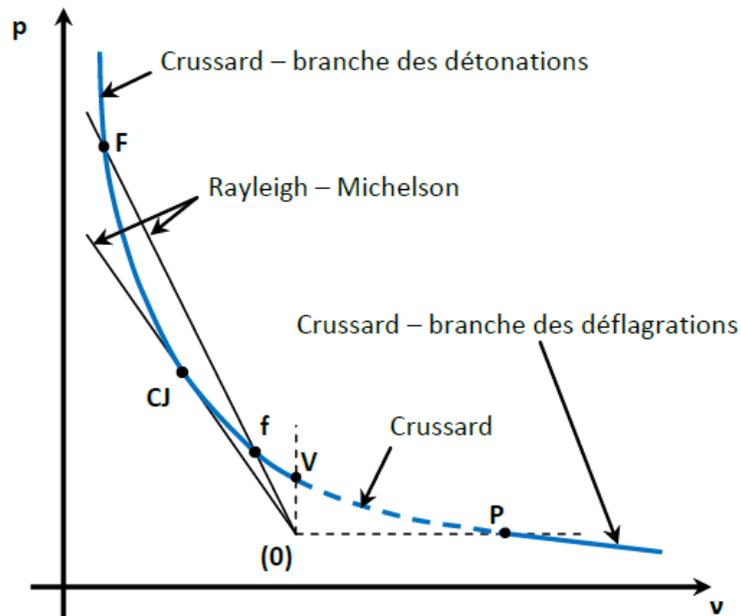


Figure 1-16 : Modèle Chapman-Jouguet dans le plan (*p*, *v*).

Au point CJ, les relations suivantes sont valables dans le cas d'une détonation forte ($D_{CJ}^2/C_{s0}^2 \gg 1$), en supposant un index polytropique constant et une vitesse matérielle u_0 nulle, et en négligeant la pression p_0 devant la pression p_1 dans les relations de saut.

$$D_{CJ} = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \quad [1-24]$$

$$p_{CJ} = \rho_0 \frac{D_{CJ}^2}{\gamma + 1} \quad [1-25]$$

$$T_{CJ} = T_0 \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\rho_0}{p_0} \frac{D_{CJ}^2}{\gamma + 1} \quad [1-26]$$

$$u_{CJ} = \frac{D_{CJ}}{\gamma + 1} \quad [1-27]$$

$$C_{sCJ} = \frac{\gamma D_{CJ}}{\gamma + 1} \quad [1-28]$$

$$\rho_{CJ} = \rho_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma} \quad [1-29]$$

Type	ρ_0 [g/cm ³]	p_{CJ} [Mbar]	D_{CJ} [m/s]	γ
HMX	1,891	0,420	9110	2,740
TNT	1,630	0,210	6930	2,727

Tableau 1-7 : Quelques propriétés à la détonation Chapman-Jouguet pour le HMX et le RDX ([1.138]).

Les états de la courbe de Crussard au-dessus du point CJ sont des détonations fortes, et marquent le passage d'un régime supersonique à un régime subsonique par rapport aux conditions arrières ($D_{CJ}^2/C_{s0}^2 \gg 1$; $D_{CJ}^2/C_{s1}^2 \ll 1$). La détonation forte est instable et non autonome. Si les phénomènes extérieurs qui la soutiennent disparaissent, une onde de détente la rattrape et la relaxe vers l'état stable de Chapman-Jouguet.

Les états entre le point CJ et le point V sont les détonations dites faibles. Elles sont supersoniques par rapport aux conditions arrières ($D_{CJ}^2/C_{s0}^2 \gg 1$; $D_{CJ}^2/C_{s1}^2 \gg 1$). Elles ne sont quasiment jamais observées en pratique.

Les états entre le point V et le point P ne sont pas physiques et ne sont jamais observés.

Enfin, les états décrits en-dessous du point P désignent le domaine de la déflagration pour lequel la célérité du front de flamme est nettement subsonique par rapport à la célérité du son dans l'explosif solide frais.

La propagation de la détonation au point Chapman-Jouguet est illustrée sur la *Figure 1-17*, dans laquelle sont montrées les évolutions de la pression et de la vitesse matérielle u dans le repère lié au laboratoire.

Le point CJ sépare une zone de réaction stationnaire d'épaisseur très petite, se propageant avec une vitesse D_{CJ} constante, et une zone de détente instationnaire, la zone de raréfaction (*Figure 1-17*).

Dans le cas d'une détonation plane stable, dans laquelle la vitesse de réaction chimique est infiniment rapide, la solution est auto-similaire (également appelée solution de Zel'dovich-Taylor). Cela signifie que, quelle que soit la distance $L = D_{CJ} * t$ parcourue par la détonation, la vitesse matérielle u est nulle sur l'intervalle $0 \leq x \leq D * t / 2$ puis croît linéairement de 0 à u_{CJ} sur l'intervalle $D * t / 2 \leq x \leq D * t$.

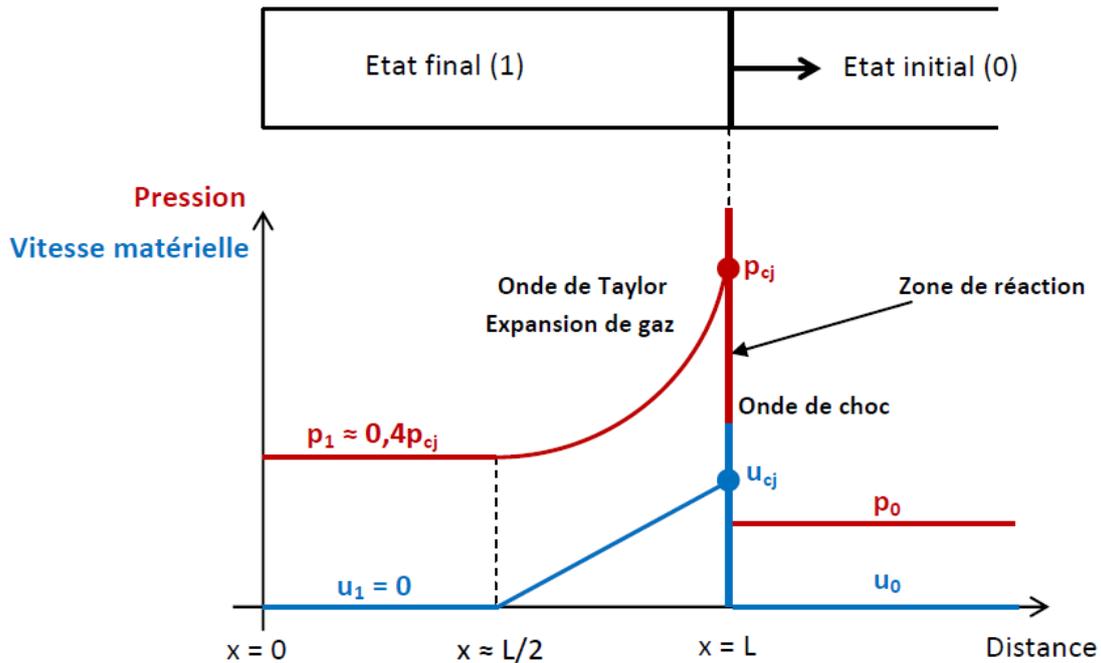


Figure 1-17 : Propagation de la détonation d'après le modèle de Chapman-Jouguet, dans un tube fermé en $x = 0$.

Dans les faits réels, la détonation est une discontinuité qui n'est ni parfaitement plane, ni infiniment mince. Le système réactif évolue sur une zone d'épaisseur finie de l'état initial à l'état final (au point CJ).

3.4.3 Modèle Zel'dovich-von Neumann-Döring (ZND)

L'hypothèse d'une réaction complète instantanée, comme dans le modèle CJ, est une simplification considérable pour modéliser le mécanisme de propagation de la détonation.

Dans la réalité, le milieu réactif frais est soumis à l'onde de choc qui le comprime de façon adiabatique jusqu'à atteindre la température d'auto-inflammation. Après un délai d'inflammation (ou d'induction), le mélange frais s'enflamme, entraînant une libération d'énergie et le commencement de la formation des produits. L'énergie générée par la zone de combustion entretient le choc et celui-ci entretient la combustion. La détonation est dite « auto-entretenu ». La zone de réaction chimique exothermique se déplace à la même célérité constante D que l'onde de choc ([1.139]).

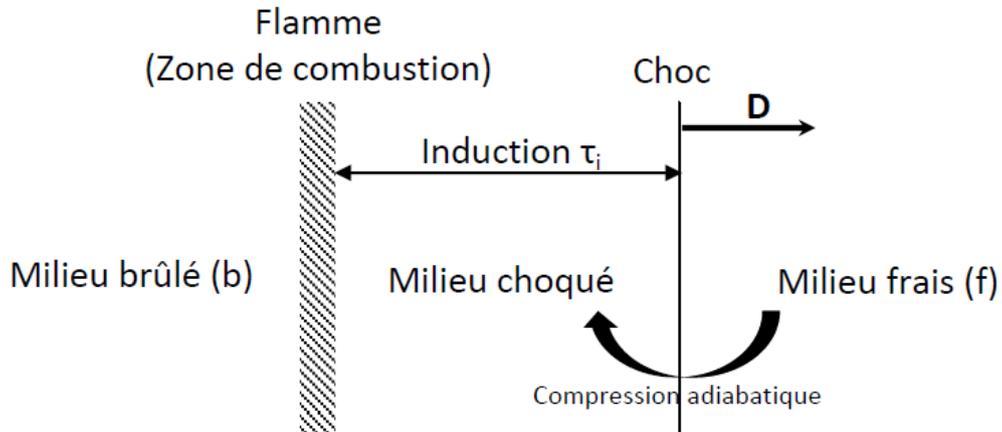


Figure 1-18 : Mécanisme de la détonation.

La théorie proposée par Zel'dovich ([1.56]), von Neumann ([1.57]) et Döring ([1.58]), appelée communément théorie ZND, consiste à considérer une onde de choc monodimensionnelle, plane et stationnaire, comme dans le modèle CJ. Mais, à la différence du modèle CJ, la détonation a une zone de réaction d'épaisseur finie, laquelle suit immédiatement l'onde de choc (Figure 1-19). Cette zone comprend une zone d'induction suivie par une zone de réaction exothermique.

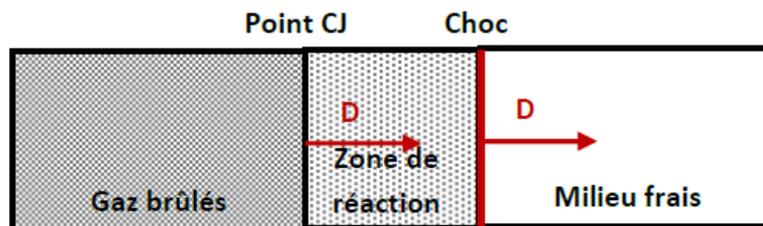


Figure 1-19 : Principe du modèle ZND.

Dans un premier temps, un matériau inerte est comprimé par une onde de choc de manière adiabatique jusqu'à ce que le matériau atteigne la température d'auto-inflammation qui permet d'initier la réaction chimique. Ce pic de pression est appelé le point de von Neumann. Il est représentable sur la courbe d'Hugoniot du matériau non réagi (Figure 1-20).

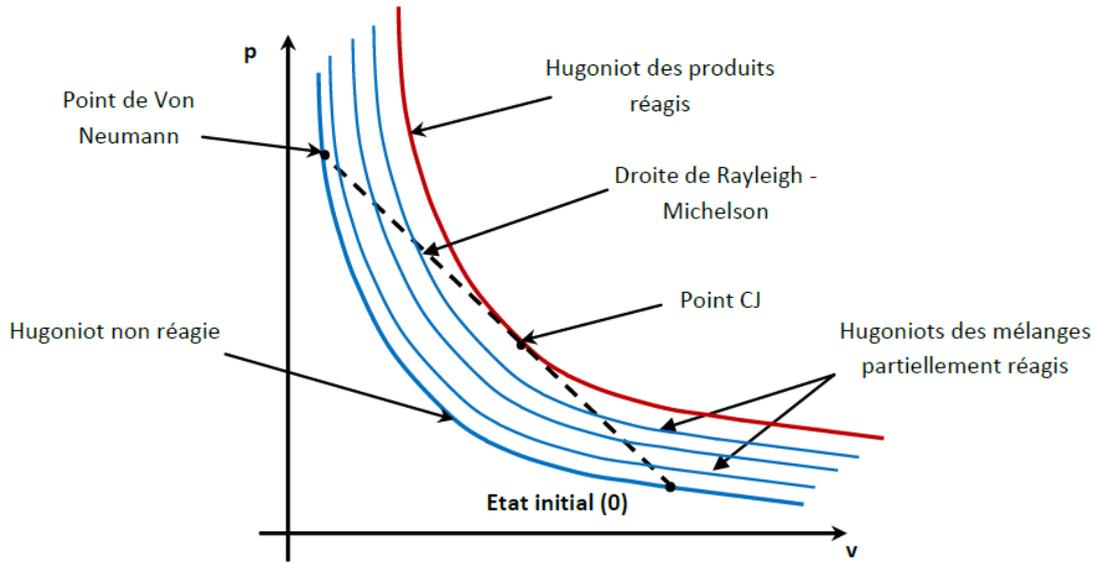


Figure 1-20 : Modèle ZND dans le plan (p, v).

Dans un second temps, la réaction chimique débute. L'Hugoniot du matériau non réagi n'est plus appropriée, et une Hugoniot de mélange entre réactifs et produits est requise. La réaction se poursuit ainsi jusqu'à ce qu'elle soit complète, et la pression à chaque étape de la réaction est déterminée en utilisant une courbe d'Hugoniot différente, correspondant à des taux de réaction différents. La zone de réaction se déplace de manière couplée avec le choc, et l'énergie libérée par la combustion entretient l'onde de choc. L'expansion des produits gazeux à haute pression permet de maintenir la propagation de l'onde de choc. Lorsque le matériau est entièrement réagi, il atteint le point CJ, avant de subir une détente instationnaire dans la zone de raréfaction.

Par rapport au modèle CJ, l'usage d'une succession d'Hugoniots implique un pic de pression, et la considération d'une zone de réaction finie mène à une solution qualitativement différente de celle présentée sur la Figure 1-17 (Figure 1-21).

Sur la Figure 1-21, il faut noter que les paliers de pression et de vitesse matérielle ne sont présents que pour des explosifs dont l'amorçage par choc présente un caractère inductif (gaz, liquides). Dans le cas des solides, celui-ci n'a pas été observé et la détonation se présente sous la forme d'un choc immédiatement suivi d'une détente.

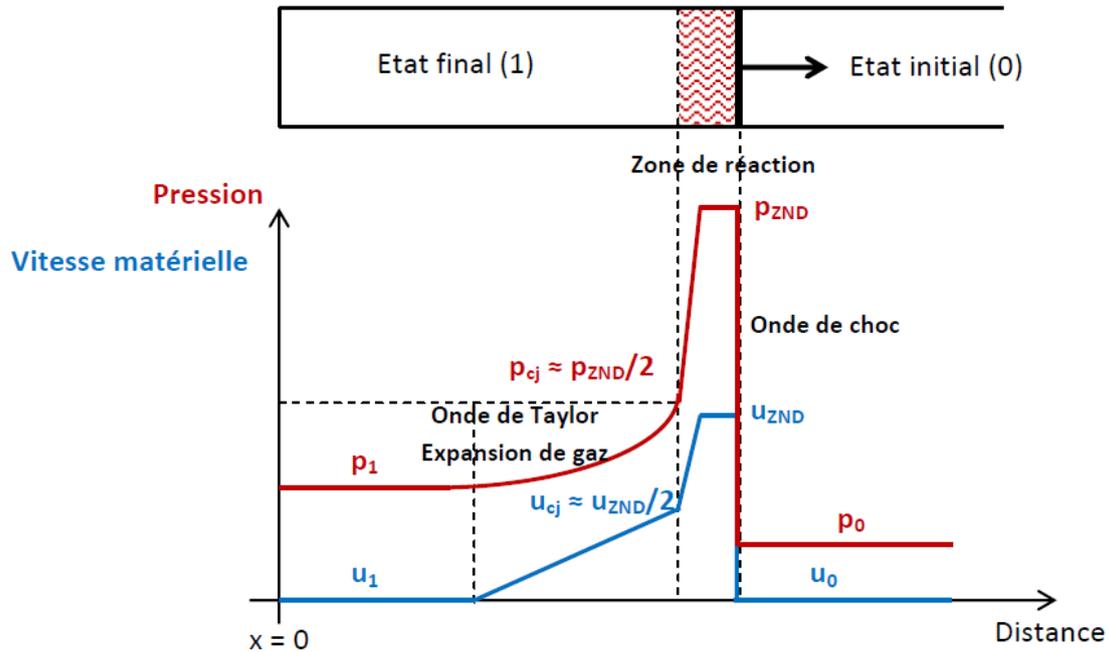


Figure 1-21 : Propagation de la détonation d'après le modèle ZND, dans un tube fermé en $x = 0$.

3.5 Modélisation mathématique de la DDT

Le phénomène se produisant dans le premier étage du DOP est identifié comme étant une DDT n'aboutissant pas à la détonation en raison de la rupture précoce de l'opercule. Afin de pouvoir décrire entièrement les processus physiques qui s'y déroulent, il est donc nécessaire d'utiliser un modèle dynamique complet de DDT.

3.5.1 De la théorie des moyennes à la théorie d'écoulement multiphasique

Il existe quatre catégories de modèles dynamiques pour l'étude du phénomène de DDT, chacune basée sur une théorie différente. Ces modèles apparaissent successivement à partir des années 70, et suivent le progrès des capacités informatiques.

Le premier et le plus ancien de ces modèles est basé sur la théorie des moyennes. Développé par Anderson et Jackson ([1.140]) en 1967, puis par Panton ([1.141]) en 1968, les variables de champ (pression, température, vitesse,...) y sont définies par leurs valeurs moyennes. Dans cette approche, les équations de conservations locales (masse, quantité de mouvement, énergie) sont intégrées sur un large domaine par rapport à l'échelle de l'hétérogénéité des mélanges, de manière à contenir de nombreuses particules, mais sur un petit domaine en comparaison des dimensions globales du flux. Cela permet d'établir un système d'équations différentielles pour la description du milieu biphasique. Par la suite,

cette méthode est reprise et étendue par Whitaker ([1.142]), Harlow et Hamsden ([1.143]), ou encore Gough et Zwarts ([1.85]).

Les résultats obtenus par la théorie des moyennes sont généralement satisfaisants, mais requièrent de très nombreuses données empiriques.

Le second type de modèle, la méthode statistique, est d'abord détaillé par Beran ([1.144]) en 1968, puis par Buyevich ([1.145], [1.146], [1.147]) en 1971 et 1972. Cette méthode se base sur le mouvement aléatoire des phases individuelles (gaz et solide) dans le flux.

Toutefois, les équations statistiques générales n'apportent pas suffisamment de solutions dans la résolution des problèmes multiphasiques et ne tiennent pas compte de flux réactifs. La méthode ne semble donc pas appropriée pour traiter le problème complet de la DDT.

Les premières bases de la théorie des milieux continus, la troisième catégorie de modèle, sont développées par Soo ([1.148]) en 1967, ainsi que par Truesdell ([1.149]) qui présente en 1969 une théorie mathématique du mélange décrivant les interactions entre les phases gazeuses et solides.

Les équations de conservation sont déterminées pour chaque phase et des échanges inter-phasiques de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont pris en compte. Le mélange complet implique la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, et impose enfin des contraintes aux interactions entre les phases.

Dans ce modèle, l'hypothèse est faite que la forme des bilans de moment et d'énergie pour le mélange d'un système multiphasique est la même que pour celle d'un milieu homogène. Autrement dit, le mélange des gaz et du solide est considéré comme un milieu continu.

Le dernier type de modèle se base sur la théorie d'écoulement multiphasique, laquelle est la plus récente dans l'étude du phénomène de DDT. Il s'agit d'une évolution de la théorie des milieux continus qui consiste à considérer deux phases pour un seul flux unidimensionnel. Dans ce cas, il est admis que chaque phase (solide ou gaz) existe dans tout l'espace à n'importe quel moment avec des proportions volumiques variables.

Les équations de conservation pour un flux biphasique sont dérivées selon le concept dit de flux séparés ([1.150]). Il s'agit de deux flux distincts, chacun contenu dans un volume de contrôle différent, mais de telle sorte que la somme des volumes de contrôle correspond au volume de mélange moyen. Avec cette approche, les équations séparées pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie sont dérivées en considérant d'une part les flux traversant les deux faces du volume de contrôle et d'autre part l'ensemble des termes sources existants à l'intérieur des volumes de contrôle.

Pour chaque phase, cinq variables de champ sont à déterminer au cours de la propagation de la flamme, soit un total de dix inconnues : la pression, la température, la

masse volumique, la vitesse et la fraction volumique. Les lois de conservation (trois pour chaque phase), les équations d'état (une pour chaque phase) et la normalisation des fractions volumiques fournissent neuf équations, ce qui laisse le problème indéterminé.

Un traitement complet des flux séparés réactifs implique donc l'existence d'une condition de fermeture. Wallis ([1.150]) suggère pour cela l'hypothèse d'un équilibre de pression entre les phases (soit une seule inconnue de pression), ce qui entraîne un couplage des célérités de son des phases. Ce critère n'est toutefois pas acceptable, en particulier lorsqu'une zone de compaction se forme au cours de la DDT, ce qui oblige à prendre en compte le non-équilibre de la pression.

Il existe cependant d'autres modèles de fermeture. Gough et Zwarts ([1.85]) considèrent par exemple que la phase solide est incompressible, ce qui est également supposé dans le modèle NVA ([1.151]) détaillé ci-dessous. Cette hypothèse revient à considérer que la masse volumique de la phase solide reste constante, ce qui est vérifié pour des pressions ne dépassant pas quelques kbars. Krier et ses collègues ([1.78], [1.79], [1.80], [1.81], [1.82], [1.83], [1.84]) choisissent quant à eux d'exprimer la pression de la phase solide en fonction de l'évolution des propriétés du matériau granulaire. Enfin, Baer et Nunziato ([1.95]) utilisent une équation de compaction qui lie la porosité, la viscosité, les pressions et la taille des grains.

3.5.2 Description du modèle simplifié de DDT considéré

Le code *EFAE*, utilisé pour simuler la combustion dans le DOP et détaillé au **Chapitre 3**, permet de choisir entre différents modèles de DDT qui s'appuient sur la théorie d'écoulement multiphasique, selon laquelle la phase gazeuse et la phase solide sont des milieux continus traités séparément en termes de masse volumique, de pression, de vitesse et de température. Il s'agit du modèle BN ([1.95]), du modèle PSK ([1.97]) et du modèle NVA ([1.151]), lequel est choisi par défaut dans ce projet.

Le modèle NVA s'applique à des pressions faibles par rapport à celles de la détonation, puisqu'il suppose l'incompressibilité du matériau solide. Dans cette étude toutefois, le code *EFAE* n'est nécessaire que jusqu'à des pressions de quelques kbars (voir **Chapitre 3**), ce qui justifie l'utilisation du modèle NVA, plus simple que les modèles BN et PSK.

Ce modèle NVA suit la formulation présentée par Nigmatulin et *al.* ([1.151]), laquelle est constituée des équations de conservation, d'une équation de conservation du nombre de particules, des équations d'état, ainsi que des termes d'interaction entre les phases.

Plusieurs hypothèses sont retenues pour ce modèle ([1.107], [1.108]). Les deux phases sont considérées inter-dispersées mais néanmoins séparées. Elles sont couplées par des termes appropriés de transfert de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Le mélange est considéré comme saturé, ce qui signifie que le volume est partout occupé soit par le solide, soit par le gaz.

Les gaz sont non-visqueux mais leur action sur les particules est visqueuse à travers la trainée. Les propriétés du fluide et les capacités calorifiques sont supposées constantes. Le code *EFAE* considère les valeurs de l'air pour la viscosité des gaz et la conductivité thermique ($\lambda_c = \lambda_{c0} \sqrt{\frac{1}{T_0}}$), lesquelles sont des fonctions connues de la température. L'influence de la viscosité est toutefois négligeable par rapport à celle de la granulométrie.

La taille des particules solides correspond à la taille moyenne de l'ensemble des particules solides du milieu. Les particules solides ne contribuent pas à la pression totale du mélange. Les particules s'enflamment instantanément sur l'ensemble de leur surface dès que leur température atteint la température d'inflammation, supposée constante et intrinsèque à l'explosif considéré. Les particules enflammées brûlent alors de leur surface vers leur cœur selon une loi empirique dépendante de la pression. La combustion des particules se traduit par une perte de masse de la phase solide et par un gain équivalent vers la phase gazeuse. Les effets associés à une combustion instationnaire et aux réactions finies dans la flamme sont négligés.

L'obtention et la discussion de ces hypothèses initiales classiques sont données dans la littérature ([1.72], [1.85], [1.108]).

3.5.2.a Equations de conservation

Les équations de conservation peuvent avoir des formes différentes selon les auteurs. Le modèle PSK ([1.97]), par exemple, reprend en grande partie les équations du modèle BN ([1.95]) en y ajoutant des variables δ_i de valeur 0 ou 1 qui permettent de basculer du modèle BN ($\delta_i = 1$) au modèle PSK ($\delta_i = 0$). Il est ainsi possible de considérer (si $\delta_i = 1$) ou non (si $\delta_i = 0$) un terme d'interaction de phase supplémentaire dans les équations de quantité de mouvement et d'énergie, proportionnel au produit de la pression des gaz avec le gradient de fraction volumique, ainsi que d'inclure ou non le travail dit de compaction dans le bilan d'énergie.

Dans le modèle NVA ([1.151]), les équations en bidimensionnel sont les suivantes pour la phase gazeuse :

- Bilan de masse

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1) + \nabla \cdot (\rho_1 \vec{u}_g) = \mathcal{M} \quad [1-30]$$

- Bilan de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1 \vec{u}_g) + \nabla \cdot ((\rho_1 \vec{u}_g) \otimes \vec{u}_g) = -\varphi \nabla p + \mathcal{M} \vec{u}_p - \vec{\mathcal{F}} \quad [1-31]$$

- Bilan d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1 E_g) + \nabla \cdot [\vec{u}_g (\rho_1 E_g + \varphi p)] = \mathcal{M}(Q + E_p) - \vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{u}_p - \mathcal{Q} \quad [1-32]$$

Avec $E_g = e_g + \frac{1}{2} \vec{u}_g \cdot \vec{u}_g$ et $E_p = e_p + \frac{1}{2} \vec{u}_p \cdot \vec{u}_p$

La signification des termes utilisés dans les équations [1-30] à [1-32] est donnée par :

- t : temps
- x : distance le long de l'axe
- L_c : longueur de charge
- p : pression
- ρ_1 : masse volumique de la phase gazeuse $\rho_1 = \varphi \rho_g$
- ρ_g : masse volumique du gaz
- φ : porosité (fraction volumique occupée par les gaz)
- u_g : vitesse matérielle des gaz
- u_p : vitesse matérielle des particules
- E_g : énergie totale (massique) des gaz
- e_g : énergie interne (massique) des gaz ($e_g = c_{vg} T_g$)
- c_{vg} : capacité massique thermique des gaz à volume constant
- T_g : température des gaz
- E_p : énergie totale (massique) des particules
- e_p : énergie interne (massique) des particules ($e_p = c_{vp} T_p$)
- c_{vp} : capacité massique thermique des particules à volume constant
- T_p : température des particules d'explosif
- Q : chaleur spécifique dégagée par unité de masse par la réaction chimique
- \mathcal{M} : taux de transfert de masse entre les phases par unité de volume
- \mathcal{F} : taux de transfert de quantité de mouvement entre les phases par unité de volume
- \mathcal{Q} : taux de transfert d'énergie entre les phases par unité de volume

Pour la phase solide, les équations sont les suivantes :

- Bilan de masse

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2) + \nabla \cdot (\rho_2 \vec{u}_p) = -\mathcal{M} \quad [1-33]$$

- Bilan de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \vec{u}_p) + \nabla \cdot ((\rho_2 \vec{u}_p) \otimes \vec{u}_p) = -(1 - \varphi) \nabla f_c - \mathcal{M} \vec{u}_p + \vec{\mathcal{F}} \quad [1-34]$$

- Bilan d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 E_p) + \nabla \cdot [\vec{u}_p (\rho_2 E_p + (1 - \varphi) f_c)] = -\mathcal{M} E_p + \vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{u}_p + \mathcal{Q} \quad [1-35]$$

La signification des termes supplémentaires utilisés dans les équations [1-33] à [1-35] est donnée par :

- ρ_2 : masse volumique de la phase condensée $\rho_2 = (1 - \varphi) \rho_{TMD}$

ρ_{TMD} : masse volumique théorique maximale de l'explosif
 f_c : tension inter-granulaire

Il faut noter que, dans certains modèles ([1.72], [1.74], [1.107], [1.152]), l'équation [1-35] n'apparaît pas. Au lieu de considérer un bilan d'énergie pour la phase solide comparable à celui de la phase gazeuse, les auteurs y résolvent l'équation non-stationnaire de la chaleur pour les particules solides sphériques en tout point de la phase solide. En déterminant la distribution de température dans la particule, la température de la surface de la particule peut être connue, puisque les particules ne reçoivent de la chaleur qu'à partir du transfert de chaleur convectif en provenance des gaz. L'inflammation a alors lieu lorsque la température de la surface des particules dépasse une température critique d'inflammation.

3.5.2.b Conservation du nombre de particules

L'équation de conservation du nombre de particules est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_p) + \nabla \cdot (n_p \vec{u}_p) = 0 \quad [1-36a]$$

Avec :

n_p : nombre de particules par unité de volume

Cette équation, présente dans le modèle NVA ([1.151]), n'est pas systématique dans les modèles d'écoulement multiphasique.

Cette équation n'apparaît par exemple pas dans le modèle de Baer et Nunziato ([1.95]). Powers et *al.* ([1.97]) considèrent en revanche la conservation du nombre de particules comme une nécessité pour décrire la combustion de particules en mouvement, et l'incluent dans leur modèle PSK (lorsque $\delta_i = 0$). Dans d'autres études ([1.107], [1.112], [1.153]), cette équation est remplacée par l'équation de l'évolution du rayon des particules qui fait intervenir la vitesse de combustion surfacique de l'explosif $\dot{\omega}$:

$$\frac{\partial}{\partial t}(d_p) + \nabla \cdot (d_p \vec{u}_p) = -2\dot{\omega} \quad [1-36b]$$

Avec :

d_p : diamètre moyen des particules d'explosif

$\dot{\omega}$: vitesse de combustion surfacique de l'explosif, ou loi de Vieille, $\dot{\omega} = \beta p^v$

β : constante du taux de combustion

v : exposant du taux de combustion (adimensionnée)

Ce terme $\dot{\omega}$ est essentiel pour caractériser le déroulement de la combustion. Dans le modèle NVA, il intervient avec le taux de transfert de masse (voir section 3.5.2.d).

3.5.2.c Equations d'état

Les équations d'état jouent un rôle de premier plan dans un modèle. Le code *EFAE* propose différents choix applicables aux produits de détonation, notamment l'équation d'état des gaz parfaits, l'équation HOM ou l'équation JWL, lesquelles sont décrites en détails dans la section 3.6.

L'équation d'état de base utilisée dans le modèle NVA pour les produits de détonation est celle de Virial, qui est une forme de l'équation d'état des gaz parfaits dans laquelle la masse volumique s'exprime en une fonction polynomiale (voir section 3.6.1). Dans cette étude toutefois, l'équation d'état JWL est préférée à l'équation de Virial pour l'étude du phénomène de DDT.

La phase solide est considérée comme incompressible dans de nombreux modèles ([1.84], [1.107]). C'est notamment le cas dans le modèle NVA, où elle est certes considérée comme incompressible mais toutefois déformable, ce qui signifie que sa masse volumique est constante mais qu'elle est sujette à de la tension inter-granulaire (voir section 3.5.2.e). Dans le processus de DDT, il faut toutefois tenir compte de la compressibilité du solide lorsque la pression des gaz devient importante. Typiquement, une relation pour un solide compressible peut s'écrire sous la forme :

$$\rho_2 = \rho_2(p)$$

Gokhale et Krier ([1.108]) considèrent par exemple l'équation de compression de Tait utilisée par Tarver et *al.* ([1.154]) sous la forme :

$$p = \frac{\rho_{20} c_{s0}^2}{\eta} \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right)^\eta - 1 \right] \quad [1-37]$$

La signification des termes utilisés dans l'équation [1-37] est donnée par :

ρ_{20} : masse volumique initiale de la phase solide

c_{s0} : célérité initiale du son

η : constante généralement égale à 3 pour les explosifs comprimés

3.5.2.d Taux de transfert entre les phases

Pour boucler le modèle, il convient enfin de définir les grandeurs d'échanges qui apparaissent dans les équations précédentes. Celles-ci font intervenir le taux de transfert de masse, le taux de transfert de quantité de mouvement et le taux de transfert d'énergie.

Le taux de transfert de masse est donné par :

$$\mathcal{M} = \begin{cases} 0, & T_p < T_{ign} \\ \frac{6}{d_p} \rho_2 (1 + 0,276\sqrt{Re}) \dot{\omega}, & T_p \geq T_{ign} \end{cases} \quad [1-38]$$

Avec :

T_{ign} : température d'inflammation

Re : nombre adimensionné de Reynolds $Re = \rho_g |\vec{u}_g - \vec{u}_p| \varphi d_p / \mu_g$

μ_g : viscosité dynamique des gaz

Dans l'expression de la vitesse de combustion surfacique de l'explosif $\dot{\omega}$, les valeurs pour β et ν varient d'une étude à l'autre selon les caractéristiques et la densité de chargement de l'explosif. A titre d'exemple, Gokhale et Krier ([1.108]) donnent $\beta = 4,48 \cdot 10^{-6} \text{ m/s/Pa}^\nu$ et $\nu = 0,8$. Par ailleurs, ces auteurs définissent une pression critique p^* au-delà de laquelle l'expression du taux de combustion prend la forme suivante :

$$\dot{\omega} = \beta_2 + \beta_3 p, \quad p \geq p^*$$

Avec $\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 6,04 \cdot 10^{-10} \text{ m/s/Pa}$, et $p^* = 27,6 \text{ MPa}$.

La Figure 1-22 permet d'illustrer le phénomène de combustion, et donc la génération d'un flux massique \mathcal{M} pour le cas d'un grain d'explosif isolé.

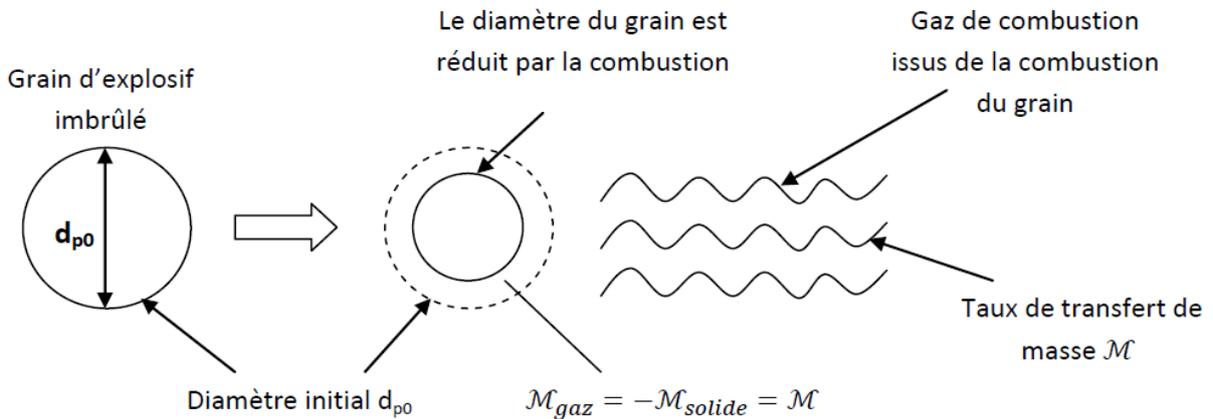


Figure 1-22 : Combustion d'un grain d'explosif isolé et phénomène de génération des gaz.

Le taux de transfert de quantité de mouvement est donné par ([1.151]) :

$$\mathcal{F} = \frac{3}{4} \frac{\rho_2}{\rho_{TMD}} \frac{\rho_1}{d_p} C_d (\vec{u}_g - \vec{u}_p) |\vec{u}_g - \vec{u}_p| \quad [1-39]$$

Avec :

$$C_d = C_{d0} \left[1 + \exp \left(-\frac{0,427}{Ma^{4,63}} \right) \right] \quad [1-40]$$

Dont l'expression de C_{d0} est détaillée par ([1.151]) :

$$C_{d0} = \begin{cases} C_{d1} = \frac{24}{Re} + \frac{4,4}{\sqrt{Re}} + 0,42, & (1 - \varphi) \leq 0,08 \\ \frac{((1-\varphi)-0,08)C_{d2} + (0,45-(1-\varphi))C_{d1}}{0,37}, & 0,08 < (1 - \varphi) < 0,45 \\ C_{d2} = \frac{4}{3\varphi} \left(1,75 + \frac{150(1-\varphi)}{\varphi Re} \right), & (1 - \varphi) \geq 0,45 \end{cases} \quad [1-41]$$

La signification des termes supplémentaires utilisés dans les équations [1-39] à [1-41] est donnée par :

C_d : coefficient de traînée

C_{di} : paramètre associé au coefficient de traînée ($i = 0, 1, 2$)

Ma : nombre adimensionné de Mach $Ma = |\vec{u}_g - \vec{u}_p| / (C_s)_g$

$(C_s)_g$: vitesse du son dans la phase gazeuse

La *Figure 1-23* permet d'illustrer les différents phénomènes qui apparaissent dans l'équation de quantité de mouvement.

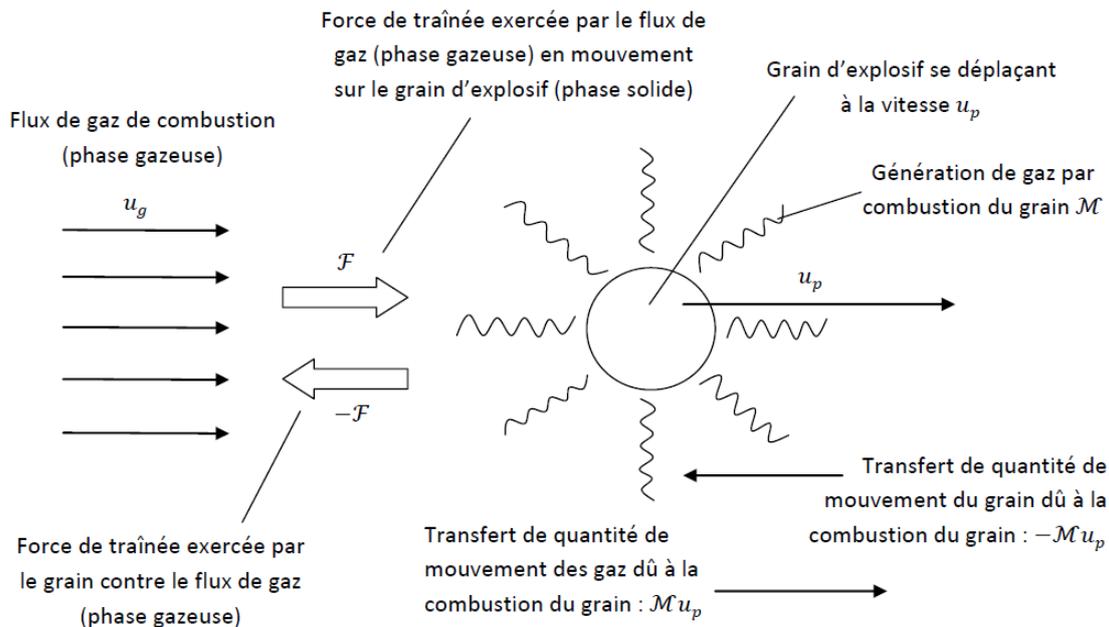


Figure 1-23 : Interactions entre les phases et transfert de quantité de mouvement.

Le taux de transfert d'énergie est donné par ([1.151]) :

$$Q = \frac{6(1-\varphi)}{d_p} \left[\frac{\lambda_{cg} Nu (T_g - T_p)}{d_p} + \zeta \sigma_{Stefan} (T_g^4 - T_p^4) \right] \quad [1-42]$$

Avec :

λ_{cg} : conductivité thermique des gaz

Nu : nombre adimensionné de Nusselt $Nu = 2 + 0,6Pr^{1/3}\sqrt{Re}$

Pr : nombre adimensionné de Prandtl $Pr = \mu_g c_{pg} / \lambda_{cg}$

c_{pg} : capacité massique thermique des gaz à pression constante

ζ : émissivité de la particule

σ_{Stefan} : constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma_{Stefan} = 5,67 \times 10^{-8} W/m^2/K^4$)

3.5.2.e Tension inter-granulaire

La phase condensée peut être davantage comprimée sous l'effet de la pression qui augmente. Une force correspondant à la tension inter-granulaire entre les particules tend à résister à cette nouvelle compression.

La tension inter-granulaire est donnée par ([1.73]) :

$$f_c = \begin{cases} 0, & \varphi \geq \varphi^* \\ \kappa \left[\frac{1}{1-\varphi^*} - \frac{1}{1-\varphi} \right] / (1-\varphi), & \varphi < \varphi^* \end{cases} \quad [1-43]$$

Avec :

φ^* : porosité critique

κ : module de compressibilité

Pour exemple, Kuo et Summerfield ([1.73]) considèrent les valeurs $\varphi^* = 0,45$ et $\kappa = 477$ MPa.

Il existe théoriquement une porosité minimale en deçà de laquelle la compaction n'est plus possible. Dans le cas de particules d'explosif sphériques, incompressibles et au diamètre constant, la porosité minimale serait donnée par une configuration cristalline de type cubique face centrée et correspondrait à $\varphi_{\min} = 0,2595$. Des valeurs plus faibles sont néanmoins possibles dès que les particules solides ne sont plus sphériques ou sont compressibles, ce qui se produit dans la réalité.

Le modèle présenté ici ne prend pas en compte l'existence de cette porosité minimale.

3.6 Complément sur les équations d'état

Le choix des équations d'état pour la modélisation de la DDT est un élément indispensable pour la description du phénomène (voir section 3.5.2.c), puisqu'il conditionne le lien entre les trois grandeurs fondamentales du système que sont la pression, le volume et l'énergie.

Dans le cas de la DDT, deux équations d'état doivent être décrites si la compressibilité des particules est prise en compte, l'une pour la phase solide et l'autre pour la phase gazeuse. Elles peuvent être ou non de même nature (voir cas JWL), mais leurs coefficients sont nécessairement différents.

Cette partie décrit en détail quelques équations d'état existantes, parmi les plus usitées.

3.6.1 De l'équation d'état idéale à l'équation de Noble-Abel

La loi des gaz parfaits, ou loi idéale, est souvent utilisée avec la phase gazeuse pour décrire les processus dans lesquelles les pressions sont relativement faibles, de l'ordre de 200 bars. Son expression est donnée par :

$$pV = NRT \text{ ou } p = \rho \mathcal{R}_m T \quad [1-44]$$

Où p est la pression, V est le volume, N est le nombre de moles, T est la température, \mathcal{R} est la constante universelle des gaz parfaits (d'une valeur de 8,314 J/K/mol), ρ est la masse volumique et \mathcal{R}_m est égal au rapport $\mathcal{R}_m = \mathcal{R}/M_m$ avec M_m la masse molaire.

La loi des gaz parfaits décrit un gaz constitué de particules ponctuelles. Elle est une bonne approximation des gaz réels tant que ses particules sont suffisamment éloignées l'une de l'autre, autrement dit tant que la pression et la masse volumique ne sont pas trop élevées. Au-delà, il faut tenir compte des forces intermoléculaires des gaz (potentiels attractifs et répulsifs) et du volume fini des particules (appelé également le covolume).

Pour des problèmes de chocs ou de détonations, comme le phénomène de la DDT, cette loi conduit à de très larges erreurs et n'est plus du tout applicable.

Une amélioration de l'équation d'état idéale est la loi de Van der Waals, qui tient compte des potentiels des gaz et du covolume en première approximation. Elle est parfois utilisée en balistique puisqu'elle couvre un domaine de pression plus large que la loi idéale.

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \mathcal{R}_m T \quad [1-45]$$

Où $v = 1/\rho$ est le volume spécifique, a et b sont respectivement des constantes représentatives des forces d'attraction et du covolume. En pratique, les expériences montrent que le facteur a n'est pas constant et diminue avec la température ([1.155]).

La constante b représente le covolume, et limite la compression des gaz. Le fait que b soit une constante implique qu'une particule est considérée comme une sphère rigide avec une force de répulsion importante sur les autres particules.

Le terme $\frac{a}{v^2}$ est appelé terme de pression. En balistique, il est souvent d'usage de le négliger devant la pression, bien que cela soit inexact en-deçà de 2500 K. L'équation de Van der Waals prend alors la forme de l'équation dite de Noble-Abel (ou de Clausius) avec un covolume variable :

$$p(v - b(\rho)) = \mathcal{R}_m T \quad [1-46a]$$

En se basant sur des mesures de la masse volumique des gaz produits par des explosifs, Cook ([1.156]) a supposé en 1947 que le covolume est uniquement fonction de la masse volumique. Il néglige ainsi la force attractive entre les particules. Le covolume peut être approximé par une fonction exponentielle pour des masses volumiques inférieures à 2 g/cm³ ([1.156]).

$$b(\rho) = e^{-0,4\rho} \quad [1-46b]$$

La masse volumique ρ_g et la fonction $b(\rho_g)$ s'expriment respectivement en g/cm³ et en cm³/g. Le *Tableau 1-8* fournit quelques valeurs empiriques des covolumes.

Masse volumique ρ [g/cm ³]	$b(\rho)$ [cm ³ /g]
0,005	0,998
0,01	0,996
0,05	0,980
0,1	0,961
0,5	0,819
1,00	0,670
1,50	0,549

Tableau 1-8 : Covolume en fonction de la masse volumique ([1.156]).

Lorsque les pressions dépassent 7000 bars, les lois de Van der Waals et Noble-Abel ne sont toutefois plus applicables.

3.6.2 Equation Becker-Kistiakowsky-Wilson (BKW)

L'équation d'état de Becker-Kistiakowsky-Wilson (BKW) ([1.157], [1.158], [1.159], [1.160]) est une loi semi-empirique qui décrit le comportement des produits de détonation. Bien qu'elle ne dispose pas d'un fondement théorique très conséquent, c'est une loi qui s'accorde bien avec les résultats expérimentaux pour de nombreux explosifs standards, dont

la masse volumique varie entre 1,2 et 2 g/cm³. Cette loi est incluse dans l'équation d'état HOM décrite à la section suivante (section 3.6.3).

BKW se présente sous la forme :

$$\frac{pV_m}{\mathcal{R}T} = 1 + X e^{\alpha_1 X} \quad [1-47]$$

$$\text{Avec } X = \frac{\mathcal{B}}{V_m(T+\theta)^{\alpha_2}}$$

Où p est la pression, V_m est le volume molaire et \mathcal{R} la constante des gaz parfaits. α_1 et α_2 sont des paramètres ajustables pour reproduire les conditions de détonation expérimentales. θ est un terme supplémentaire homogène à une température introduit par Cowan et Fickett ([1.161]) pour éviter que la pression ne tende vers l'infini lorsque la température tend vers zéro. Le paramètre \mathcal{B} est défini par :

$$\mathcal{B} = \alpha_3 \sum_{i=1}^m (\chi_i b_i)$$

Où b_i est le covolume géométrique de l'espèce i , χ_i est la fraction molaire de l'espèce i ($\chi_i = N_i / \sum_{i=1}^m N_i$), et α_3 est un autre paramètre empirique ajustable. Les espèces i correspondent à des produits de détonation.

Le covolume se définit comme le volume occupé par une molécule en rotation autour de son centre de masse. Il se calcule en déterminant le rayon de Van der Waals, multiplié par le facteur 10,46. Cette dernière constante est introduite par Mader ([1.162]) afin d'harmoniser les valeurs du covolume du CO avec celle initialement calculée par Cowan et Fickett ([1.161]). Physiquement, il s'agit du volume effectif moléculaire, c'est-à-dire du volume minimal sous lequel une molécule ne peut être réduite.

Le terme du covolume est discutable ([1.163]), tant par sa définition que par son calcul. Par exemple, Mader ([1.162]) considère que le covolume est intrinsèque à une molécule et ne dépend pas des conditions extérieures (pression, etc.), tandis que Sucasca ([1.163]) introduit le concept d'un covolume dépendant de la masse volumique initiale des explosifs.

Mader propose une description détaillée de l'historique, de l'étalonnage et de l'application de l'équation d'état BKW pour le calcul des états de détonation de plusieurs explosifs ([1.162]). Il utilise deux jeux de paramètres différents, respectivement obtenus par étalonnage du TNT et du RDX (Tableau 1-9) : BKW-TNT applicable pour des explosifs hautement carbonés, et BKW-RDX applicable pour des explosifs hautement oxygénés.

Explosif	α_1	α_2	α_3	θ	Covolume			
					H ₂ O	CO ₂	CO	N ₂
TNT	0,09585	0,5	12,685	400	250	600	390	380
RDX	0,16	0,5	10,91	400	250	600	390	380

Tableau 1-9 : Jeux de paramètres de BKW pour le TNT et le RDX ([1.162]). L'auteur y détermine les covolumes en Å³ (10⁻³⁰ m³).

Toutefois, il existe d'autres étalonnages que ceux de Mader. Certains ont ainsi défini les constantes de telle sorte que l'approximation s'accorde avec des données différentes, ce qui a conduit aux désignations BKW-R ([1.164]), BKW-S ([1.165]), ou encore BKW-C ([1.166]).

La désignation BKW-C ([1.166]), par exemple, résulte d'un étalonnage faisant appel à un algorithme moderne d'optimisation pour déterminer les paramètres globaux et les covolumes qui interpolent au mieux les données expérimentales disponibles (Tableau 1-10).

Constante	BKW-R	BKW-G	BKW-S	BKW-C
α_1	0,176	0,096	0,298	0,403
α_2	0,5	0,5	0,5	0,5
α_3	11,8	17,56	13,1	10,86
θ	1850	4950	6620	5441

Tableau 1-10 : Jeux de paramètres pour l'EOS BKW ([1.166]).

3.6.3 Equation Hell Of Mess (HOM)

L'équation d'état dite Hell Of Mess (HOM) a été développée et est largement utilisée depuis plusieurs décennies par le *Los Alamos National Laboratory* (LANL) ([1.162]) pour la description de la thermodynamique des produits de détonation et de celle des explosifs non réagis. Elle permet de calculer la pression p et la température T à partir de l'énergie interne (massique) e et du volume spécifique v .

Cette équation était utilisée par défaut dans le code *EFAE* pour la description des produits gazeux avant l'implémentation de l'équation d'état JWL, décrite à la section 3.6.4. L'équation d'état HOM sert à effectuer certains calculs dans la suite de ce rapport, notamment concernant l'étude paramétrique de la masse volumique (voir Chapitre 3 – 3.3.3).

Elle utilise une forme de Mie-Gruneisen pour décrire le matériau non réagi, et une forme BKW pour décrire les produits gazeux de réaction.

Pour la phase condensée non réagie, les équations sont les suivantes :

$$p = p_H + \frac{\gamma}{v}(e - e_H) \text{ avec } \gamma = v(\partial p / \partial e)_v \quad [1-48]$$

$$T = T_H + \frac{e - e_H}{c_{vs}}$$

$$e_H = \frac{1}{2} p_H (v_0 - v)$$

L'indice « H » se rapporte à l'Hugoniot. c_{vs} est la capacité calorifique massique du matériau non réagi. p_H est la pression de choc qui est déterminée à partir de l'Hugoniot expérimentale. Elle repose sur une variation linéaire de la vitesse de choc D avec la vitesse matérielle u .

$$D = C_s + su$$

C_s et s , respectivement la vitesse du son et le coefficient hydrodynamique, sont des coefficients constants.

En utilisant les bilans de masse et de quantité de mouvement de la phase solide, une dépendance $p_H(v)$ est obtenue :

$$p_H = \frac{C_s^2 (v_0 - v)}{[v_0 - s(v_0 - v)]^2}$$

T_H est la température de choc qui est déterminée par la technique de Walsh et Christian ([1.167]) et s'écrit sous la forme d'un polynôme de degré 4 et de coefficients \mathcal{P}_0 , \mathcal{P}_1 , \mathcal{P}_2 , \mathcal{P}_3 et \mathcal{P}_4 .

$$T_H = \mathcal{P}_0 + \mathcal{P}_1 \ln v + \mathcal{P}_2 (\ln v)^2 + \mathcal{P}_3 (\ln v)^3 + \mathcal{P}_4 (\ln v)^4$$

Pour les produits gazeux, les valeurs isentropiques de la pression, de la température et de l'énergie sont déduites de l'équation d'état BKW.

$$p = p_{is} + \frac{G}{v} (e - e_{is}) \text{ avec } G = - \frac{d \ln T_{is}}{d \ln v} \quad [1-49]$$

$$T = T_{is} + \frac{e - e_{is}}{c_{vg}}$$

L'indice « is » se rapporte à l'isentrope. c_{vg} est la capacité calorifique massique des produits gazeux. p_{is} est la pression isentropique, qui peut s'exprimer en fonction du volume spécifique des produits de détonation sous la forme d'un polynôme dont les coefficients sont calculés à l'aide d'un code thermodynamique.

Soient \mathcal{A}_n , \mathcal{B}_n et \mathcal{C}_n , des coefficients constants, les grandeurs isentropiques sont alors données par :

$$\ln(p_{is}) = \mathcal{A}_0 + \mathcal{A}_1 \ln v + \mathcal{A}_2 (\ln v)^2 + \mathcal{A}_3 (\ln v)^3 + \mathcal{A}_4 (\ln v)^4$$

$$\ln(e_{is}) = \mathcal{B}_0 + \mathcal{B}_1 \ln p_{is} + \mathcal{B}_2 (\ln p_{is})^2 + \mathcal{B}_3 (\ln p_{is})^3 + \mathcal{B}_4 (\ln p_{is})^4$$

$$\ln(T_{is}) = \mathcal{C}_0 + \mathcal{C}_1 \ln v + \mathcal{C}_2 (\ln v)^2 + \mathcal{C}_3 (\ln v)^3 + \mathcal{C}_4 (\ln v)^4$$

Aux équations pour la phase condensée et les produits de réaction s'ajoutent enfin les équations définissant le mélange de composants solides et gazeux :

$$v = xv_g + (1 - x)v_s \quad [1-50a]$$

$$e = xe_g + (1 - x)e_s \quad [1-50b]$$

$$p = p_g = p_s \quad [1-50c]$$

Où x est la fraction massique d'explosif frais.

L'équation d'état HOM nécessite de nombreux coefficients. Mader ([1.162]) fournit des jeux de données pour quelques explosifs (Nitromethane, PETN, TNT, etc.). Dans les autres cas, l'usage d'un code de calcul thermodynamique est indispensable.

3.6.4 Equation Jones-Wilkins-Lee (JWL)

L'équation d'état Jones-Wilkins-Lee (JWL) ([1.168]) est largement utilisée dans les simulations hydro-réactives pour décrire la thermodynamique des produits de détonation et celle des explosifs non réagis. Il s'agit d'une équation d'état empirique souvent employée pour tous les problèmes à haute pression, notamment la détonation. L'équation JWL est parfois utilisée avec le modèle « Ignition_and_Growth_of_reaction_in_HE » développé par Lee et Tarver pour la modélisation de l'apparition et de la croissance des « points chauds » dans un explosif solide par suite d'un choc ([1.169]).

Cette équation a été implémentée dans le code *EFAE* en remplacement de l'équation d'état HOM pour assurer la continuité avec le logiciel hydrodynamique *LS-DYNA* (voir **Chapitre 3**). Elle est utilisée par défaut pour les produits gazeux dans ce projet.

L'équation d'état JWL se fonde sur trois propriétés majeures. La première propriété, conséquence du modèle CJ, est que la droite de Rayleigh, la courbe de Crussard de choc réactif, et l'isentrope d'expansion sont tangentes au point CJ dans le plan pression-volume. La seconde propriété implique que l'isentrope d'expansion pour les produits de détonation, tracée à partir de n'importe quel point de la courbe de Crussard, coïncide avec la courbe de Crussard dans le plan pression-vitesse matérielle. La dernière propriété indique que la relation pression-vitesse matérielle le long de la courbe de Crussard peut être exprimée en une courbe unique.

L'équation se base également sur deux hypothèses non physiques : le coefficient de Gruneisen et la capacité calorifique sont considérés constants. L'hypothèse d'un coefficient de Gruneisen constant est la plus restrictive ([1.170]).

La formule générale de l'équation d'état JWL est donnée par :

$$p = A \left(1 - \frac{\Gamma}{R_1 \tilde{V}}\right) e^{-R_1 \tilde{V}} + B \left(1 - \frac{\Gamma}{R_2 \tilde{V}}\right) e^{-R_2 \tilde{V}} + \frac{\Gamma e_v}{\tilde{V}} \quad [1-51]$$

Où p est la pression, $\tilde{V} = v/v_0$ est le rapport du volume massique des produits de détonation sur le volume massique initial de l'explosif solide. A et B sont des coefficients linéaires empiriques homogènes à une pression. R_1, R_2 sont des coefficients non linéaires empiriques et sans unité. Γ est le coefficient de Gruneisen. e_v est l'énergie interne volumique ($e_v = \rho e$).

L'équation d'isentrope de JWL se présente sous la forme :

$$p_{is} = Ae^{-R_1\tilde{V}} + Be^{-R_2\tilde{V}} + C\tilde{V}^{-(1+\Gamma)} \quad [1-52]$$

Elle utilise les mêmes coefficients que précédemment en plus d'un troisième coefficient C , homogène à une pression. Cette forme de JWL est celle utilisée dans la formulation de Mie-Gruneisen :

$$e = e_{is}(v) + \frac{v}{\Lambda}(p - p_{is}(v)) \quad [1-53a]$$

$$p_{is}(v) = -(de_{is}(v)/dv) \quad [1-53b]$$

$$\Lambda = -\left(\frac{\partial \ln \Gamma}{\partial \ln v}\right)_{is} = \Gamma = cst \quad [1-53c]$$

$e_{is}(v)$ et $p_{is}(v)$ sont respectivement l'énergie interne (massique) et la pression le long de l'isentrope.

Dans l'équation [1-52], le terme en « A » est prédominant pour les très hautes pressions et ses coefficients (A, R_1) sont donc plus élevés que les autres ($A > B > C, R_1 > R_2$). Le terme en « B » est dominant pour des pressions plus modérées. Le terme de droite prédomine en basse pression et pour de grands volumes spécifiques. Une approximation correcte de ces coefficients donne des valeurs de l'ordre de $R_1/R_2 \approx 4, R_2 \approx 1$ et $\Gamma \approx 0,30$

(Tableau 1-11 et Tableau 1-12).

Pour un explosif de nature et de masse volumique initiale donnés, ces coefficients sont inchangés sur tout l'éventail de pression de l'équation d'état, soit de la pression ambiante jusqu'à plusieurs centaines de kilobar.

	ρ [g/cm ³]	A [Mbar]	B [Mbar]	C [Mbar]	R_1	R_2	Γ	e_{v0} [(Mbar-cm ³)/cm ³]
HMX	1,891	7,783	0,07071	0,00643	4,20	1	0,30	0,1050
TNT	1,630	3,712	0,03231	0,01045	4,15	0,95	0,30	0,07

Tableau 1-11 : Coefficients JWL pour les produits de réaction ([1.138]).

	ρ [g/cm ³]	A [Mbar]	B [Mbar]	R ₁	R ₂	Γ	e_{v0} [(Mbar-cm ³)/cm ³]
PBX 9404 (94% HMX)	1,842	9542	-0,05944	14,1	1,41	0,8867	0,008287
LX-04 (85% HMX)	1,865	7320	-0,052654	14,1	1,41	0,8867	/

Tableau 1-12 : Coefficients JWL pour les explosifs non réagis ([1.119], [1.171]).

4. Mise en mouvement de projectiles par utilisation d'explosifs

Cette partie présente les notions physiques de base de la balistique intérieure qui gouvernent la mise en vitesse d'un projectile au sein d'une arme à feu. De nombreuses similitudes rapprochent en effet l'étude du DOP de ce domaine. Le phénomène des bandes de cisaillement adiabatique y est également abordé.

4.1 Balistique intérieure

La balistique intérieure désigne l'ensemble des phénomènes liés au mouvement d'un projectile au sein du canon d'une arme à feu ou d'un engin propulseur avant son émergence. Ce domaine comprend l'étude du processus d'inflammation décrit dans la partie 2, et de la combustion de l'explosif décrite dans la partie 3.2, mais également l'étude de l'évolution de pression interne, de la mise en mouvement du projectile et de la dynamique du projectile et du tube. Avec les balistiques externe et terminale, la balistique intérieure constitue l'une des trois bases de la balistique.

La balistique intérieure commence par un intense échauffement de la poudre située au dos du projectile, dans la chambre de combustion. Ce transfert s'effectue grâce à un allumeur de forte puissance thermique. Le but de cet allumeur est de provoquer un écoulement de gaz chauds au travers de la charge propulsive pour enflammer les grains de poudre (Figure 1-24). La température surfacique des grains de poudre augmente ainsi par différents processus : conduction de chaleur, convection, radiation. Les grains de poudre s'enflamment sur toute leur surface dès que leur température d'inflammation est atteinte ([1.68], [1.107], [1.108]).

La flamme se répartit ensuite dans toute la charge propulsive et tous les grains de poudre sont allumés. La combustion devient « auto-entretenue ».

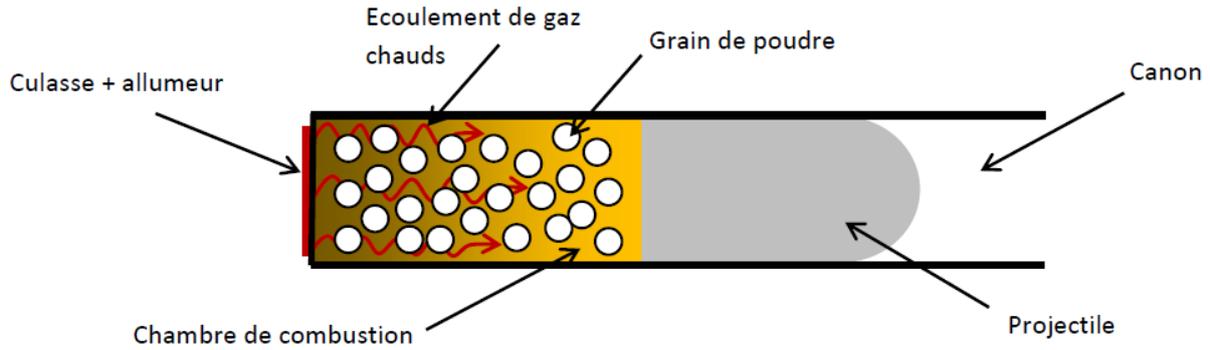


Figure 1-24 : Balistique intérieure – Phase d'inflammation.

L'inflammation est suivie de la combustion. Durant ce processus, les grains de poudre solides brûlent en libérant une quantité importante de gaz à haute énergie. Au début, la combustion a lieu dans la chambre de combustion à volume constant, fermée à l'arrière par la culasse, et à l'avant par le projectile tant que celui-ci est immobile. Pendant ce processus isochore, la pression des gaz s'élève rapidement et le taux de combustion augmente progressivement avec la pression, ce qui provoque une croissance continue du flux massique de gaz de combustion dans la chambre. La résistance au mouvement initial du projectile est élevée en raison de la friction entre le projectile et le canon, ce qui empêche le mouvement du projectile.

La pression dans la chambre de combustion atteint des niveaux de pressions élevés, de l'ordre de quelques milliers de bars selon le type d'armement, avant qu'un mouvement du projectile n'ait lieu. Lorsque ces niveaux sont atteints, au bout de quelques millisecondes, la pression exercée par les gaz au culot du projectile provoque sa soudaine mise en mouvement et le début de sa phase d'accélération (Figure 1-25). Dès lors, une compétition commence entre la diminution de la pression causée par l'augmentation du volume et l'augmentation de la pression due à la combustion de la poudre.

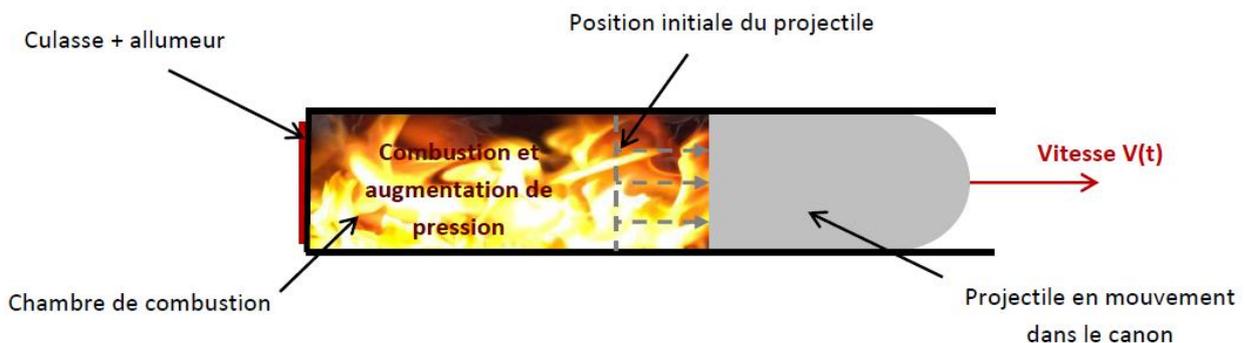


Figure 1-25 : Balistique intérieure – Combustion et propulsion.

Dans un premier temps, la pression ne diminue pas car l'augmentation de volume causée par le déplacement du projectile est compensée par la production de gaz de la poudre propulsive. La pression continue de croître mais de manière moins rapide jusqu'à ce

que le projectile ait parcouru environ un dixième de la longueur du canon, au bout duquel la pression finit par atteindre sa valeur maximale. Selon le calibre de l'arme, cette pression maximale peut être de plusieurs kilobars (environ 7000 bars pour un canon de tank de 120 mm).

Ensuite, le mouvement du projectile est tel que la production de gaz ne compense plus l'augmentation du volume réactif, due à la vitesse croissante du projectile ([1.172], [1.173], [1.174], [1.175]). La pression diminue donc progressivement (Figure 1-26). La combustion se poursuit toutefois dans une moindre intensité jusqu'à ce que toute la poudre soit consommée, ce qui continue d'accélérer le projectile avec la détente des gaz. Lorsque le projectile émerge du canon, la phase dite de balistique intérieure est achevée.

La Figure 1-26 représente l'allure générale de la pression et de la vitesse du projectile en fonction du temps et de la distance. La forme de la courbe peut varier et dépend de plusieurs variables telles que la granulométrie, ou encore la densité de chargement de la charge. Par exemple, avec un chargement identique, des particules de diamètre initial plus élevé ont plutôt pour effet d'abaisser le niveau de la pression maximale et d'élargir l'aire sous la courbe ([1.174]).

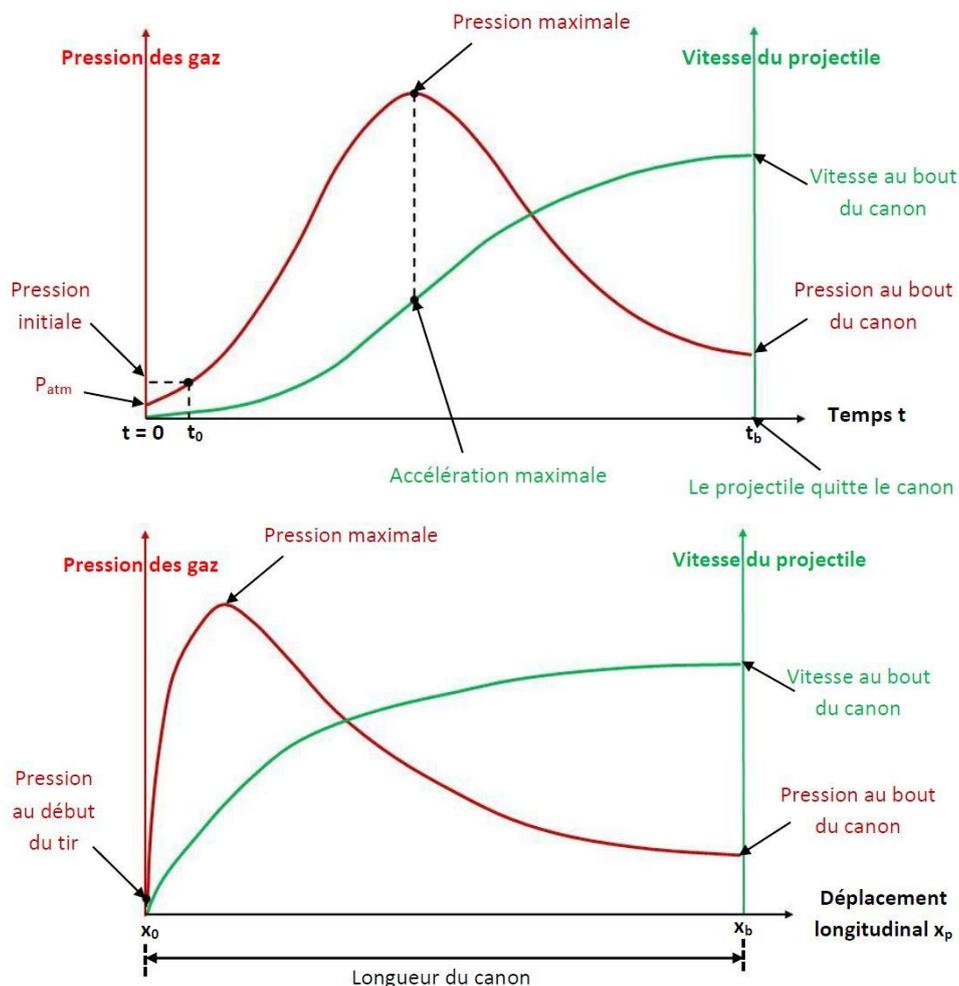


Figure 1-26 : Evolution de la pression des gaz et de la vitesse du projectile en balistique intérieure, en fonction du temps (haut) et de la distance (bas).

Les phénomènes de balistique intérieure se déroulent sur des échelles de temps très courtes, qui varient sensiblement d'une configuration à l'autre mais ne dépassent que rarement les quelques millisecondes ([1.173], [1.174], [1.175]).

Dans le cas d'un cycle balistique optimal, la poudre propulsive doit accélérer le projectile en évitant une pressurisation trop rapide. La porosité, qui conditionne la réactivité de la poudre, doit être mise en regard de la loi de combustion. Si la combustion est trop rapide, une porosité insuffisante peut créer des gradients de pression susceptibles de compacter le lit de poudre et de provoquer la fracturation des grains. Ce phénomène peut considérablement augmenter la surface de combustion et peut conduire à une réaction anormale qui accélère le dégagement d'énergie de manière dangereuse jusqu'à l'apparition prématurée du régime de détonation au sein du canon.

De plus, si le projectile ne se mettait pas en mouvement, la pression continuerait d'augmenter dans un volume clos, jusqu'à atteindre la pression de rupture de la chambre.

L'étude du premier étage du DOP s'apparente donc à un problème de balistique intérieure par certains aspects, comme la configuration, les phénomènes physiques qui lui sont associés, et les contraintes qui lui sont imposées.

D'un point de vue phénoménologique, la montée en pression dans le premier étage et la mise en vitesse du projectile sont à peu près similaires à ceux qui se produisent dans une arme à feu.

D'un point de vue de la configuration, le DOP est constitué d'une chambre de combustion fermée et étanche dans laquelle brûle un explosif condensé, et d'un canon dans lequel un projectile est accéléré sous l'effet des gaz de combustion.

Toutefois, le problème du DOP se distingue d'un cas classique de balistique intérieure sur plusieurs points.

Le premier concerne la taille très réduite (millimétrique) de la chambre de combustion, ce qui empêche par exemple toute mesure directe de la pression au sein de la chambre par des capteurs de pression.

Une autre différence correspond au chargement de la chambre avec un explosif secondaire, au lieu habituellement d'une poudre propulsive en balistique intérieure.

La troisième différence est la densité de chargement de cet explosif ($\approx 1,6 \text{ g/cm}^3$) qui est bien supérieure à celles normalement utilisées pour des poudres propulsives en balistique ($< 1 \text{ g/cm}^3$) ([1.172], [1.174], [1.175]). La porosité y est inférieure à 16 %. Cela présente donc des phénomènes inhabituels pour la quantité d'explosif présente dans ce problème, notamment concernant la Transition Déflagration-Détonation.

La quatrième différence porte sur le niveau de pression dans la chambre de combustion du DOP. Il est en effet bien plus élevé (au-delà de 10 kilobars) que dans des cas classiques de balistique intérieure (de l'ordre de 1 kilobar) ([1.172], [1.173], [1.174]), et il est proche des niveaux de pression atteints au cours du processus de DDT.

Enfin, une différence notable est que la mise en vitesse du projectile passe par une rupture en cisaillement dynamique, selon un phénomène décrit dans la section suivante.

4.2 Bandes de cisaillement adiabatique

En balistique intérieure, le projectile est un objet qui est propulsé par la force s'exerçant directement sur son culot par les gaz de combustion. Dans le DOP, le projectile est une partie de l'opercule fermant la chambre de combustion, qui est cisailé sous l'effet de la force de pression s'exerçant sur la face située du côté de la chambre de combustion par les produits de combustion. Ainsi, le phénomène de propulsion est précédé d'une phase de cisaillement dynamique rapide.

Ce cisaillement rapide est à l'origine de l'apparition de bandes de cisaillement adiabatique (*Figure 1-27*). Il s'agit d'un mode de déformation plastique localisée dans des bandes étroites appelées bandes de cisaillement. Le mécanisme du cisaillement adiabatique a été mis en avant par Zener et Hollomon ([1.176]). C'est un mécanisme important de rupture qui intervient lorsqu'une structure métallique (comme l'Inox 304L qui constitue le DOP) est soumise à des vitesses de sollicitation élevées (cas d'un choc, d'un impact, d'une perforation mécanique). Par exemple, la perforation d'un blindage en acier par un obus ou la rupture de l'enveloppe d'une bombe sont régies par ce mécanisme.

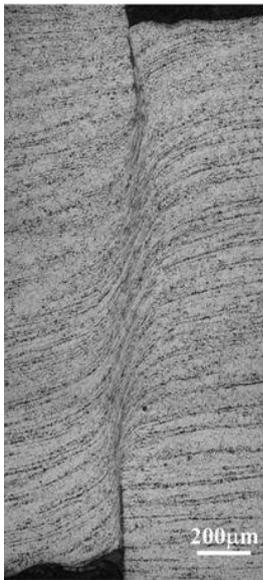


Figure 1-27 : Cliché d'une bande de cisaillement

Au cours d'une déformation, le matériau qui compose la structure dissipe une grande partie de l'énergie de déformation par plasticité, endommagement ou rupture. Toutefois, dans de telles conditions de changement dynamique, l'échelle temporelle de la déformation est bien plus brève que celle des transferts thermiques. Il n'y a pas de transferts de chaleur de la zone de déformation vers l'extérieur. C'est pourquoi le phénomène peut être qualifié d'adiabatique.

La structure subit localement un fort échauffement et une compétition s'opère localement au sein du matériau entre écrouissage plastique (augmentation de la limite élastique avec la déformation plastique) et adoucissement thermique (diminution de la limite élastique avec la température). Cette compétition conduit à une instabilité.

L'adoucissement thermique l'emportant progressivement, une localisation de la déformation s'amorce, préférentiellement sur des inhomogénéités macroscopiques (concentrateurs de contrainte) et/ou mésoscopiques (inclusions,...), et se développe sous la forme de bandes de faible épaisseur, de quelques micromètres à plusieurs dizaines de micromètres. Ces bandes étroites sont qualifiées de bandes de cisaillement adiabatique (en anglais, Adiabatic Shear Bands, ou ASB).

Les bandes de cisaillement adiabatique se caractérisent par plusieurs propriétés ([1.177]) :

- Largeurs très étroites (10-100 μm)
- Déformation de cisaillement localement élevée
- Taux de déformation de cisaillement très élevés (10^4 - 10^6 s^{-1})
- Température locale atteignant plusieurs centaines de degrés
- Vitesse de propagation très rapide (1000 m/s)
- Pas de fissuration en dehors des bandes (le matériau préserve son intégrité)
- Précurseur d'une rupture du matériau

La Figure 1-28 illustre la différence entre un cisaillement uniforme et une bande de cisaillement.

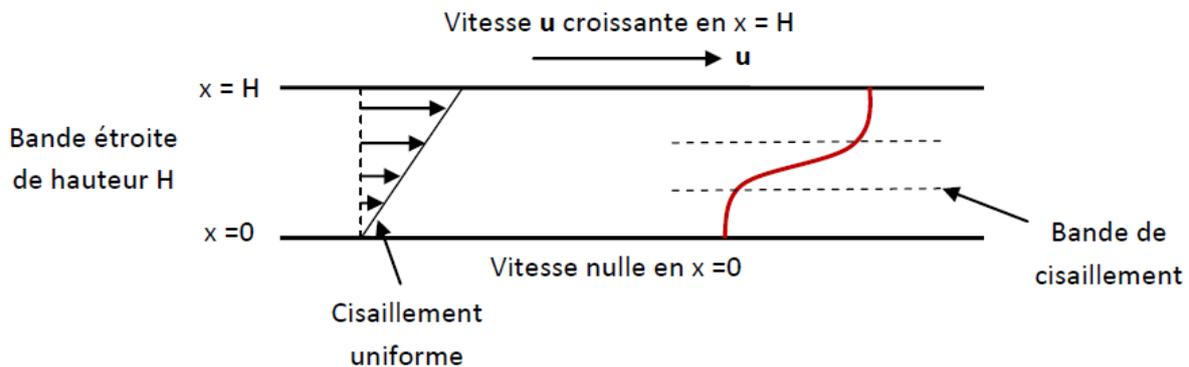


Figure 1-28 : Cisaillement uniforme et bande de cisaillement ([1.177]).

La formation des bandes de cisaillement adiabatique peut être décrite en trois étapes ([1.176], [1.178], [1.179]).

Dans un premier temps, le métal soumis à une contrainte subit une distribution homogène de la déformation plastique.

Dans un second temps a lieu la concentration progressive de la déformation dans une bande de cisaillement de large épaisseur.

Enfin, le dernier processus est la formation et le développement d'une bande de cisaillement localisée de très faible épaisseur qui s'accompagne d'une chute brutale de la contrainte d'écoulement du matériau, rapidement suivie par une rupture.

Les bandes de cisaillement adiabatique ont donc pour origine une instabilité d'origine thermique. Toutefois, le comportement du matériau de la bande reste viscoplastique, et la nature de l'endommagement n'est pas liée à la cavitation, ou à la fissuration, comme c'est souvent le cas. La Figure 1-29 illustre le phénomène d'écrouissage sur la courbe contrainte-déformation isotherme, et l'effet de la température sur la contrainte (phénomène

d'adoucissement thermique). Les traits en pointillés sur cette courbe correspondent au cas adiabatique.

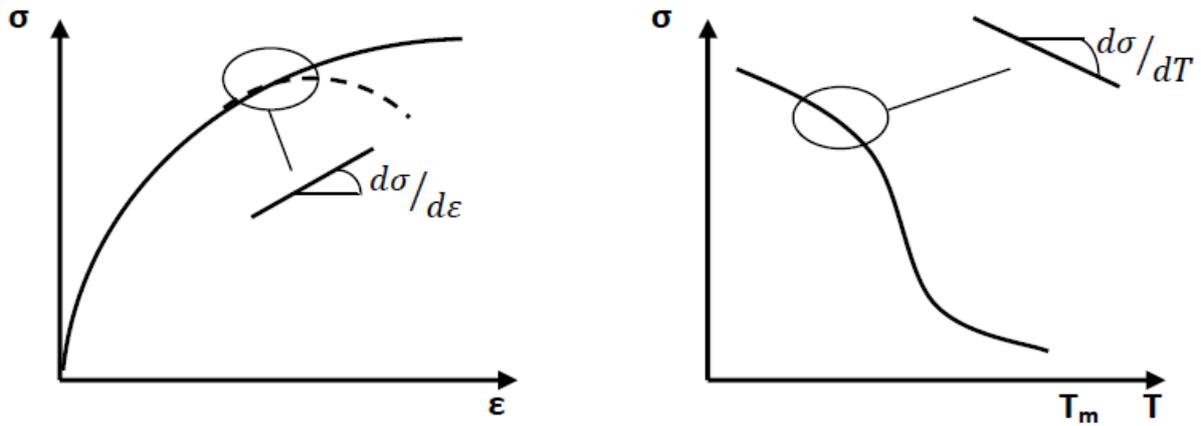


Figure 1-29 : Courbe contrainte-déformation isotherme (à gauche) et effet de la température sur la contrainte (à droite) ([1.179]).

A partir des courbes de la Figure 1-29 la condition d'instabilité peut se traduire par l'équation [1-54] ([1.179]).

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}\right)_T + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)_\varepsilon \frac{dT}{d\varepsilon} = 0 \quad [1-54]$$

Où σ est la contrainte, ε est la déformation et T est la température. Le terme $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}\right)_T$ représente l'écroutissage, et le terme $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)_\varepsilon$ traduit l'adoucissement thermique.

Le travail dW correspond à l'aire sous la courbe contrainte-déformation (Figure 1-30).

$$dW = \sigma d\varepsilon \quad [1-55]$$

L'évolution de température est donnée par :

$$dT = \frac{dW}{\rho c_p} \quad [1-56]$$

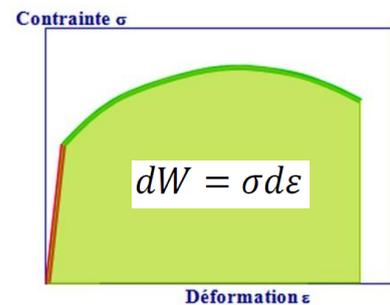


Figure 1-30 : Courbe contrainte-déformation.

Où ρ est la masse volumique du matériau, et c_p est sa capacité calorifique. Dans ces conditions, en supposant que tout le travail de la déformation est transformé en chaleur, l'équation [1-54] devient ([1.179]) :

$$\frac{\sigma}{\rho c_p} \frac{d\sigma}{dT} \geq \left| \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right| \quad [1-57]$$

Cette condition d'instabilité peut être utilisée pour évaluer la prédisposition des matériaux au cisaillement adiabatique lorsqu'il n'y a pas de perte de chaleur. Les valeurs de chaque paramètre γ sont facilement estimables et, bien souvent, il est supposé que la température au sein du matériau évolue linéairement, depuis la température ambiante jusqu'au point de fusion ([1.179]). La condition d'instabilité est nécessaire mais néanmoins non suffisante pour prédire l'apparition de la localisation sous la forme de cisaillement adiabatique.

Compte-tenu de l'utilisation de l'Inox 304L pour la fabrication du DOP, le *Tableau 1-13* résume les propriétés principales de ce matériau.

Grandeur	Valeur	Unité
Masse volumique	7939	kg/m ³
Résistance élastique	0,192	GPa
Résistance à la traction	0,495	GPa
Module d'élasticité	196,3	GPa
Coefficient de Poisson	0,275	-
Module de cisaillement	86	GPa
Coefficient de Gruneisen	1,67	-
Vitesse du son C_s dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	4,61	km/s
Coefficient hydrodynamique s dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	1,611	-
Conductivité thermique à 20 °C à 500 °C	15,2 21,4	J/m/s/K
Capacité calorifique	500	J/kg/K
Température de fusion	1700	K

Tableau 1-13 : Quelques propriétés de l'Inox 304L ([1.180], [1.181], [1.182], [1.183]).

Des travaux de Wright et Batra ([1.184]), Marchand et Duffy ([1.178]) et Daridon et al. ([1.185]) approfondissent la compréhension de ces comportements, et présentent plusieurs modèles qui prennent en compte ce phénomène.

5. Conclusion : Identification et classement provisoire des paramètres

Le principal objet des travaux décrits dans ce mémoire est la modélisation de la combustion dans le premier étage du DOP. Les expériences préliminaires menées à l'ISL ([1.19], [1.43], [1.186]) ont fourni des données sur la pression en chambre du DOP qui,

confrontées à la littérature (voir partie 3), tendent à montrer que la réaction se produisant dans la chambre de combustion, avec un explosif de granulométrie donnée, est le début d'une Transition Déflagration-Détonation (DDT) qui ne parvient pas à son terme, autrement dit qui n'entre pas en régime de détonation pour la taille de grain donnée.

A ce titre, les paramètres influents du DOP peuvent être identifiés comme les mêmes paramètres qui influencent le phénomène de DDT. En se basant sur les études trouvées dans la littérature, il est possible de classer provisoirement ces paramètres du plus influent au plus négligeable. Chaque paramètre ayant une influence directe sur les autres, le classement reste toutefois discutable à ce stade.

Le premier paramètre est la nature de l'explosif dont dépendent les propriétés thermiques, chimiques et mécaniques qui sont à l'origine du phénomène de décomposition de l'explosif. L'utilisation d'un Octogène est figée par la définition du composant.

La granulométrie est un autre paramètre majeur puisqu'il influe grandement sur la vitesse de combustion *via* la taille et la géométrie des grains, la présence ou non de défauts, et donc sur la valeur de la surface spécifique de l'échantillon. Aucune détonation n'a été observée dans les essais préliminaires réalisés pour une taille de grain donnée. Cependant, il n'est pas exclu que certaines anomalies peuvent survenir lorsque la taille de grain diminue. Le modèle considéré doit prévoir la taille critique du grain pour la DDT.

La densité de chargement, ou la porosité, est un autre paramètre qui joue un rôle prépondérant dans le processus de DDT, et qui conditionne des mécanismes clefs tels que la combustion convective.

Enfin, le confinement influe sur le profil de pression, tandis que les conditions ambiantes peuvent modifier les propriétés réactives de l'explosif, et donc favoriser ou pénaliser la combustion.

Ces quatre paramètres sont les principaux points susceptibles d'influencer le comportement du premier étage, et sont à étudier individuellement pour envisager leur hiérarchisation. Par ailleurs, la finalité du 1^{er} étage étant la propulsion du projectile, il faudra pour cela décrire l'ensemble des processus, à savoir l'interaction entre les produits de combustion et l'opercule, le cisaillement et la rupture de ce dernier, et la mise en vitesse de la partie centrale.

Références bibliographiques du Chapitre 1

- [1.1] Akhavan, J. (2004). *The chemistry of explosives*. RSC Paperbacks.
- [1.2] Menikoff, R., & Sewell, T. D. (2001). *Constituent Properties of HMX Needed for Meso-Scale Simulations*. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.
- [1.3] Yoh, J. J., McClelland, M. A., Nichols, A. L., Maienschein, J. L., & Tarver, C. M. (2006). Recent Advances in Thermal Explosion Modeling of HMX-Based High Explosives. *13th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 672-680). Norfolk.
- [1.4] Gonthier, K. A., & Powers, J. M. (2000). A High-Resolution Numerical Method for a Two-Phase Model of Deflagration-to-Detonation Transition. *Journal of Computational Physics*, 163, 376-433.
- [1.5] Gibbs, T. R., Baytos, J. F., Morris, C. E., Marsh, S. P., Popolato, A., Hoyt, M. S., et al. (1980). *LASL Explosives Property Data* (Los Alamos series on dynamic material properties ed.). Berkeley, California, USA: University of California Press.
- [1.6] Vilyunov, V. N., & Zarko, V. E. (1989). *Ignition of Solids*. Amsterdam: Elsevier.
- [1.7] Inami, S. H., McCulley, L., & Wise, H. (1969). Ignition Response of Solid Propellants to Radiation and Conduction. *Combustion and Flame*, 13(5), 531-540.
- [1.8] Mikheev, V. F., & Khlevnoi, S. S. (1970). Pyroxylin Ignition. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 6(2), 176-181.
- [1.9] Stovbun, V. P. (1976). *Ignition of Heterogeneous Systems With Condensed Products by Light Flux*. Dissertation, Institute of Chemical Physics, Chernogolovka.
- [1.10] Vilyunov, V. N., Kutznetsov, V. T., & Skorik, A. I. (1977). Ignition of Nitrocellulose by High Intensity Light Flux. *Proceedings of the 4th All-Union Symp. on Combustion and Explosion*, (pp. 278-281). Moscow.
- [1.11] Fauveau, J., Tavernier, P., Trombe, F., & Foex, M. (1961). Ignition of Powders by Sun Energy. *Colloques Internationaux du Centre National de la Recherche Scientifique*, 85, pp. 383-397. Paris.
- [1.12] Merzhanov, A. G., & Averson, A. E. (1971). The Present State of the Thermal Ignition Theory. *Combustion and Flame*, 16(1), 89-124.

- [1.13] Deluca, L., Caveny, L. H., Ohlemiller, T. J., & Summerfield, M. (1976). Radiative Ignition of Double Base Propellants: I. Some Formulation Effects. *AIAA Journal*, 14(7), 940-946.
- [1.14] Deluca, L., Caveny, L. H., Ohlemiller, T. J., & Summerfield, M. (1976). Radiative Ignition of Double Base Propellants: II. Pre-ignition Events and Source Effects. *AIAA Journal*, 14(8), 1111-1117.
- [1.15] Strakovskiy, L. G., & Frolov, E. I. (1980). Properties of the Ignition of Semitransparent Volatile Explosives by a Monochromatic Light Flux. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 16(5), 140-147.
- [1.16] Strakovskiy, L., Cohen, A., Fifer, R., Beyer, R., & Forch, B. (1998). *Laser ignition of propellants and explosives*. Army Research Lab Aberdeen proving ground md.
- [1.17] Kuo, K. K., Kim, J. U., Fetherolf, B. L., & Torikai, T. (1993). Preignition Dynamics of RDX-Based Energetic Materials Under CO₂ Laser Heating. *Combustion and Flame*, 95(4), 351-361.
- [1.18] Merson, J. A., Salas, F. J., & Harlan, J. G. (1993). *The development of laser ignited deflagration-to-detonation transition (DDT) detonators and pyrotechnic actuators*. Sandia National Labs., Albuquerque.
- [1.19] Moulard, H., Ritter, A., & Dilhan, D. (2004). Design and Performance of Laser Diode Initiators for Space Use. *31st Int. Pyrotechnics Seminar*, (pp. 127-132). Fort-Collins.
- [1.20] Liao, Y. C., Kim, E. S., & Yang, V. (2001). A comprehensive analysis of laser-induced ignition of RDX monopropellant. *Combustion and Flame*, 126(3), 1680-1698
- [1.21] Pikhtin, A. N. (2001). *Optical and Quantum Electronics*. Moscow: Vysshaya Shkola.
- [1.22] Duginov, E. V., & Khanef, A. V. (2011). Effect of the Temperature Dependence of the Absorption Coefficient on the Critical Energy of Ignition of Condensed Substances by a Laser Pulse. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 47(4), 490-497.
- [1.23] Harrach, R. J. (1976). Estimates on the ignition of high-explosives by laser pulses. *Journal of Applied Physics*, 47(6), 2473-2482.
- [1.24] Harkoma, M. (2010). *Confinement in the Diode Laser Ignition of Energetic Materials*. Tampereen teknillinen yliopisto. Julkaisu-Tampere University of Technology.

- [1.25] Kovalskii, A. A., Khlevnoi, S. S., & Mikheev, V. F. (1967). The ignition of ballistic powders. *Combustion, Explosions, and Shock Waves*, 3(4), 323-331.
- [1.26] Brish, A. A., Galeev, I. A., Zaitsev, B. N., Sbitnev, E. A., & Tatarintsev, L. V. (1969). Mechanism of initiation of condensed explosives by laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 5(4), 326-328.
- [1.27] Östmark, H., & Roman, N. (1993). Laser ignition of pyrotechnic mixtures: ignition mechanisms. *Journal of applied physics*, 73(4), 1993-2003.
- [1.28] Bourne, N. K. (2001). On the laser ignition and initiation of explosives. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 427(2010), 1401-1426.
- [1.29] Kuznetsov, V. T., & Marusin, V. P. (1973). The Mechanism of Chemical Reactions Excitation in Condensed Systems. *Proceedings of the Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics*, 3, pp. 125-129. Tomsk.
- [1.30] Aleksandrov, V. I. (1975). Measurement of Optical Properties of Some Explosives. *Explosives and Propellants*, 3, 67-68.
- [1.31] Dik, I. G., Zurer, A. B., & Kuznetsov, V. T. (1979). Critical Events in the Process of RDX + 1% C Ignition. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 15(3), 77-80.
- [1.32] Strakovskiy, L. G., Ulyakov, P. I., & Frolov, E. I. (1977). Ignition of Some High Explosives by a Laser Radiation. *Combustion of Condensed Systems*, (pp. 8-12). Chernogolovka.
- [1.33] Strakovskiy, L. G. (1980). *Investigation of High Explosives Ignition by a Laser Radiation*. Moscow.
- [1.34] Frank-Kamenetskii, D. A. (1939). Calculation of thermal explosion limits. *Acta Phys.-Chim*, 10(365), 193.
- [1.35] Lee, J. H. (1977). Initiation of gaseous detonation. *Annual Review of Physical Chemistry*, 28(1), 75-104.
- [1.36] Lee, J. H., Knystautas, R., & Yoshikawa, N. (1978). Photochemical initiation of gaseous detonations. *Acta Astronautica*, 5(11), 971-982.

- [1.37] Aleksandrov, E. I., & Tsipilev, V. P. (1984). Effect of the pulse length on the sensitivity of lead azide to laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 20(6), 690-694.
- [1.38] Tarzhanov, V. I., Zinchenko, A. D., Sdobnov, V. I., Tokarev, B. B., Pogrebov, A. I., & Volkova, A. A. (1996). Laser initiation of PETN. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 32(4), 454-459.
- [1.39] Tarzhanov, V. I., Zinchenko, A. D., Smirnov, B. N., Pogrebov, A. I., Sdobnov, V. I., & Tokarev, B. B. (1996). PETN initiation by a light-induced explosion of a metal film. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 32(2), 214-218.
- [1.40] Volkova, A. A., Zinchenko, A. D., Sanin, I. V., Tarzhanov, V. I., & Tokarev, B. B. (1977). Time characteristics of laser initiation of PETN. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 13(5), 645-650.
- [1.41] Hagan, J. T., & Chaudhri, M. M. (1983). Low energy laser initiation of single crystals of single crystal of b-lead azide. *Proc. 7th Symp. (Int.) on Detonation*, 16, pp. 735-744.
- [1.42] Östmark, H. (1985). Laser as a tool in sensitivity testing of explosives. In J. M. Short (Ed.), *Proceedings of the 8th Symp. (Int.) on Detonation* (pp. 473-484). White Oak: Naval Surface Weapons Center.
- [1.43] Moulard, H., Fousson, E., Ritter, A., & Mory, J. (2011). Control of the Functioning Time of an all Secondary Laser Ignited Detonator. *EUROPYRO 2011 11th IPS*. Reims.
- [1.44] Aleksandrov, E. I., & Voznyuk, A. G. (1978). Initiation of lead azide with laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 14(4), 480-484.
- [1.45] Aleksandrov, E. I., & Tsipilev, V. P. (1982). Effect of pressing pressure on the sensitivity of lead azide to the action of laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 18(2), 215-218.
- [1.46] Aleksandrov, V. E., Dolgolaptev, A. V., Ioffe, V. B., & Levin, B. V. (1985). Inflammation of porous systems by monopulse laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 21(1), 54-57.
- [1.47] Paisley, D. L. (1989). *Laser-driven miniature flyer plates for shock initiation of secondary explosives*. Los Alamos National Lab.

- [1.48] Östmark, H., Carlson, M., & Ekvall, K. (1994). Laser ignition of explosives: Effects of laser wavelength on the threshold ignition energy. *Journal of energetic materials*, 12, 63-83.
- [1.49] Goveas, S. G., Drake, R. C., & Field, J. E. (1999). A study of the laser ignition of HMX/carbon black compositions. *Energetic materials- Modelling of phenomena, experimental characterization, environmental engineering*, 22-1.
- [1.50] Renlund, A. M., Stanton, P. L., & Trott, W. M. (1989). Laser Initiation of Secondary Explosives. *Proceedings of the 9th Symp. (Int.) Detonation*, (p. 1118). Portland.
- [1.51] Berthelot, M., & Vieille, P. (1881). *Compte-Rendus Hebdomadaires Scéances Académies des Sciences*, 93(18).
- [1.52] Mallard, E., & Le Chatelier, H. (1881). *Compte-Rendus Hebdomadaires Scéances Académies Sciences*, 93(145).
- [1.53] Chapman, D. L. (1899). On the rate of Explosion in Gases. *Philos. Mag.*, 47, 90-104.
- [1.54] Jouguet, E. (1905). On the Propagation of Chemical Reactions in Gases. *J. de Mathématiques Pures et Appliquées*, 1, 347-425.
- [1.55] Jouguet, E. (1906). On the Propagation of Chemical Reactions in Gases. *J. de Mathématiques Pures et Appliquées*, 2, 5-85.
- [1.56] Zel'dovich, Y. B. (1940). On the Theory of the Propagation of Detonation in Gaseous Systems. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 10, 542-568.
- [1.57] Von Neumann, J. (1942). *Theory of Detonation* (Vol. 6). (A. J. Taub, Ed.) New-York, USA: Macmillian.
- [1.58] Döring, W. (1943). On Detonation Processes in Gases. *Ann. Phys.*, 43, 421-436.
- [1.59] Andreev, K. K. (1944). The problem of the mechanisms of the transition from burning to detonation in explosives. *J. phys. Chem.*, 17, 533-537.
- [1.60] Maček, A. (1959). Transition from deflagration to detonation in cast explosives. *J. Chem. Phy.*, 31(1), 162-167.

- [1.61] Gipson, R. W., & Maček, A. (1962). Flame fronts and compression waves during transition from deflagration to detonation in solids. In Elsevier (Ed.), *8th Symp. (Int.) on Combustion*, 8, pp. 847-854. Baltimore.
- [1.62] Griffiths, N., & Grocock, J. M. (1960). The burning to detonation of solid explosives. *J. Chem. Soc.*, 814, 4145.
- [1.63] Andreev, K. K., & Chuiko, S. V. (1963). Transition of the Burning of Explosives Into an Explosion. I. Burning of Powdered Explosives at Constant High Pressures. *Russian Journal of Physical Chemistry*, 37, 695-699.
- [1.64] Belyaev, A. F., Korotkov, A. I., & Sulimov, A. A. (1966). Breakdown of Surface Burning of Gas-Permeable Porous Systems. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 2, 47-58.
- [1.65] Bobolev, V. K., Margolin, A. D., & Chuiko, S. V. (1966). Stability of Normal Burning of Porous Systems at Constant Pressure. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 2, 24-32.
- [1.66] Korotkov, A. I., Sulimov, A. A., Obmenin, A. V., Dubovitskii, V. F., & Kurkin, A. I. (1969). Transition From Combustion to Detonation in Porous Explosives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 5, 315-325.
- [1.67] Obmenin, A. V., Korotkov, A. I., Sulimov, A. A., & Dubovitskii, V. F. (1969). Propagation of Predetonation Regimes in Porous Explosives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 5, 461-470.
- [1.68] Nigmatulin, R. I. (1970). *Prikl. Matemat. Mekh.*, 34, 1097-1112.
- [1.69] Belyaev, A. F., Bobolev, V. K., Sulimov, A. A., Korotkov, A. I., & Chuiko, S. V. (1973). *The Transition of the Combustion of Condensed Systems to Explosion*. Moscow.
- [1.70] Ermolaev, B. S., Khasainov, B. A., Borisov, A. A., & Korotkov, A. I. (1975). Convective-combustion propagation in porous low and high explosives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 11(5), 720-730.
- [1.71] Sulimov, A. A., Ermolaev, B. S., Borisov, A. A., Korotkov, A. I., Khasainov, B. A., & Kharpovsky, V. E. (1976). On the mechanism of deflagration to detonation transition in gas-permeable high explosives. In O. o. Research (Ed.), *Proceedings of the 6th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 250-257).
- [1.72] Kuo, K. K., Vichnevetsky, R., & Summerfield, M. (1973). Theory of flame front propagation in porous propellant charges under confinement. *AIAA Journal*, 11(4), 444-451.

- [1.73] Kuo, K. K., & Summerfield, M. (1974). Theory of Steady-State Burning of Gas-Permeable Propellants. *AIAA Journal*, 12(1), 49-56.
- [1.74] Kuo, K. K., Koo, J. H., Davis, T. R., & Coates, G. R. (1976). Transient combustion in mobile gas-permeable propellants. *Acta Astronautica*, 3, 573-591.
- [1.75] Bernecker, R. R., & Price, D. (1974). Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives-I. Experimental Arrangement and Behavior of Explosives which fail to exhibit Detonation. *Combustion and Flame*, 22, 111-118.
- [1.76] Bernecker, R. R., & Price, D. (1974). Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives-II. Transitional Characteristics and Mechanisms Observed in 91/9 RDX/Wax. *Combustion and Flame*, 22, 119-129.
- [1.77] Bernecker, R. R., & Price, D. (1974). Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives-III. Transitional Proposed Mechanisms for Transition and Comparison with Other Proposals in the Literature. *Combustion and Flame*, 22, 161-174.
- [1.78] Van Tassel, W. F., & Krier, H. (1975). Combustion and Flame Spreading Phenomena in Gas-Permeable Explosive Materials. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18, 1377-1386.
- [1.79] Krier, H., Dimistein, M., & Gokhale, S. S. (1976). *Reactive two-phase flow models applied to the prediction of detonation transition in granulated solid propellant*. Technical Report AAE 76-3, University of Illinois, Aeronautical and Astronautical Engineering Department, Urbana-Champaign.
- [1.80] Krier, H., & Gokhale, S. S. (1976). Vigorous ignition of granulated propellant beds by blast impacts. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19, 915-923.
- [1.81] Beckstead, M. W., Peterson, N. L., Pilcher, D. T., Hopkins, B. D., & Krier, H. (1977). Convective Combustion, Modeling Applied to Deflagration-to-Detonation Transition of HMX. *Combustion and Flame*, 30, 231-241.
- [1.82] Krier, H., & Kezerle, J. A. (1977). *Modeling of convective mode combustion through granulated propellant to predict transition to detonation*. Technical Report AAE 77-17, University of Illinois, Aeronautical and Astronautical Engineering Department, Urbana-Champaign.

- [1.83] Krier, H., & Gokhale, S. S. (1978). Modeling of convective mode combustion through granulated propellant to predict detonation transition. *AIAA Journal*, 16(2), 177-183.
- [1.84] Krier, H., & Kezerle, J. A. (1979). A separated two-phase flow analysis to study deflagration-to-detonation transition (DDT) in granulated propellant. In T. C. Institute (Ed.), *17th Symp. (Int.) on Combustion*, 17, pp. 23-34. Pittsburgh.
- [1.85] Gough, P. S., & Zwarts, F. J. (1979). Modelling Heterogeneous Two-Phase Reacting Flow. *AIAA Journal*, 17(1), 17-25.
- [1.86] Passman, S. (1977). Mixtures of granular materials. *Int. J. Engng Sci.*, 15, 117-129.
- [1.87] Nunziato, J. W., & Walsh, E. K. (1980). On ideal multiphase mixtures with chemical reactions and diffusion. *Archs Rational Mech. Analysis*, 73(4), 285-311.
- [1.88] Passman, S. L., Nunziato, J. W., & Walsh, E. K. (1984). *A theory of multiphase mixtures* (Vol. Rational Thermodynamics). (C. Truesdell, Ed.) New York: McGraw-Hill.
- [1.89] Carroll, M. M., & Holt, A. (1972). Static and dynamic pore-collapse for ductile porous materials. *J. appl. Phys*, 43, 1626-1635.
- [1.90] Campbell, A. W. (1980). Deflagration-to-Detonation transition in granular HMX. *Proceedings 1980 JANNAF Propulsion System Hazards Subcommittee Mtg*, (pp. 105-130). Los Alamos.
- [1.91] Price, D., & Bernecker, R. R. (1978). Effect of wax on the deflagration to detonation transition of porous explosives. *Behavior of Dense Media Under High Dynamic Pressure* (pp. 149-159). Paris: Commissariat à l'Energie Atomique.
- [1.92] Sandusky, H. W. (1983). Compressive ignition and burning in porous beds of energetic materials. *Proceedings of 1983 JANNAF Propulsion System Hazards Subcommittee Mtg*, (pp. 249-257). Los Alamos.
- [1.93] Khasainov, B. A., Borisov, A. A., Ermolaev, B. S., & Korotkov, A. I. (1981). Two-Phase Visco-Plastic Model of Shock Initiation of Detonation in High Density Pressed Explosives. In N. S. Center (Ed.), *7th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 435-447). Annapolis.
- [1.94] Nunziato, J. W. (1984). Initiation and growth-to-detonation in reactive mixtures. (J. R. Assay, R. A. Graham, & G. K. Straub, Eds.) *Shock Waves in Condensed Matter*, 581-588.

- [1.95] Baer, M. R., & Nunziato, J. W. (1986, February). A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(6), 861-889.
- [1.96] Shepherd, J., & Begeal, D. (1988). *Transient compressible flow in porous materials*. Sandia National Labs, Albuquerque.
- [1.97] Powers, J. M., Stewart, D. S., & Krier, H. (1990). Theory of Two-Phase Detonation - Part I : Modeling. *Combustion and Flame*, 80, 264-279.
- [1.98] Bdzil, J. B., & Son, S. F. (1995). *Engineering Models of Deflagration-to-Detonation Transition*. Technical Report, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.
- [1.99] Gonthier, K. A., & Powers, J. M. (1996). A Numerical Investigation of Transient Detonation in Granulated Material. *Shock Waves*, 6, 376-433.
- [1.100] Gonthier, K. A. (2002). Modeling Reactive Compaction of HMX. In L. S. University (Ed.), *12th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 958-966). Baton Rouge.
- [1.101] Andrianov, N., Saurel, R., & Warnecke, G. (2003). A simple method for compressible multiphase mixtures and interfaces. *International journal for numerical methods in fluids*, 41(2), 109-131.
- [1.102] Chinnayya, A., Daniel, E., & Saurel, R. (2004). Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials. *Journal of Computational Physics*, 196(2), 490-538.
- [1.103] Beckstead, M. W., Puduppakkam, K., Thakre, P., & Yang, V. (2007). Modeling of combustion and ignition of solid-propellant ingredients. *Progress in Energy and Combustion Science*, 33(6), 497-551.
- [1.104] Sáenz, J. A., & Stewart, D. S. (2008). Modeling deflagration-to-detonation transition in granular explosive pentaerythritol tetranitrate. *Journal of Applied Physics*, 104(4), 043519.
- [1.105] Bernecker, R. R., Sandusky, H. W., & Clairmont, A. R. (1985). Deflagration-to-Detonation Transition Studies of a Double-Base Propellant. *8th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 658-668). White Oak.

- [1.106] Ermolaev, B. S., Sulimov, A. A., Foteenkov, V. A., Khrapovskii, V. E., Korotkov, A. I., & Borisov, A. A. (1980). Nature of and laws governing quasi-steady-state pulsed convective combustion. *Fizika Goreniya I Vzryva*, 16(3), 266-274.
- [1.107] Ermolaev, B. S., Novozhilov, B. V., Posvyanskii, V. S., & Sulimov, A. A. (1985). Results of numerical modeling of the convective burning of particulate explosive systems in the presence of increasing pressure. *Fizika Goreniya I Vzryva*, 21(5), 3-12.
- [1.108] Gokhale, S. S., & Krier, H. (1982). Modeling of Unsteady Two-Phase Reactive Flow in Porous Beds of Propellant. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8, 1-39.
- [1.109] Barnes, J. T., & Fisher, E. B. (1995). *Combustion Mechanisms of Very High Burn Rate (VHBR) Propellant*. U.S. Army Research Laboratory.
- [1.110] Gifford, M. J., Luebcke, P. E., & Field, J. E. (1999). A new mechanism for deflagration-to-detonation in porous granular explosives. *Journal of applied physics*, 86(3), 1749-1753.
- [1.111] Gifford, M. J. (2000). *The Role of Hot-Spots in the Ignition and Growth of Explosion*. Thesis, Gonville & Caius College, Cambridge.
- [1.112] Butler, P. B., Lembeck, M. F., & Krier, H. (1982). Modeling of Shock Development and Transition to Detonation Initiated by Burning in Porous Propellant Beds. *Combustion and Flame*, 46, 75-93.
- [1.113] Leuret, F., Chaissé, F., Presles, H. N., & Veyssière, B. (1998). Experimental study of the low velocity detonation regime during the deflagration to detonation transition in a high density explosive. *11th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 693-700).
- [1.114] Leuret, F. (1996). *Etude de la Transition Déflagration Détonation dans une Composition Explosive à Faible Porosité*. Thèse, Université de Poitiers, Poitiers.
- [1.115] Urizar, M. J. (1956). Los Alamos Scientific Laboratory.
- [1.116] Campbell, A. W., Davis, W. C., & Travis, J. R. (1961). Shock Initiation of Detonation in Liquid Explosives. *Physics of Fluids*, 4(4), 498-510.
- [1.117] Campbell, A. W., Davis, W. C., Ramsay, J. B., & Travis, J. R. (1961). Shock Initiation of Solid Explosives. *Physics of Fluids*, 4(4), 511-521.

- [1.118] Ramsay, J. B., Craig, B. G., & Dick, J. J. (1978). *High-Temperature Shock Initiation of Explosives*. Los Alamos Scientific Laboratory, Department of Energy, Los Alamos.
- [1.119] Tarver, C. M., Hallquist, J. O., & Erikson, L. M. (1985). Modeling Short Pulse Duration Shock Initiation of Solid Explosives. *8th Symp. (Int.) on Detonation* (pp. 951-961). Albuquerque: Naval Surface Weapons Center.
- [1.120] Bahl, K., Bloom, G., Erickson, L. M., Lee, R., Tarver, C. M., Von Holle, W., et al. (1985). Initiation Studies on LX-17 Explosive. In N. S. Center (Ed.), *8th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 1045-1056). Albuquerque.
- [1.121] Urtiew, P. A., Erickson, L. M., Aldis, D. F., & Tarver, C. M. (1989). Shock Initiation of LX-17 as a Function of its Initial Temperature. In O. o. Research (Ed.), *9th Symp. (Int.) on Detonation*, (p. 112). Portland.
- [1.122] Urtiew, P. A., Cook, T. M., Maienschein, J. L., & Tarver, C. M. (1993). Shock sensitivity of IHE at elevated temperatures. In O. o. Research (Ed.), *10th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 139-147). Boston.
- [1.123] Urtiew, P. A., Tarver, C. M., Maienschein, J. L., & Tao, W. C. (1996). Effects of confinement and thermal cycling on the shock initiation of LX-17. *Combustion and Flame*, 105(43), 43-53.
- [1.124] Urtiew, P. A., Tarver, C. M., Forbes, J. W., & Garcia, F. (1997). Shock sensitivity of LX-04 at elevated temperatures. In A. C. Proceedings (Ed.), *10th Conference of Shock Compression of Condensed Matter*, 429, pp. 727-730. Amherst.
- [1.125] Urtiew, P. A., & Tarver, C. M. (2005). Shock Initiation of Energetic Materials at Different Initial Temperatures (Review). *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 41(6), 766-776.
- [1.126] Forbes, J. W., Tarver, C. M., Urtiew, P. A., & Garcia, F. (1998). The effects of Confinement and Temperature on the Shock Sensitivity of Solid Explosives. *11th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 145-151). Snowmass.
- [1.127] Sandusky, H. W., Granholm, R. H., Bohl, D. G., Vandersall, K. S., Hare, D. E., & Garcia, F. (2006). Deflagration-to-Detonation Transition in LX-04 as a Function of Loading Density, Temperature, and Confinement. *13th Sump. (Int.) on Detonation*, (pp. 920-928).
- [1.128] Meyer, R., Köhler, J., & Homburg, A. (2007). *Explosives*. Wiley-VCH.

- [1.129] Klee, C., & Ludwig, D. (1981). The sensitivity to Initiation of HE-wax Compounds at Different Temperatures. In U. S. Academy (Ed.), *7th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 336-342). Annapolis.
- [1.130] Dallman, J. C., & Wackerle, J. (1993). Temperature-Dependent Shock Initiation of TATB-Based High Explosives. In O. o. Research (Ed.), *10th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 130-138). Boston.
- [1.131] Kubota, N. (2002). *Propellants and explosives - Thermochemical aspects of combustion*. Weinheim, Germany: WILEY-VCH GmbH.
- [1.132] Markatos, N. C., & Kirkcaldy, D. (1983). Analysis and computation of three-dimensional, transient flow and combustion through granulated propellants. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26(7), 1037-1053.
- [1.133] McAfee, J. M., Campbell, A. W., & Asay, B. W. (1987). *Deflagration-to-Detonation in HMX under high confinement*. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.
- [1.134] Bernecker, R. R., Sandusky, H. W., & Clairmont, A. R. (1981). Deflagration-to-Detonation Transition Studies of Porous Explosives Charges in Plastic Tubes. In N. S. Center (Ed.), *7th Symp. (Int.) on Detonation*.
- [1.135] Bernecker, R. R. (1986). The Deflagration-to-Detonation Transition Process for High Energy Propellants - A Review. *AIAA Journal*, 24(1), 82-91.
- [1.136] Kooker, D. E. (1990). *Modeling of Compaction Wave Behavior In Confined Granular Energetic Material*. U. S. Army Ballistic Research Laboratory, Aberdeen.
- [1.137] Luebcke, P. E., Dickson, P. M., & Field, J. E. (1995). An experimental study of the deflagration-to-detonation transition in granular secondary explosives. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences*, 448(1934), 439-448.
- [1.138] Dobratz, B. M., & Crawford, P. C. (1985). *LLNL Explosives Handbook - Properties of Chemical Explosives and Explosives Simulant*. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore.
- [1.139] Zel'dovich, Y. B., & Kompaneets, A. S. (1960). *Theory of Detonation*. New-York: Academic Press.

- [1.140] Anderson, T. B., & Jackson, R. (1967). A fluid mechanical description of fluidized beds-equations of motion. *Ind. Engng. Chem. Fund*, 6(4), 527-539.
- [1.141] Panton, R. (1968). Flow properties for the continuum viewpoint of a non-equilibrium gas-particle mixture. *J. Fluid Mech. Fund.*, 31(2), 273-303.
- [1.142] Whitaker, S. (1973). The transport equations for multi-phase systems. *J. Engng. Sci.*, 28(1), 139-147.
- [1.143] Harlow, F. H., & Amsden, A. A. (1975). Numerical calculation of multiphase fluid flows. *J. Computational Phys.*, 17(1), 19-52.
- [1.144] Beran, M. J. (1968). *Statistical Continuum Theories*. New York: Interscience Publishers.
- [1.145] Buyevich, Y. A. (1971). Statistical hydrodynamics of disperse systems - part 1 - Physical background and general equations. *J. Fluid Mech.*, 49(3), 489-507.
- [1.146] Buyevich, Y. A. (1972). Statistical hydrodynamics of disperse systems - part 2 - Solution of the kinetic equation for suspended particles. *J. Fluid Mech*, 52(2), 345-355.
- [1.147] Buyevich, Y. A. (1972). Statistical hydrodynamics of disperse systems - part 3 - Pseudo-turbulent structure of homogeneous suspensions. *J. Fluid Mech.*, 56(2), 313-336.
- [1.148] Soo, S. L. (1967). *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*. Waltham, MA: Blaisdell Publishing Co.
- [1.149] Truesdell, C. (1969). *C. Rational Thermodynamics*. New York: McGraw-Hill.
- [1.150] Wallis, G. B. (1969). *One-Dimensional Two-Phase Flow*. New York: McGraw-Hill Book Company.
- [1.151] Nigmatulin, R. I., Vainshtein, P. B., & Akhatov, I. S. (1983, September-October). Transition of Powered Explosive Convective Combustion Into Detonation. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 19(5), 93-97.
- [1.152] Gough, P. (1974). *Fundamental Investigation of the Interior Ballistics of guns*. Space Corporation.

- [1.153] Butler, P. B., & Krier, H. (1986). Analysis of Deflagration to Detonation Transition in High-Energy Solid Propellants. *Combustion and Flame*, 63, 31-48.
- [1.154] Tarver, C. M., Goodale, T. C., Shaw, R., & Cowperthwaite, M. (1976). Deflagration to Detonation Transition Studies for Two Potentially Isomeric Cast Primary Explosives. *6th Symp. (Int.) on Detonation*.
- [1.155] Duclaux, J. (1924). Théorie des gaz et équation d'état. *J. Phys. Radium*, 5(11), 331-337.
- [1.156] Cook, M. A. (1947). An equation of state for gases at extremely high pressures and temperatures from the hydrodynamic theory of detonations. *The Journal of Chemical Physics*, 15(7), 518.
- [1.157] Kistiakowsky, G. B., & Wilson, E. B. (1941). *Report on the Prediction of Detonation Velocities of Solid Explosives*. Office of Scientific Research and Development.
- [1.158] Kistiakowsky, G. B., & Wilson, E. B. (1941). *The Hydrodynamic Theory of Detonation and Shock Waves*. Office of Scientific Research and Development.
- [1.159] Becker, R. (1921). Eine Zustandsgleichung für Stickstoff bei Grossen Dichten. *Zeitschrift für Physik*, 4(3), 343-409.
- [1.160] Becker, R. (1922). Physikalisches über Feste und Gasformige Sprengstoffe. *Zeitschrift für Technische Physik*, 3, 249.
- [1.161] Cowan, R. D., & Fickett, W. (1956). Calculation of the Detonation Products of Solid Explosives with the Kistiakowsky-Wilson Equation of State. *Journal of Chemical Physics*, 24, 932-939.
- [1.162] Mader, C. L. (1979). *Numerical modeling of detonations* (Los Alamos Series in Basic and Applied Sciences ed., Vol. 1). USA: Berkeley: University of California Press.
- [1.163] Suceska, M., Ang, H. G., & Chan H., Y. (2011). Modification of BKW EOS Introducing Density-Dependent Molecular Covolumes Concept. *Material Science Forum*, 673, 47-57.
- [1.164] Finger, M., Lee, E., Helm, F. H., Hayes, B., Hornig, H., McGuire, R., et al. (1976). The effect of elemental composition on detonation behavior of explosives. In O. o. Research (Ed.), *6th Symp. (Int.) on Detonation*, (p. 710). Arlington.

- [1.165] Hobbs, M. L., & Baer, M. R. (1992). *Calibrating the BKW-EOS with a large product species data base and measured C-J properties*. Sandia National Labs, Albuquerque.
- [1.166] Fried, L. E., Howard, W. M., & Souers, P. C. (1998). *Cheetah 2.0 User's Manual*. Energetic Materials Center. Lawrence Livermore National Laboratory.
- [1.167] Walsh, J. M., & Christian, R. H. (1955). Equation of state of metals from shock wave measurements. *Physical Review*, *97*, 1544-1556.
- [1.168] Kury, J. W., Horning, H. C., Lee, E. L., McDonnel, J. L., Ornellas, D. L., Finger, M., et al. (1965). Metal Acceleration by Chemical Explosives. *4th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 3-13). Livermore.
- [1.169] Lee, E. L., & Tarver, C. M. (1980). Phenomenological Model of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives. *Physics of Fluids*, *23*(12), 2362-2372.
- [1.170] Baudin, G., & Serradeil, R. (2010). Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state. (E. S. 2010, Éd.) *EPJ Web of Conferences*, *10*, 00021.
- [1.171] Vandersall, K. S., Chidester, S. K., Forbes, J. W., Garcia, F., Greenwood, D. W., Switzer, L. L., et al. (2002). Experimental and modeling studies of crush, puncture, and perforation scenarios in the Steven impact test. *Proceedings of the 12th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 131-139). San Diego.
- [1.172] Lissac, O. M. (1906). *Ordnance and Gunnery* (1st edition ed.). West Point, USA: US Military Academy Press.
- [1.173] Corner, J. (1950). *Theory of the Interior Ballistics of Guns*. New York: Wiley.
- [1.174] (1965). *Interior Ballistics of Guns*. Engineering Design Handbook, National Technical Information Service, U. S. Army Materiel Command, Springfield.
- [1.175] Dyckmans, G. (2011). *Fundamentals of Ballistics*. Consulté sur E-book in Ballistics Theory and Software: <http://e-ballistics.com>
- [1.176] Zener, C., & Hollomon, J. H. (1944). Effect of Strain Rate Upon Plastic Flow of Steel. *Journal of Applied Physics*, *15*(1), 22-32.
- [1.177] Baxevanis, T., Katsaounis, T., & Tzavaras, A. (2009, July). Adiabatic Shear Bands. Greece.

- [1.178] Marchand, A., & Duffy, J. (1988). An Experimental Study of the Formation Process of Adiabatic Shear Bands in a Structural Steel. *J. Mech. Phys. Solids*, 36(3), 251-283.
- [1.179] Zukas, J. A. (1990). *High Velocity Impact Dynamics*. New York, USA: J. Wiley & Sons.
- [1.180] Matweb. (n.d.). Consulté sur <http://www.matweb.com>
- [1.181] Rusbank. (n.d.). Consulté sur <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/catsearch.php>
- [1.182] Aksteel. (n.d.). Consulté sur <http://www.aksteel.com>
- [1.183] Sandmeyer Steel. (n.d.). Consulté sur <http://www.sandmeyersteel.com>
- [1.184] Wright, T. W., & Batra, R. C. (1985). The Initiation and Growth of Adiabatic Shear Bands. *International Journal of Plasticity*, 1, 205-212.
- [1.185] Daridon, L., Oussouaddi, O., & Ahzi, S. (2004). Influence of the material constitutive models on the adiabatic shear band spacing: MTS, power law and Johnson-Cook models. *International Journal of Solids and Structures*, 41, 3109-3124.
- [1.186] Dilhan, D., Farfal, P., Cahuzac, F., Moulard, H., & Ritter, A. (2008). Overview of Recent Developments of Optopyrotechnics for Space Applications. AIAA joint propulsion conference. Hartford.

Chapitre 2

Etude expérimentale

Sommaire du Chapitre 2

Notations du Chapitre 2	p 119
1. Description des échantillons	p 121
1.1 Explosifs purs	p 121
1.2 Explosifs graphités	p 124
2. Analyse des échantillons avant tir	p 125
2.1 Méthode BET.....	p 125
2.2 Appareil de mesure	p 126
2.3 Protocole expérimental.....	p 126
2.4 Résultats obtenus	p 127
2.4.1 Mesures préliminaires sans compression pour les explosifs purs ...	p 127
2.4.2 Mesures des lots (99/1)	p 128
2.5 Exploitation des résultats.....	p 128
2.5.1 Effet de la compression sur les lots (99/1)	p 128
2.5.2 Influence du noir de carbone dans les compositions	p 130
2.5.3 Comparaison des mesures avec les valeurs théoriques.....	p 132
2.5.4 Estimations de la taille moyenne des grains d'explosif après la compression.....	p 134
3. Mesure de la vitesse de projectile	p 137
3.1 Interférométrie laser.....	p 137
3.1.1 Effet Doppler.....	p 137
3.1.2 Vélocimétrie laser	p 138
3.1.3 Vélocimétrie hétérodyne.....	p 140
3.2 Description du banc d'essai VH.....	p 141
3.2.1 Installation VH de l'ISL	p 141
3.2.2 Dispositif d'observation du premier étage.....	p 142
3.3 Résultats expérimentaux	p 145
3.3.1 Influence de la longueur du projectile.....	p 145
3.3.2 Influence de la nature du confinement	p 150

3.3.3	Influence de la granulométrie	p 153
3.3.4	Effets du cisaillement de la pièce métallique	p 161
4.	Mesure de la distance de Transition Déflagration-Détonation	p 169
4.1	Configuration du dispositif expérimental	p 169
4.2	Résultats et interprétations des mesures	p 170
4.3	Modification de la granulométrie et perspectives	p 173
5.	Etude de la structure après tir	p 176
5.1	Analyse post-mortem de la structure	p 176
5.2	Mesure des déformations	p 177
5.2.1	Outil de mesure	p 178
5.2.2	Positions des points et résultats obtenus.....	p 179
5.2.3	Conclusions sur les déformations plastiques de la structure	p 180
5.3	Observation microscopique	p 181
5.3.1	Etat de surface et aspect structurel des jupes	p 182
5.3.2	Etat de surface et aspect structurel des projectiles	p 189
6.	Conclusion de la partie expérimentale	p 192
	Références bibliographiques du Chapitre 2.....	p 195

Notations du Chapitre 2

Lettres latines majuscules

		Unités S.I.
A_s	Surface spécifique $A_s = \frac{1}{\rho} \frac{6(1-\phi)}{d_p}$	m^2/kg
C_l	Célérité de la lumière	m/s
D	Vitesse de choc	m/s
\mathcal{N}_a	Nombre d'Avogadro ($\mathcal{N}_a = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)	mol^{-1}
F	Fréquence de laser	s^{-1}
S_m	Section occupée par chaque molécule de gaz	m^2
V	Volume	m^3
V_m	Volume molaire	m^3/mol

Lettres latines minuscules

d	Diamètre	m
d_p	Diamètre de particule	m
d_λ	Diamètre de la fibre optique	m
m	Masse	kg
p	Pression	Pa
r_{proj}	Rayon du projectile	m
t	Temps	s
u	Vitesse matérielle dans le repère du laboratoire	m/s
u_t	Vitesse de propagation dans le repère du laboratoire	m/s
u_{SL}	Vitesse de surface libre	m/s
x	Distance	m

Lettre grecque majuscule

Δ	Variation entre deux valeurs	-
----------	------------------------------	---

Lettres grecques minuscules

η	Constante relative à l'enthalpie d'adsorption dans la formule de Brunauer	-
λ	Longueur d'onde du laser	m
τ_1	Délai d'initiation	s

τ_2	Durée de vol du projectile	s
τ_3	Temps de fonctionnement du DOP	s

Indices

$(.)_0$	Valeur initiale
$(.)_c$	Relatif à l'état comprimé
$(.)_{CJ}$	Relatif à Chapman-Jouguet
$(.)_{nc}$	Relatif à l'état non comprimé
$(.)_p$	Relatif à la particule
$(.)_{TMD}$	Relatif à la masse volumique théorique maximale

Nomenclature

ASB	Bande de cisaillement adiabatique (de l'anglais <i>Adiabatic Shear Band</i>)
BET	Méthode de Brunauer-Emmett-Teller
CJ	Chapman-Jouguet
DDT	Transition Déflagration-Détonation (de l'anglais <i>Deflagration-to-Detonation Transition</i>)
DLI	IDL en anglais (<i>Doppler Laser Interferometry</i>)
DOP	Détonateur Opto-Pyrotechnique
HMX	Désignation de l'explosif Octogène (<i>High Melting point Explosive</i>)
IDL	Méthode de vélocimétrie laser (Interférométrie Doppler Laser)
ISL	Institut franco-allemand de Saint-Louis
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MO	Microscope Optique
PDV	VH en anglais (<i>Photonic Doppler Velocimetry</i>)
TMD	Masse volumique théorique maximale (de l'anglais <i>Theoretical Maximum Density</i>)
VISAR	Méthode de vélocimétrie laser (de l'anglais <i>Velocity Interferometer System for Any Reflector</i>)
VH	Vélocimétrie Hétérodyne

Ce chapitre décrit les expériences qui ont été effectuées à l'ISL dans le cadre de la thèse afin d'observer et de comprendre les processus chimiques et physiques ayant lieu dans le premier étage du DOP. Cela a permis de créer une base de données pour l'élaboration du modèle numérique.

Trois compositions à base du même explosif ont été réalisées *in situ* afin de mener une étude paramétrique. Une première partie sera consacrée à la description de ces échantillons, avant que ne soient détaillés les différents dispositifs expérimentaux utilisés et les résultats obtenus avec ces outils.

1. Description des échantillons

1.1 Explosifs purs

Afin d'évaluer l'influence de la granulométrie, trois lots d'Octogène (sous la forme « β ») ont été comparés, lesquels diffèrent par le diamètre moyen de leurs particules. Pour rappel, la masse volumique maximale théorique de l'Octogène sous sa forme « β » est de 1900 kg/m^3 (voir Tableau 1-1). Les compositions sont fabriquées selon un processus unique² ayant recours à un traitement à base d'ultrasons doux pour éviter la dégradation des granulométries.

- HMX de type M3C ; diamètre moyen initial de particule : $4,6 \mu\text{m}$
- HMX de type E ; diamètre moyen initial de particule : $24 \mu\text{m}$
- HMX de type 100-200 ; diamètre moyen initial de particule : $163,5 \mu\text{m}$

La *Figure 2-1* présente les clichés réalisés au Microscope Electronique à Balayage (MEB) pour les explosifs M3C (la plus fine granulométrie) et 100-200 (la plus grande granulométrie). Bien que non statistique, cette visualisation au MEB met en valeur les différences en termes de granulométrie et montre la présence de nombreuses aspérités à la surface des particules. Ces observations contredisent les hypothèses retenues pour la modélisation, selon lesquelles les particules sont de forme sphérique et ont un état de surface parfait. Par ailleurs, une large variation de la taille des particules autour de la taille moyenne ($4,6 \mu\text{m}$) est visible dans le cas de l'explosif M3C. Cela influe sur la valeur de la surface spécifique.

² Préparation en plusieurs étapes : 1° Dispersion préalable des ingrédients dans l'isopropanol, 2° Traitement sonotrode aux ultrasons (55 W, durée de 10 min par salve de 2 s), 3° Evaporation du solvant isopropanol à l'évaporateur rotatif (55 °C, 100 mbar, 100 trs/min), 4° Séchage étuve (50 °C, 50 mbar), 5° Tamisage manuel (tamis $800 \mu\text{m}$)

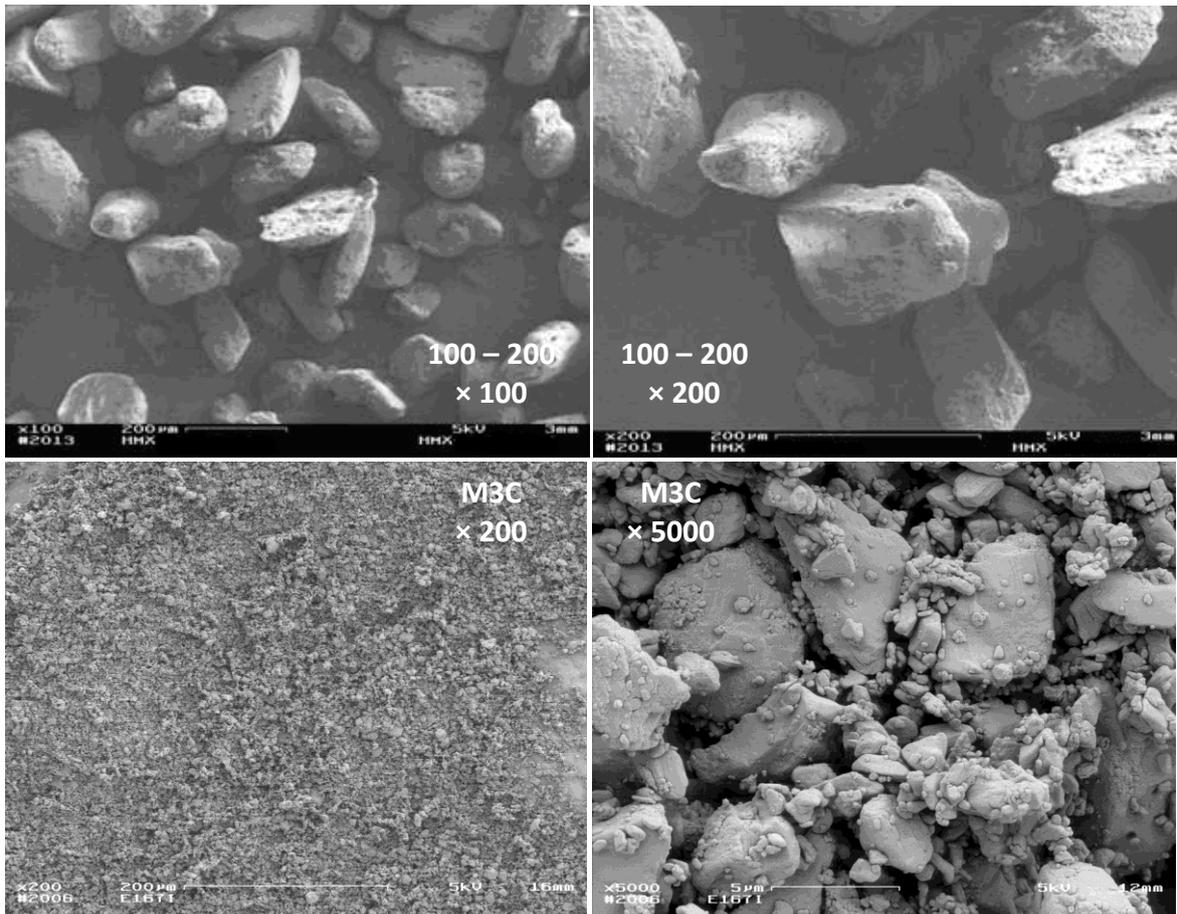


Figure 2-1 : Observations au MEB des explosifs 100-200 (en haut) et M3C (en bas).

Un granulomètre laser a été utilisé pour mesurer les distributions granulométriques sur les trois explosifs M3C, E et 100-200 (Figure 2-2), ce qui conforte les visualisations MEB de la Figure 2-1.

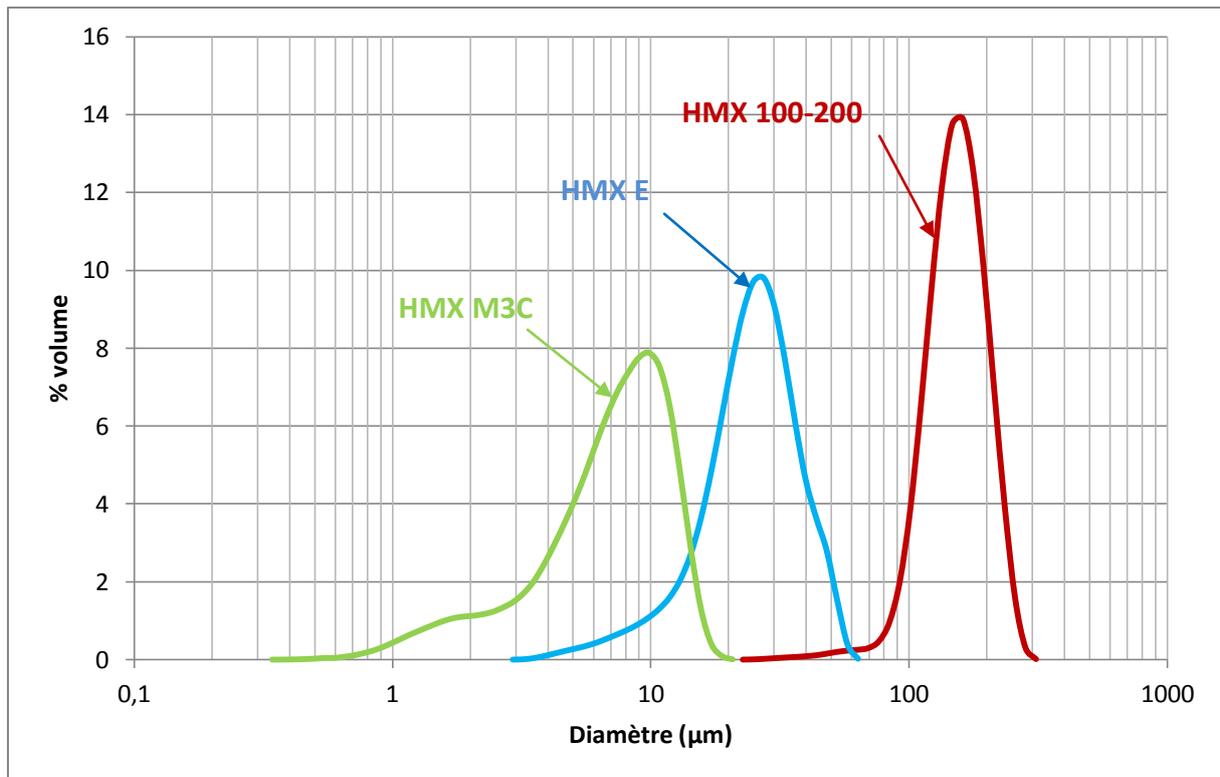


Figure 2-2 : Distributions granulométriques en volumique pour les lots E, M3C et 100-200.

La Figure 2-2 présente trois courbes, l’Octogène de type E en bleu, celui de type M3C en vert et le type 100-200 en rouge. La moyenne et l’indice de polydispersité de la répartition granulométrique peuvent être déduits de la Figure 2-2 pour chaque catégorie (Tableau 2-1). L’indice de polydispersité est équivalent à la variance de la distribution.

	HMX M3C	HMX E	HMX 100-200
Moyenne (µm)	4,6	24	163,5
Indice de polydispersité	0,70	0,38	0,28

Tableau 2-1 : Caractéristiques de la distribution granulométrique de la Figure 2-2.

Un indice de polydispersité inférieur à 0,3 est l’indicateur d’une population homogène du point de vue de la taille, tandis qu’une valeur supérieure à 0,3 indique la présence de plusieurs distributions. Seule la catégorie 100-200 peut donc être réellement considérée comme homogène en termes de taille de grain. Les distributions granulométriques montrent une dispersion plus importante pour le type M3C que pour les types E ou 100-200, ce qui est cohérent avec les observations au MEB montrées à la Figure 2-1.

Par souci de simplification pour la suite du projet, les particules seront malgré tout supposées parfaitement sphériques et monomodales avec un diamètre donné dans le Tableau 2-1.

1.2 Explosifs graphités

Afin d'augmenter l'absorption d'énergie laser permettant l'allumage thermique, les lots d'explosif étudiés ne sont pas purs (i. e. constitués de 100% d'Octogène) comme ceux présentés ci-dessus, mais sont additionnés de noir de carbone de type N991.

- HMX (99/1) de type M3C
- HMX (99/1) de type E
- HMX (99/1) de type 100-200

La désignation « (99/1) » indique que les échantillons sont composés (en masse) de 99% d'Octogène pur (HMX) mélangé avec 1% de noir de carbone N991.

Le noir de carbone N991 est constitué de particules de masse volumique 1880 kg/m^3 dont le diamètre est compris entre 300 et 400 nm. Ce composant a une grande capacité d'absorption de l'énergie optique, y compris en très faible proportion, ce qui permet d'assurer l'amorçage de la charge sans changer significativement les propriétés chimiques et énergétique du mélange par rapport à celles de l'explosif pur (voir **Chapitre 1 – 2.3.2**).

Chacun de ces lots subit un processus unique de préparation, destiné à assurer un enrobage idéal des particules d'explosif par le noir de carbone (voir note 2, p 121).

Par convention, les lots « HMX (99/1) de type M3C », « HMX (99/1) de type E » et « HMX (99/1) de type 100-200 » seront respectivement désignés par « M3C », « E » et « 100-200 », à partir de ce point et pour toute la suite de ce rapport, sauf mention contraire explicite. A l'opposé, la précision « pur » sera systématiquement ajoutée pour tous les explosifs constitués de 100% HMX, sans ajout de noir de carbone.

Le *Tableau 2-2* récapitule la composition et le diamètre moyen initial des lots d'explosif étudiés dans ce chapitre.

Nom du lot	Composition	Diamètre moyen d_{p0} initial de particules (μm)
M3C	- 99% HMX de type M3C - 1% N991	4,6
E	- 99% HMX de type E - 1% N991	24
100-200	- 99% HMX de type 100-200 - 1% N991	163,5

Tableau 2-2 : Caractéristiques des lots d'Octogène étudiés.

Compte-tenu de la proportion très faible du noir de carbone et de son petit diamètre de particule (dont la taille moyenne est supposée à 350 nm), le diamètre moyen initial est considéré comme étant identique pour les explosifs purs et pour les mélanges (99/1).

2. Analyse des échantillons avant tir

Tous les lots d'explosif décrits précédemment sont chargés dans la chambre de combustion suivant une même procédure qui permet d'obtenir une masse volumique apparente de 1600 kg/m^3 (porosité de 16 %).

Le chargement s'effectue par incrémentation et compressions successives à l'aide d'une presse hydraulique qui assure une répartition homogène dans toute la chambre de combustion et évite la formation d'un gradient de densité de l'explosif. Le procédé consiste à introduire une quantité fixe d'explosif dans la chambre puis à comprimer le contenu par la presse sous 700 bars, et ainsi de suite jusqu'au remplissage complet de la chambre.

Cette opération induit des contraintes importantes sur l'explosif. Une analyse de la surface spécifique de charge à l'aide de la méthode BET est donc nécessaire pour en déterminer l'impact.

2.1 Méthode BET

La méthode BET désigne le modèle Brunauer-Emmett-Teller ([2.1]) qui permet d'interpréter les informations obtenues par la technique d'adsorption volumétrique de gaz.

L'adsorption de gaz sur la surface d'un échantillon est un moyen expérimental non destructif permettant de mesurer la surface spécifique d'une poudre. Le gaz utilisé pour effectuer l'adsorption est en général de l'azote, mais ce peut être également du krypton pour de meilleures précisions lorsque les surfaces spécifiques sont faibles (de l'ordre de $0,1 \text{ m}^2/\text{g}$).

La quantité de gaz adsorbée permet de déduire la surface spécifique totale, en se basant sur l'équation [2-1] :

$$\frac{p}{V(p_0-p)} = \frac{1}{V_{mono}\eta} + \frac{\eta-1}{V_{mono}\eta} \frac{p}{p_0} \quad [2-1]$$

Où p est la pression du gaz d'adsorption à la température d'adsorption, p_0 est la pression de saturation du gaz d'adsorption à la température d'adsorption, V est le volume total du gaz adsorbé et V_{mono} est le volume de la monocouche du gaz adsorbé sur la surface de l'échantillon étudié. Enfin, η est une constante relative à l'enthalpie d'adsorption.

La surface spécifique A_s est déduite de V_{mono} par l'équation [2-2] :

$$A_s = \frac{V_{mono} \mathcal{N}_a S_m}{m V_m} \quad [2-2]$$

Où \mathcal{N}_a est la constante d'Avogadro, S_m est la section occupée par chaque molécule de gaz, m est la masse de l'échantillon et V_m le volume molaire du gaz.

2.2 Appareil de mesure

L'appareil de mesure *Micromeritics version ASAP2020* (Figure 2-3) a été utilisé pour déterminer la surface spécifique des lots d'explosif. Il est constitué de pompes permettant d'effectuer le dégazage des échantillons, d'une chambre calorifugée mobile dans laquelle une cellule contenant l'échantillon est insérée durant l'opération d'adsorption et d'un panneau de contrôle. L'appareil est alimenté par des sources extérieures qui fournissent le gaz d'adsorption (azote, krypton, dioxyde de carbone, etc.).

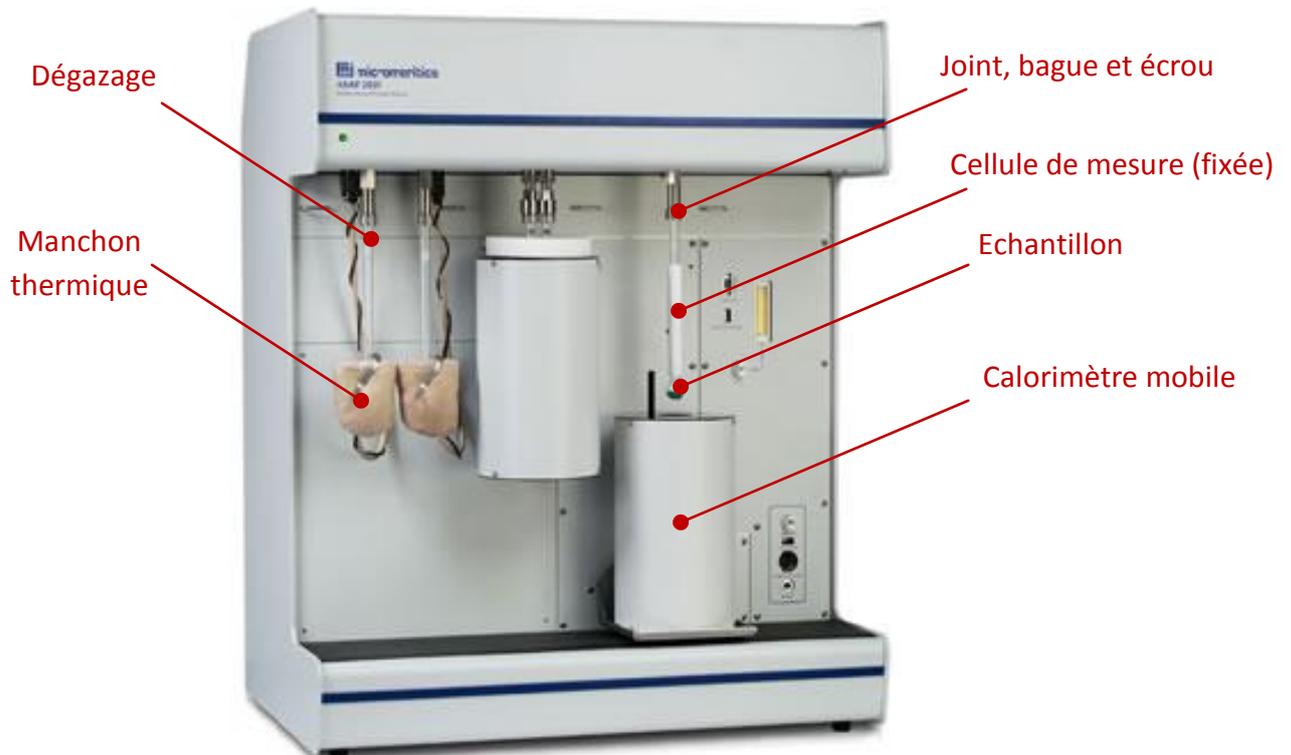


Figure 2-3 : Appareil de mesure par méthode BET.

Pour assurer des mesures fiables avec ce type d'appareil, la surface exposée des échantillons doit être comprise entre 1 m^2 et 10 m^2 si le gaz d'adsorption est de l'azote, et au moins de l'ordre de $0,1 \text{ m}^2$ avec du krypton.

2.3 Protocole expérimental

L'échantillon étudié est d'abord pesé, puis introduit dans la cellule pour y subir une opération de dégazage, ceci avant la mesure de la surface spécifique. Le dégazage sert à nettoyer l'échantillon en éliminant les différentes impuretés (eau, dépôts, etc.). Il s'effectue en deux étapes dans ces manipulations. Une première opération rapide est effectuée sous vide à 35°C . Puis, un second dégazage complet a lieu sous vide à 50°C pendant 1h.

Durant ces opérations, de nouvelles pesées sont effectuées afin de connaître la différence de masse. Trois pesées sont à renseigner pour l'analyse :

- 1° Echantillon seul
- 2° Echantillon avec la cellule avant les dégazages
- 3° Echantillon avec la cellule après les dégazages

Après cette étape, la cellule est plongée dans le calorimètre contenant l'azote liquide. L'étanchéité indispensable de la cellule à l'environnement extérieur est assurée par la combinaison d'un joint, d'une bague et d'un écrou. Les mesures d'adsorption obéissent aux trois étapes suivantes :

- 1° Phase préliminaire (nouveau dégazage)
- 2° Analyse (injection du gaz de mesure dans la cellule et mesure de la surface spécifique)
- 3° Terminaison (réchauffement de l'échantillon et pressurisation)

Un logiciel de post-traitement détermine la valeur de la surface spécifique.

2.4 Résultats obtenus

Deux types de mesures ont été effectués pour chaque lot (M3C, E, 100-200). Le premier concerne des compositions explosives pulvérulentes, autrement dit dans un état non comprimé. Le second a lieu sur des compositions comprimées selon la procédure décrite précédemment, lesquelles se présentent sous la forme de pastilles cylindriques de 3 mm de hauteur et de 6 mm de diamètre.

2.4.1 Mesures préliminaires sans compression pour les explosifs purs

Les premières mesures ont été effectuées sur des explosifs purs à l'état non comprimé : HMX M3C pur, HMX E pur et HMX 100-200 pur. Le *Tableau 2-3* donne les résultats obtenus avec de l'azote comme gaz d'adsorption.

Echantillon	Diamètre moyen initial d_{p0} de particule (μm)	Surface spécifique A_s mesurée (m^2/g)
HMX M3C pur	4,6	2,201
HMX E pur	24	0,316
HMX 100-200 pur	163,5	0,035

Tableau 2-3 : Résultats préliminaires de BET à l'azote dans l'état non comprimé.

La surface spécifique mesurée est plus importante avec de petites granulométries, ce qui est en accord avec l'équation [1-7a]. Les valeurs obtenues sont toutefois assez faibles. C'est pourquoi les lots (99/1) sont testés en utilisant le krypton comme gaz d'adsorption.

2.4.2 Mesures des lots (99/1)

Les résultats des mesures aux états non comprimé et comprimé pour les lots (99/1) sont respectivement donnés dans les *Tableau 2-4* et *Tableau 2-5*. Ces résultats sont exploités dans les sections suivantes.

Les quantités introduites dans les cellules ont été déterminées sur la base des résultats de BET à l'azote du *Tableau 2-3*, ceci afin d'atteindre approximativement les $0,1 \text{ m}^2$ de surface d'échantillon nécessaires au bon déroulement des opérations avec le krypton pour gaz d'adsorption. Ces quantités varient selon le lot concerné.

Echantillon (99/1)	Diamètre moyen initial d_{p0} de particule (μm)	Quantité (g)	Surface spécifique A_s mesurée (m^2/g)	+/- (m^2/g)	Coefficient de corrélation de la mesure
M3C	4,6	0,3203	2,192	0,015	0,9999283
E	24	0,5591	0,278	0,015	0,9945824
100-200	163,5	1,2770	0,314	0,005	0,9996481

Tableau 2-4 : Résultats de BET au krypton à l'état non comprimé.

Echantillon (99/1)	Diamètre moyen initial d_{p0} de particule (μm)	Quantité (g)	Surface spécifique A_s mesurée (m^2/g)	+/- (m^2/g)	Coefficient de corrélation de la mesure
M3C	4,6	0,3216	2,425	0,016	0,9999323
E	24	0,5666	0,731	0,024	0,9981252
100-200	163,5	3,1521	0,724	0,003	0,9999690

Tableau 2-5 : Résultats de BET au krypton à l'état comprimé.

Les coefficients de corrélation de la mesure sont relativement élevés et ces résultats peuvent être considérés comme fiables. Dans le *Tableau 2-5*, il est intéressant de constater que les compositions E et 100-200 possède la même surface spécifique mais qu'elles induisent des vitesses de projectile différentes, comme cela est montré à la section **3.3.3** de ce chapitre.

2.5 Exploitation des résultats

2.5.1 Effet de la compression sur les lots (99/1)

Les résultats des *Tableau 2-4* et *Tableau 2-5* mettant en valeur l'influence de la compression sur les lots graphités sont résumés dans le *Tableau 2-6* :

Echantillon	Surface spécifique A_s mesurée à l'état non comprimé (m^2/g)	Surface spécifique A_s mesurée à l'état comprimé (m^2/g)
M3C	2,192	2,425
E	0,278	0,731
100-200	0,314	0,724

Tableau 2-6 : Comparaison des résultats de BET entre l'état non comprimé et l'état comprimé.

Ces résultats montrent que la surface spécifique des lots est plus importante dans le cas comprimé que dans le cas non comprimé (Figure 2-4), ce qui est contraire aux résultats attendus. En effet, la compression devrait diminuer la porosité de la phase solide, et donc réduire la surface spécifique totale.

Les résultats obtenus peuvent cependant s'expliquer par la fracturation des particules d'explosif sous l'effet de l'application d'une pression de 700 bars lors du chargement des lots dans la chambre de combustion, ce qui augmente sensiblement la surface spécifique initiale.

Une conséquence de cette fracturation est que le diamètre moyen initial des particules est réduit par la compression, ce qui doit être pris en compte lors de la modélisation numérique (voir section 2.5.4).

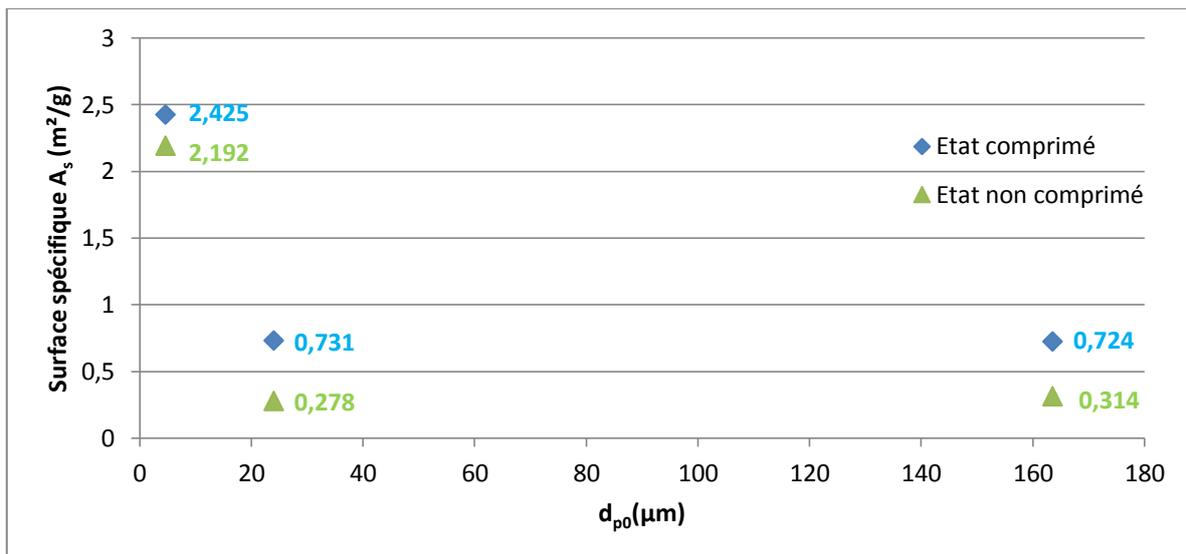


Figure 2-4 : Surface spécifique mesurée de chaque lot (99/1) selon l'état et le diamètre moyen initial.

Ces mesures confirment que des particules plus grosses (E, 100-200) ont une surface spécifique plus faible que des particules plus fines (M3C), ce qui est cohérent avec la théorie (voir Chapitre 1 – 3.1.3.c).

Dans le *Tableau 2-6*, une singularité apparaît toutefois dans le cas non comprimé entre le lot E et 100-200. La surface spécifique mesurée est légèrement plus grande dans le cas du 100-200 alors que le diamètre moyen de ses particules est plus important, ce qui est contraire à la remarque du paragraphe précédent.

Cela peut s'expliquer d'une part par la présence de nombreux défauts de surface des particules qui contribuent à augmenter la surface d'adsorption, et d'autre part par une légère dégradation des grains lors du traitement d'homogénéisation avec le noir de carbone et l'utilisation d'ultrasons, bien que ces derniers aient été appliqués avec une énergie très modérée et sur des durées très courtes (voir note 2, p 121).

La mesure de surface spécifique montre que l'opération de chargement modifie la granulométrie des lots d'explosif de manière non négligeable. Cela crée de la fracturation de grains, ce qui augmente la surface accessible à la combustion, et accélère la réaction au sein de la chambre du DOP.

Néanmoins, le chargement reste incontournable pour le fonctionnement optimal du DOP puisqu'il permet d'assurer le contact entre la fibre optique et l'explosif, malgré les perturbations environnementales (changements de température, vibrations). La formation d'une poche d'air entre l'explosif et la fibre se traduirait en effet par une perte sensible d'efficacité à l'allumage, voire à l'absence de l'inflammation, comme cela a été montré expérimentalement par Moulard et *al.* ([2.2]).

2.5.2 Influence du noir de carbone dans les compositions

Les résultats des *Tableau 2-3* et *Tableau 2-4* sont résumés dans le *Tableau 2-7*, qui met en évidence l'influence de l'ajout du noir de carbone dans l'explosif pour le cas non comprimé :

Type de HMX	Surface spécifique A_s mesurée à l'azote pour l'explosif pur (m^2/g)	Surface spécifique A_s mesurée au krypton pour l'explosif graphité (99/1) (m^2/g)
Type M3C	2,201	2,192
Type E	0,316	0,278
Type 100-200	0,035	0,314

Tableau 2-7 : Comparaison des résultats de BET entre les lots purs et graphités dans le cas non comprimé.

Le *Tableau 2-7* montre une valeur de surface spécifique semblable entre l'explosif pur et l'explosif graphité pour le M3C. Au contraire, l'ajout de noir de carbone augmente très fortement la valeur de surface spécifique pour le 100-200, près de neuf fois la valeur relevée pour l'explosif pur. Le résultat pour la classe E est plus nuancé.

Afin de vérifier les résultats observés ci-dessus, la surface spécifique du noir de carbone seul est mesurée au krypton dans le cas non comprimé. La valeur obtenue est de 8,91 m²/g (*Tableau 2-8*).

Par additivité des surfaces spécifiques (équation [1-8]), l'ajout de noir de carbone devrait logiquement augmenter la valeur de la surface spécifique totale du mélange, d'autant plus dans le cas où les surfaces spécifiques sont faibles de base, comme pour le 100-200. L'influence de l'ajout du noir de carbone pour le M3C est quasiment nulle.

Dans le cas de la classe E, l'ajout de noir de carbone semble avoir tendance à légèrement diminuer la valeur de la surface spécifique. Les résultats sont donc *a priori* en contradiction avec la remarque ci-dessus. Il pourrait toutefois s'agir d'imprécisions de mesure, compte-tenu des valeurs relativement proches dans le *Tableau 2-1*.

Il faut repréciser que les valeurs de surface spécifique du *Tableau 2-3* ont été obtenues avec de l'azote. Le changement du gaz d'adsorption de l'azote vers le krypton peut avoir une influence, puisque les mesures faites à l'azote sont moins précises que celles faites au krypton lorsque la valeur de surface spécifique est faible, ce qui est le cas pour le 100-200.

Pour comprendre l'origine de l'écart dans le cas 100-200, une mesure complémentaire est donc réalisée au krypton avec le HMX 100-200 pur non comprimé, ce qui fournit une valeur de surface spécifique de 0,051 m²/g (*Tableau 2-8*). Cette valeur est finalement assez proche de celle établie avec l'azote. Pour la suite, le résultat de la mesure au krypton sera toutefois privilégié sur celui de la mesure à l'azote.

Echantillon	Diamètre moyen initial d_{p0} de particule (μm)	Quantité (g)	Surface spécifique A_s mesurée (m ² /g)	+/- (m ² /g)	Coefficient de corrélation de la mesure
HMX 100-200 pur	163,5	4,0445	0,051	0,001	0,9997452
N991	0,3-0,4	1,0680	8,910	0,053	0,9999471

Tableau 2-8 : Résultats complémentaires de BET au krypton à l'état non comprimé.

Par combinaison des valeurs mesurées dans le *Tableau 2-8* et de la proportion en masse de chaque espèce du mélange 100-200 (99% HMX, 1% N991), il vient d'après l'équation [1-8] :

$$A_s = 0,99A_s^{HMX} + 0,01A_s^{N991}$$

$$A_s = 0,99 \times 0,051 + 0,01 \times 8,910$$

$$A_s \approx 0,14 \text{ m}^2/\text{g}$$

La surface spécifique du mélange (99/1) devrait se situer autour de 0,14 m²/g, ce qui démontre l'impact non négligeable du noir de carbone dans ce cas précis. L'ajout de noir de

carbone est particulièrement influent sur la valeur de la surface spécifique dans le lot 100-200 en raison de la faible surface spécifique de base du 100-200, qui est due au grand diamètre initial de ses particules d'explosif (163,5 μm).

L'écart reste néanmoins important entre la valeur mesurée au krypton du mélange non comprimé (0,314 m^2/g) et la valeur issue de la proportion 99/1 entre les deux éléments pris séparément (0,14 m^2/g). Cela peut probablement s'expliquer à nouveau par la technique de préparation utilisée et l'action des ultrasons.

2.5.3 Comparaison des mesures avec les valeurs théoriques

Il est maintenant intéressant d'utiliser la formule théorique de calcul de la surface spécifique (équation [1-7a]) qui s'applique dans le cas d'une distribution uniforme et sans formation d'agglomérats, pour des particules sphériques sans défaut et de même diamètre.

Seul le cas non comprimé est étudié ici, puisque la validité de l'équation [1-7a] se limite à des cas où les particules sont sphériques et sans défaut. La compression modifie en effet trop fortement la granulométrie des particules par rapport au cas des compositions pulvérulentes (voir section 2.5.1), et n'autorise plus l'application de cette formule pour les pastilles.

Le *Tableau 2-9* présente les valeurs de surface spécifique pour les composants purs déduites de l'équation [1-7a], et comparées à celles mesurées expérimentalement (voir *Tableau 2-7* et *Tableau 2-8*).

Echantillon	Diamètre moyen initial d_{p0} de particule (μm)	Surface spécifique A_s calculée (m^2/g)	Surface spécifique A_s mesurée (m^2/g)
HMX M3C pur	4,6	0,686	2,201
HMX E pur	24	0,132	0,316
HMX 100-200 pur	163,5	0,019	0,051
N991	0,3-0,4 ³	9,119	8,910

Tableau 2-9 : Surfaces spécifiques théoriques et mesurées pour chaque composant pur (sans compression).

Le *Tableau 2-10* présente maintenant les valeurs de surface spécifique pour les lots (99/1) déduites de celles du *Tableau 2-9* par combinaison, et comparées à celles mesurées expérimentalement.

³ Par commodité, le diamètre moyen considéré pour les calculs est de 0,35 μm

Echantillon	Diamètre moyen initial d_{p0} de particule (μm)	Surface spécifique A_s calculée (m^2/g)	Surface spécifique A_s mesurée (m^2/g)
M3C	4,6	0,769	2,192
E	24	0,221	0,278
100-200	163,5	0,110	0,314

Tableau 2-10 : Surfaces spécifiques théoriques et mesurées pour chaque lot (99/1) (sans compression).

Pour les trois classes d'explosif, la surface spécifique théorique est en deçà de celle mesurée par la BET, que ce soit pour les composants purs ou les lots (99/1). Ces différences s'expliquent par les hypothèses de distribution monomodale de particules en taille et de sphéricité parfaite des grains dans le cas déduit, ce qui a tendance à diminuer la surface spécifique par rapport à des particules réelles non sphériques, moins uniformes et présentant des aspérités éventuelles sur la surface des grains ou d'autres défauts de structure.

L'écart conséquent des valeurs dans le cas du M3C s'explique par la composition du lot, formé de particules très dissemblables au niveau de la taille et de la forme (voir *Figure 2-1*). Les grains ne peuvent pas être supposés sphériques, et la distribution de grains en taille n'est pas monomodale (voir *Figure 2-2*), ce qui fausse considérablement l'application de la formule théorique.

L'écart est conséquent dans le cas du HMX 100-200 en raison du traitement subi par le composé lors de la réalisation du mélange, qui altère davantage les grains d'explosif que pour les autres lots.

Les valeurs estimées et réelles pour le HMX E sont quant à elles très proches.

En résumé, trois facteurs principaux participent à l'augmentation de la surface spécifique des lots étudiés par rapport aux explosifs purs initiaux.

Le premier est l'effet des ultrasons pour l'homogénéisation lors de la préparation des compositions, qui affecte toutes les granulométries, mais semble toutefois plus influent pour des granulométries plus grosses (cas du 100-200).

Le second facteur est l'ajout de N991, qui a théoriquement tendance à augmenter la surface spécifique, même si cela n'est pas flagrant dans les mesures expérimentales à l'exception du cas du 100-200. Ce phénomène est d'autant plus marqué sur des grains de grand diamètre initial (comme le 100-200) dans la mesure où la surface spécifique de base est faible pour de grands grains. Les ultrasons contribuent de plus à la dégradation des grains.

Enfin, le chargement du lot dans la chambre de combustion s'effectue avec une compression. La compression a pour effet de déformer, fissurer et fracturer les grains initiaux d'explosif, ce qui réduit la taille moyenne initiale des grains et augmente la surface

de combustion. Ce phénomène est d'autant plus marqué que les grains initiaux ont une grande taille.

2.5.4 Estimations de la taille moyenne des grains d'explosif après la compression

Une nouvelle taille équivalente des grains d'explosif peut être déterminée après la compression à partir des mesures expérimentales de la surface spécifique.

Les mesures précédentes permettent de déterminer la totalité de la surface spécifique des échantillons, comprenant également celle du noir de carbone N991. Compte-tenu de la proportion réduite du N991 et de la faible énergie totale dégagée par sa combustion par rapport à celle du HMX (dont la balance d'oxygène par rapport au CO₂ est de -21,6 %), l'hypothèse peut être faite que le rôle du N991 est négligeable dans la combustion du mélange, et qu'il ne participe qu'à l'amorçage de la charge. Seul le HMX est donc considéré comme réactif, et la surface spécifique associée au HMX doit être connue à l'état comprimé.

Pour cette partie, l'indice « nc » désigne l'état non comprimé, l'indice « c » désigne l'état comprimé, l'exposant « HMX » désigne le HMX pur et l'exposant « N991 » désigne le noir de carbone N991 pur.

L'hypothèse est faite que les grains de noir de carbone N991 sont indéformables et incassables, y compris lorsqu'ils subissent la compression. Les grains de N991 sont par ailleurs considérés sphériques, sans défaut, rigides et de diamètre constant. Leur surface spécifique A_s^{N991} est constante et égale à 8,9 m²/g (voir *Tableau 2-8*) :

$$(A_s^{N991})_{nc} = (A_s^{N991})_c = 8,9 \text{ m}^2/\text{g}$$

La contribution du N991 à la surface spécifique totale des lots 99/1 est constante et donnée par $0,01 \times 8,9 = 0,089 \text{ m}^2/\text{g}$ (soit 1% en masse de N991).

Tenant compte des hypothèses et de l'équation [1-8], la surface spécifique totale A_s du lot graphité peut s'exprimer dans les états non comprimé et comprimé en fonction des surfaces spécifiques du HMX et du N991 pour chaque état :

$$\begin{cases} (A_s)_{nc} = 0,99(A_s^{HMX})_{nc} + 0,01(A_s^{N991})_{nc} \\ (A_s)_c = 0,99(A_s^{HMX})_c + 0,01(A_s^{N991})_c \end{cases}$$

Avec $(A_s^{N991})_{nc} = (A_s^{N991})_c$, l'équation [2-3] suivante est obtenue :

$$(A_s^{HMX})_c = (A_s^{HMX})_{nc} + \frac{(A_s)_c - (A_s)_{nc}}{0,99} \quad [2-3]$$

En appliquant l'équation [2-3] sur les valeurs expérimentales obtenues, les surfaces spécifiques pour les composants purs (100/0) après compression peuvent être déduites :

$$(A_s^{HMx 100-200})_c \approx 0,466 \text{ m}^2/\text{g}$$

$$(A_s^{HMx E})_c \approx 0,774 \text{ m}^2/\text{g}$$

$$(A_s^{HMx M3C})_c \approx 2,436 \text{ m}^2/\text{g}$$

Ces résultats ainsi que les mesures expérimentales sont résumés dans le *Tableau 2-11* (en m²/g).

100-200	nc	c
100/0	0,051	$(A_s^{HMx 100-200})_c \approx 0,466$
99/1	0,314	0,724

E	nc	c
100/0	0,316	$(A_s^{HMx E})_c \approx 0,774$
99/1	0,278	0,731

M3C	nc	c
100/0	2,201	$(A_s^{HMx M3C})_c \approx 2,436$
99/1	2,192	2,425

Tableau 2-11 : Résumé des valeurs en m²/g des surfaces spécifiques dans les états non comprimé (« nc ») et comprimé (« c ») pour chaque lot.

Les valeurs du *Tableau 2-11* montrent que les effets de chaque facteur varient en fonction du lot étudié. Pour le lot M3C, ni l'ajout de N991, ni la compression ne modifient notablement la surface spécifique. Dans le lot E, l'ajout de N991 ne modifie pas beaucoup les valeurs de surface spécifique, tandis que la compression la multiplie par un facteur 2-3. Le lot 100-200 est en revanche fortement influencé à la fois par l'ajout de N991 et par la compression.

De manière générale, la compression a davantage d'influence que l'ajout de N991, lequel est présent en très faibles quantités, d'autant plus que la compression agit également sur la répartition du N991 dans l'explosif et a probablement un impact non négligeable pour l'inflammation du composant par le laser. Cet aspect sera abordé dans le **Chapitre 3**.

Les valeurs $(A_s^{HMx})_c$ calculées ci-dessus servent à déterminer le rayon moyen équivalent des grains d'explosif après compression avec l'aide de l'équation [1-7a]. Puisque

seul l'explosif est considéré déformable, seul le diamètre des grains d'explosif peut être modifié par la compression.

L'équation [1-7a] appliquée à l'Octogène donne :

$$A_s^{HMX} = \frac{1}{\rho^{HMX}} \frac{6(1-\varphi)}{d_p^{HMX}}$$

Ou encore $A_s^{HMX} = \frac{1}{\rho_{TMD}^{HMX}} \frac{6}{d_p^{HMX}}$ puisque $\rho = (1-\varphi)\rho_{TMD}$. Dans le cas comprimé, il vient finalement l'équation [2-4] :

$$d_{pc}^{HMX} = \frac{6}{\rho_{TMD}^{HMX} \times (A_s^{HMX})_c} \quad [2-4]$$

Les rayons moyens équivalents en sont déduits :

$$d_{pc}^{HMX\ 100-200} \approx 6,78 \mu m$$

$$d_{pc}^{HMX\ E} \approx 4,08 \mu m$$

$$d_{pc}^{HMX\ M3C} \approx 1,30 \mu m$$

Le *Tableau 2-12* résume les résultats obtenus. Le facteur de réduction associé à chaque lot montre clairement l'influence du chargement sur le diamètre moyen initial des particules. Cet impact est d'autant plus important que les grains initiaux sont gros (lot 100-200).

Diamètre de grain (μm)	nc	c	Facteur de réduction
100-200	163,5	6,78	24,12
E	24	4,08	5,88
M3C	4,6	1,30	3,54

Tableau 2-12 : Valeurs des diamètres de grains d'explosif dans les états non comprimé (« nc ») et comprimé (« c ») pour chaque lot.

Il faut préciser que les diamètres de grain équivalents après compression supposent toujours que les particules sont idéalement sans agglomérat et sphériques, compte-tenu de l'utilisation de l'équation [1-7a]. Ceci est une approximation sévère par rapport à la réalité. Ces valeurs donnent néanmoins une idée de l'impact de la compression sur la taille de grain. Ces nouveaux diamètres seront à considérer pour la suite pour prendre en compte l'effet de la compression des chargements en chambre de combustion. Des perspectives d'observations au MEB sur les échantillons comprimés doivent confirmer ces premières conclusions.

3. Mesure de la vitesse de projectile

Le principal diagnostic expérimental en cours de tir est la mesure de la vitesse du projectile. La technique employée est celle de la Vélocimétrie Hétérodyne (VH), basée sur l'effet Doppler.

Les mesures ont été réalisées pour les trois lots d'explosif présentés dans la partie 1.

3.1 Interférométrie laser

3.1.1 Effet Doppler

La fréquence d'une onde électromagnétique réfléchiée par une surface en mouvement subit une variation directement liée à la vitesse de déplacement de cet objet. Il s'agit de l'effet Doppler.

En pratique, cela se manifeste par exemple avec la sirène d'un véhicule d'urgence en déplacement (*Figure 2-5*). Le son est différent selon que le récepteur soit dans le véhicule (l'émetteur est alors immobile par rapport au récepteur), que le véhicule se rapproche du récepteur (le son est plus aigu) ou encore qu'il s'en éloigne (le son est plus grave).

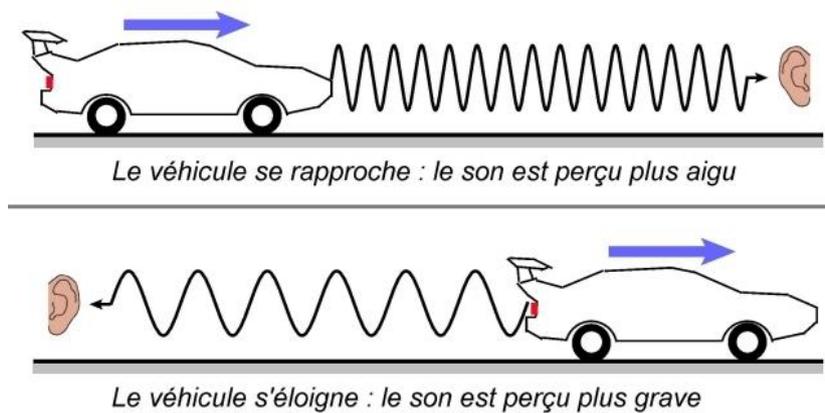


Figure 2-5 : Illustration de l'effet Doppler.

L'effet Doppler fait varier la longueur d'onde de la lumière réfléchiée d'un intervalle $\Delta\lambda$, avec en première approximation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = -2 \frac{u_{SL}}{C_l} \quad [2-5]$$

Avec λ_0 la longueur d'onde du laser, u_{SL} la vitesse de surface libre, C_l la célérité de la lumière et $\Delta\lambda$ la variation de longueur d'onde due à l'effet Doppler.

Cet effet a très rapidement été envisagé comme un moyen de mesure continue de déplacement des surfaces réfléchissantes. Les premiers systèmes de vélocimétrie sont basés sur les émetteurs hyperfréquences (ondes millimétriques), seules sources cohérentes alors disponibles. Ces systèmes étaient toutefois contraignants à mettre en place et présentaient un certain nombre de problèmes (résolution temporelle, diffraction lumineuse, etc.). Le développement des lasers a peu à peu mis à la disposition des expérimentateurs des sources cohérentes ne présentant pas ces inconvénients.

3.1.2 Vélocimétrie laser

Un vélocimètre laser est un système de mesure de vitesse sans contact. Il est généralement constitué d'un laser monomode qui éclaire la surface mobile au point où sa vitesse est mesurée, et d'un interféromètre. Il existe plusieurs techniques interférométriques.

La plus ancienne est le système d'Interférométrie Doppler Laser, ou IDL (en anglais, DLI : Doppler Laser Interferometry), qui utilise un interféromètre multi-ondes de Fabry-Pérot (*Figure 2-6*).

A partir d'une onde incidente éclairant un objet mobile (flèches bleues sur la *Figure 2-6*), il se forme des ondes réfléchies affectées par l'effet Doppler (flèches oranges sur la *Figure 2-6*). Les ondes réfléchies sont ensuite dirigées jusqu'à l'interféromètre de Fabry-Pérot, ce qui permet de générer une multitude d'ondes parallèles (flèches rouges sur la *Figure 2-6*).

Ces ondes vont former des interférences dont les franges se présentent sous la forme d'une succession d'anneaux brillants fins concentriques, dont l'évolution du diamètre au cours du temps permet de déterminer la vitesse de surface étudiée.

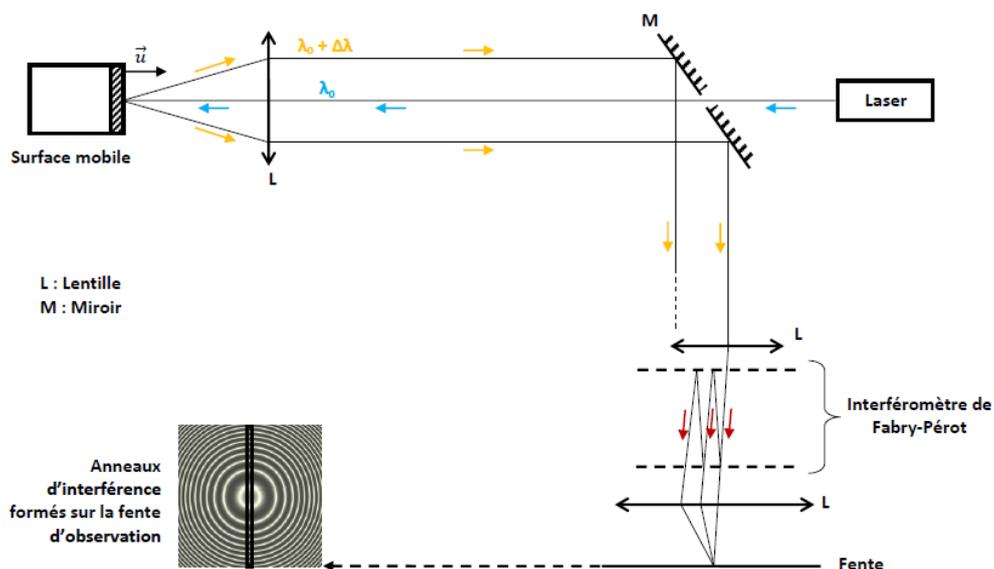


Figure 2-6 : Principe de fonctionnement de l'IDL ([2.3]).

Une autre technique est celle du VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) qui se base sur un interféromètre à deux ondes de Michelson (*Figure 2-7*).

La lumière réfléchi sur la surface mobile (flèches bleues sur la *Figure 2-7*) est affectée par l'effet Doppler ce qui entraîne une variation de sa longueur d'onde. Avec un VISAR, cette onde réfléchi est divisée une première fois en deux ondes par une lame séparatrice. Elle est séparée d'une part en un faisceau qui sert à mesurer la variation de l'intensité lumineuse réfléchi par la cible (flèches oranges sur la *Figure 2-7*), et d'autre part en un faisceau permettant de réaliser la mesure de vitesse.

Ce second faisceau est à nouveau séparé en deux par une autre lame séparatrice. Ces deux faisceaux empruntent chacun l'un des deux bras constituant le système VISAR. L'un de ces deux bras comporte un barreau de verre qui retarde le train d'onde par rapport à un milieu vide (flèches rouges sur la *Figure 2-7*).

Quand les deux faisceaux se rejoignent, la modification de la longueur d'onde par l'effet Doppler et le retard induit par le dispositif entraînent un déphasage entre les deux signaux qui se manifeste par la formation d'une figure d'interférence. En fonction du nombre de franges d'interférence défilant à l'instant t , le déplacement de la surface éclairée peut être déterminé.

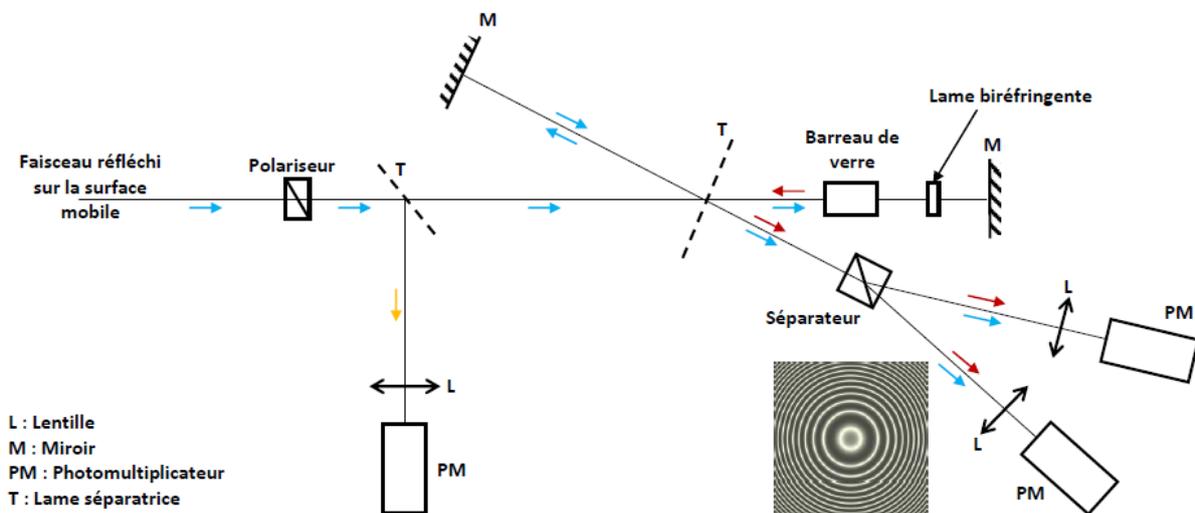


Figure 2-7 : Principe de fonctionnement du VISAR ([2.3]).

La réussite de mesure de vitesse dépend de l'intensité lumineuse de la figure d'interférence. Le VISAR excelle pour mesurer une vitesse unique avec une incertitude de quelques pourcents et une résolution temporelle de quelques nanosecondes, tant que les signaux restent supérieurs au seuil de détection des photomultiplicateurs.

Pour des intensités plus faibles, il devient nécessaire d'utiliser un dispositif plus sensible que le système VISAR.

3.1.3 Vélométrie hétérodyne

La technique la plus récente est la Vélométrie Hétérodyne, ou VH (en anglais, PDV : Photonic Doppler Velocimetry) ([2.4], [2.5], [2.6]).

Contrairement aux systèmes IDL et VISAR qui sont basés sur une modulation de fréquences des interférences par variation de vitesse, la VH utilise une interférométrie dite de déplacement, dans laquelle les modulations de fréquences des interférences sont reliées aux variations de position de la cible mobile.

La VH ne nécessite donc pas l'utilisation d'un interféromètre, mais se base uniquement sur un battement des fréquences émises et reçues (*Figure 2-8*).

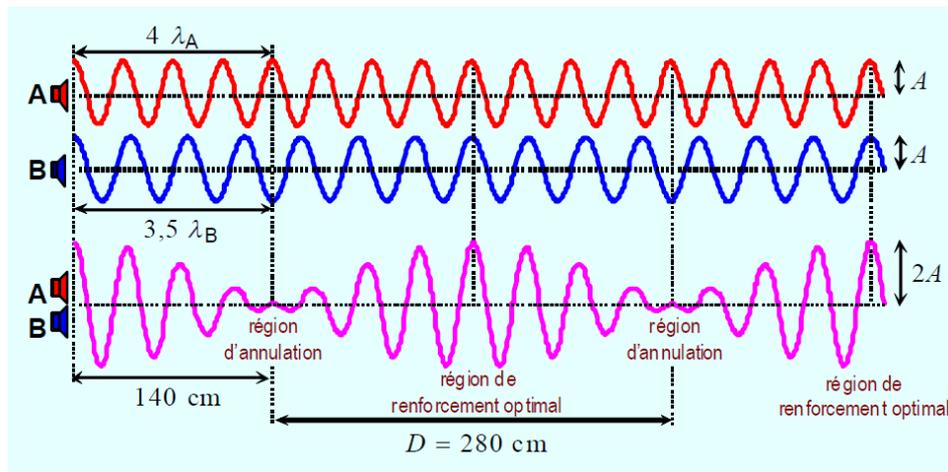


Figure 2-8 : Illustration d'un battement entre deux fréquences distinctes.

Le principe de fonctionnement est présenté à la *Figure 2-9* ci-dessous. La VH a recours à un laser monomode avec une fréquence de référence F_0 (flèches bleues sur la *Figure 2-9*) qui éclaire un objet mobile *via* une sonde chargée de collimater ou focaliser la lumière laser incidente et de collecter une partie de la lumière réfléchie. La cible rétrodiffuse une lumière de fréquence F décalée par effet Doppler (flèches rouges sur la *Figure 2-9*), laquelle est transportée par la fibre jusqu'à des détecteurs. D'autre part, une partie de la lumière émise par le laser, non affectée par l'effet Doppler, est prélevée et envoyée également vers les détecteurs. Un circulateur permet le transport de la lumière de la source laser à la sonde, et de la lumière réfléchie de la sonde au détecteur.

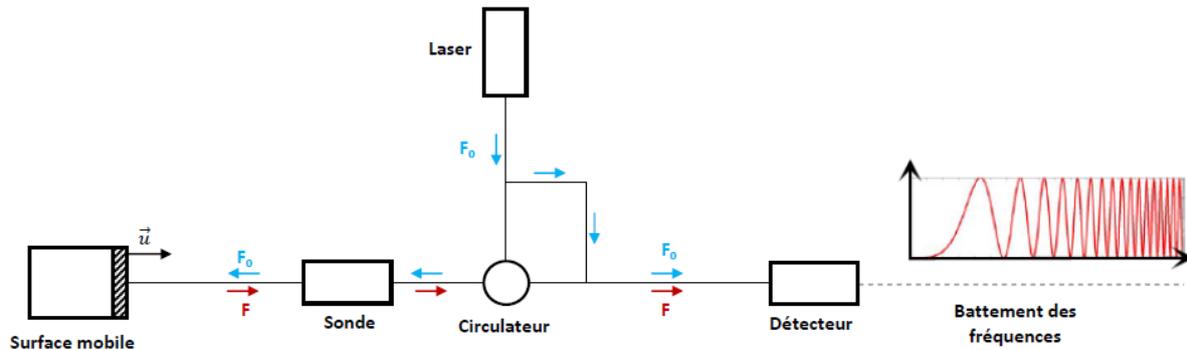


Figure 2-9 : Principe de fonctionnement de la VH.

La combinaison de ces deux fréquences F et F_0 (« hétérodynage ») aboutit à un signal de battement dans le temps, enregistré sur un numériseur. Un traitement par transformée de Fourier glissante, avec un pas de glissement fixé sur une fenêtre de largeur temporelle finie, permet d'extraire les fréquences caractéristiques du signal et aboutit enfin à une « représentation-temps-fréquence », ou « spectrogramme », dont l'analyse permet de connaître la loi de vitesse $u(t)$ animant le mobile.

La VH est une technique assez récente dont l'apparition s'explique par le progrès du matériel électronique en termes de résolution et de stabilité.

Par rapport aux méthodes précédentes (IDL et VISAR), elle possède l'avantage de pouvoir mesurer une grande plage de vitesse (jusqu'à un intervalle allant de 0 à 20 km/s pour certains montages) de manière relativement simple, y compris sur des surfaces dégradées. Elle permet de plus de mesurer simultanément différentes vitesses de différents objets (débris, fragments, particules, etc.) en mouvement dans le champ de mesure. Elle reste toutefois moins précise qu'un système VISAR.

L'utilisation de la VH dans cette étude est surtout justifiée par la plage de vitesse et les ordres de grandeur des durées (entre la microseconde et la milliseconde).

3.2 Description du banc d'essai VH

3.2.1 Installation VH de l'ISL

Le montage de l'ISL utilisé pour les mesures de Vélocimétrie Hétérodyne dans ces travaux s'inspire de celui présenté à la Figure 2-9.

A la différence de celui-ci, un miroir interchangeable est ajouté entre la surface mobile (la surface libre de l'opercule fermant la chambre) et la sonde de telle sorte que les signaux soient parfaitement réfléchis de l'un à l'autre. Le miroir seul est ainsi impacté par le projectile et subit des dommages irréversibles, ce qui marque la fin des mesures. Le reste du montage est préservé du risque de débris.

La mesure est déclenchée par un signal lumineux (« trigger ») qui apparaît avec la rupture de l'opercule. Elle s'achève lorsque l'intensité du signal lumineux disparaît, dès l'instant où le projectile percute le miroir. Un « pretrigger » permet l'acquisition de l'ensemble du profil de vitesse.

Le laser de mesure possède une puissance de 3W à 4W, et délivre un signal de référence dont la longueur d'onde est de 1550 nm. La lumière du laser monomode de fréquence F_0 est acheminée par une fibre optique de diamètre 10 μm jusqu'à la sonde.

La sonde est donc composée de l'extrémité de la fibre optique ainsi que d'une lentille de distance focale 30 mm, positionnée entre la fibre optique et la surface mobile. La lentille est située de telle sorte que d'un côté, l'extrémité de la fibre monomode se confonde avec son point focal, et de l'autre côté que la surface réfléchissante au repos soit initialement à 150 mm. Cela permet d'obtenir un diamètre de focalisation du laser sur la surface du projectile avec initialement un grandissement de 5 par rapport au diamètre de la fibre optique, soit 50 μm . Le diamètre de focalisation est donc négligeable par rapport au diamètre du projectile (3,5 mm). Le projectile se déplace dans un faisceau d'environ 0,03 d'ouverture numérique, qui correspond au sinus de l'angle par lequel les signaux peuvent rentrer ou sortir de la sonde.

Le signal de mesure est acheminé ensuite par la fibre jusqu'à un détecteur *New Focus 1592NF* de bande passante 3,5 GHz, où il est couplé au signal de référence, ce qui crée le battement des fréquences. L'acquisition des mesures est réalisée par un oscilloscope *Acqiris dc282* de bande passante 2 GHz et de fréquence d'échantillonnage par défaut de 8 GHz, soit 8 points de mesures par nanoseconde. Le traitement par transformée de Fourier glissante s'effectue enfin avec un pas de glissement de 256 ps et une largeur de fenêtre de 2048 ps.

L'**Annexe 1** présente un schéma détaillé du montage ainsi que quelques photos illustratives.

3.2.2 Dispositif d'observation du premier étage

Les mesures de VH sont effectuées à la sortie du premier étage du DOP et permettent de mesurer la mise en vitesse du projectile qui ferme la chambre de combustion, sous l'effet des gaz à haute pression, lequel est créé par le cisaillement dynamique de l'opercule fermant la chambre de combustion sous l'effet de ces hautes pressions.

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures (*Figure 2-10*) a été conçu pour reproduire le plus fidèlement possible les phénomènes se produisant au sein du premier étage du DOP et du mini-canon (entouré par le cercle « B » sur *Figure 2-10*). Il se compose du corps du premier étage connecté à la source laser par une interface mécano-optique (appelé également un connecteur ou une bretelle optique), du tube d'accélération dans lequel est guidé le projectile, et d'un support permettant de maintenir l'ensemble du montage de la même manière qu'un DOP entier.

L'ensemble des pièces métalliques du dispositif expérimental est réalisé en acier Inox 304L, dont les propriétés sont données dans le *Tableau 1-13*.

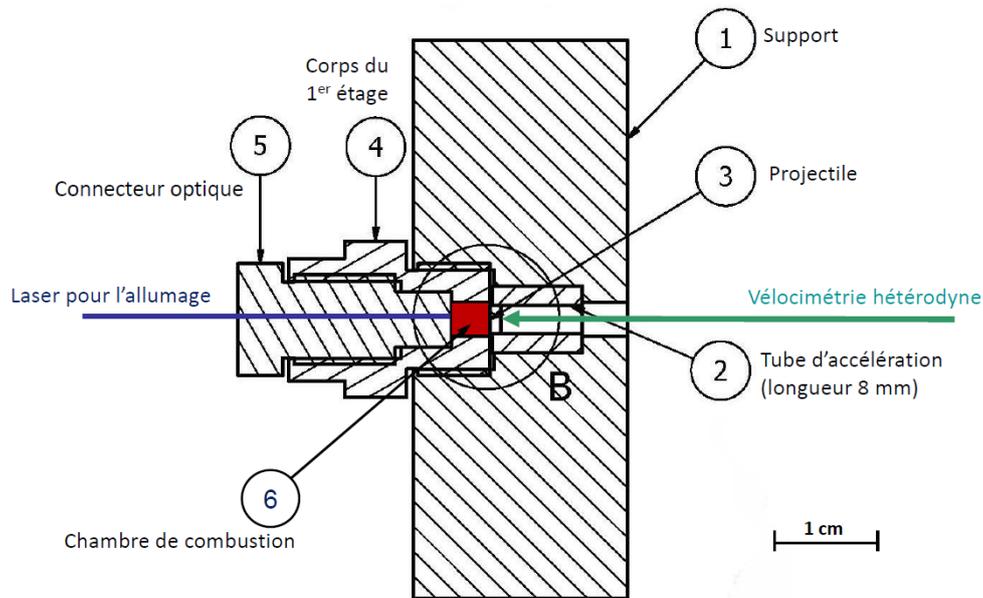


Figure 2-10 : Coupe du montage expérimental.

Pour des raisons de confidentialité, les dimensions de la chambre de combustion et le chargement pyrotechnique ont été modifiés par rapport au composant industriel.

La chambre de combustion (en rouge sur la *Figure 2-11*) se présente sous la forme d'un tube cylindrique de 4 mm de diamètre et de 4 mm de hauteur, confiné par des parois de 6 mm d'épaisseur. Cette chambre de volume $50,27 \text{ mm}^3$ est chargée en composition explosive en appliquant six étapes de compression à l'aide d'une presse hydraulique délivrant 700 bars, ce qui fournit une masse volumique apparente homogène d'environ 1600 kg/m^3 (porosité de 16 %).

La combustion est initiée par une diode laser fournissant une puissance continue de 7,55 W sur une durée de 100 ms, dont l'énergie thermique est transportée jusqu'à l'explosif par une (mono) fibre optique de $105 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre (définition de l'industriel associée au cahier des charges).

Deux configurations de projectile ont été testées : un profil long ou guidé (*Figure 2-11*), et un profil court (*Figure 2-12*).

Le projectile guidé est propulsé dans un tube cylindrique de 3,5 mm de diamètre et de 8 mm de long (*Figure 2-11*). Compte-tenu des dimensions indiquées et de la masse volumique de l'Inox 304L (7939 kg/m^3 , voir *Tableau 1-13*), la masse du projectile attendue est de 0,115 g.

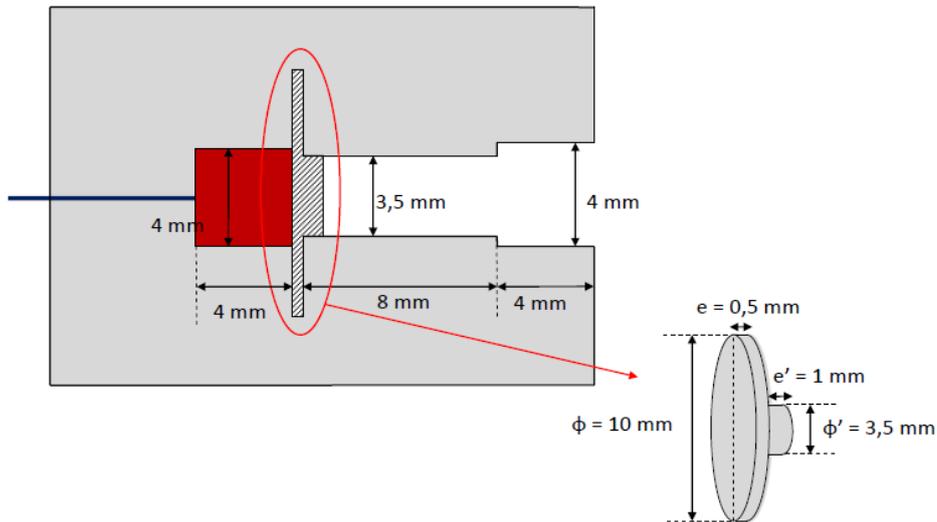


Figure 2-11 : Dimensions du premier étage standard, avec projectile dit « long » ou guidé.

Le projectile court est de conception plus simple. Il est uniquement constitué d'un opercule de la forme d'un disque (Figure 2-12). Le projectile obtenu est trois fois moins épais que celui résultant de la configuration longue. Sa masse attendue est de 0,038 g.

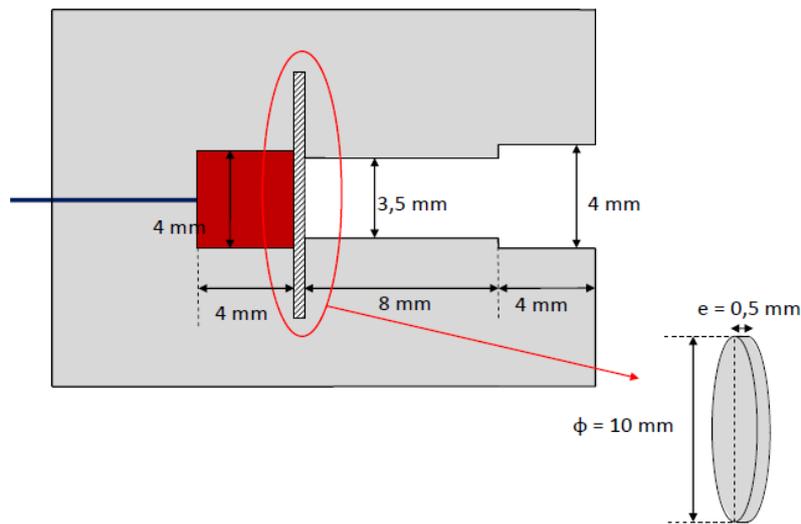


Figure 2-12 : Dimensions du premier étage, avec un projectile dit « court ».

Les inconvénients de cette configuration courte sont cependant multiples pour l'acquisition des mesures. Tout d'abord, l'étanchéité par rapport aux gaz de combustion est moindre dès que le cisaillement a lieu puisque l'épaisseur de la pièce métallique est faible. Le projectile a de plus toutes les chances de présenter une courbure ou une inclinaison dans le tube de lancement.

Une telle configuration augmente donc sensiblement les possibilités d'infiltration de gaz devant le projectile, ce qui a pour effet d'altérer la qualité du signal réfléchi, de rendre les mesures moins reproductibles, et de fausser les résultats de la VH.

Dans le DOP complet, il est non seulement nécessaire que le projectile atteigne une vitesse minimale dans le mini-canon, mais également qu'il soit le plus plat possible lors de l'impact avec le second étage pour la transmission d'un choc droit et l'amorçage de la détonation.

3.3 Résultats expérimentaux

3.3.1 Influence de la longueur du projectile

Plusieurs projectiles de type long et court sont étudiés afin de comparer les effets sur la mise en vitesse. L'explosif pour ces essais est du type HMX 100-200.

La *Figure 2-13* présente deux spectrogrammes obtenus lors des essais, l'un pour la configuration courte et l'autre pour la longue. Le signal est moins visible et moins net pour le projectile court, ce qui confirme les remarques faites précédemment sur les inconvénients d'une telle configuration.

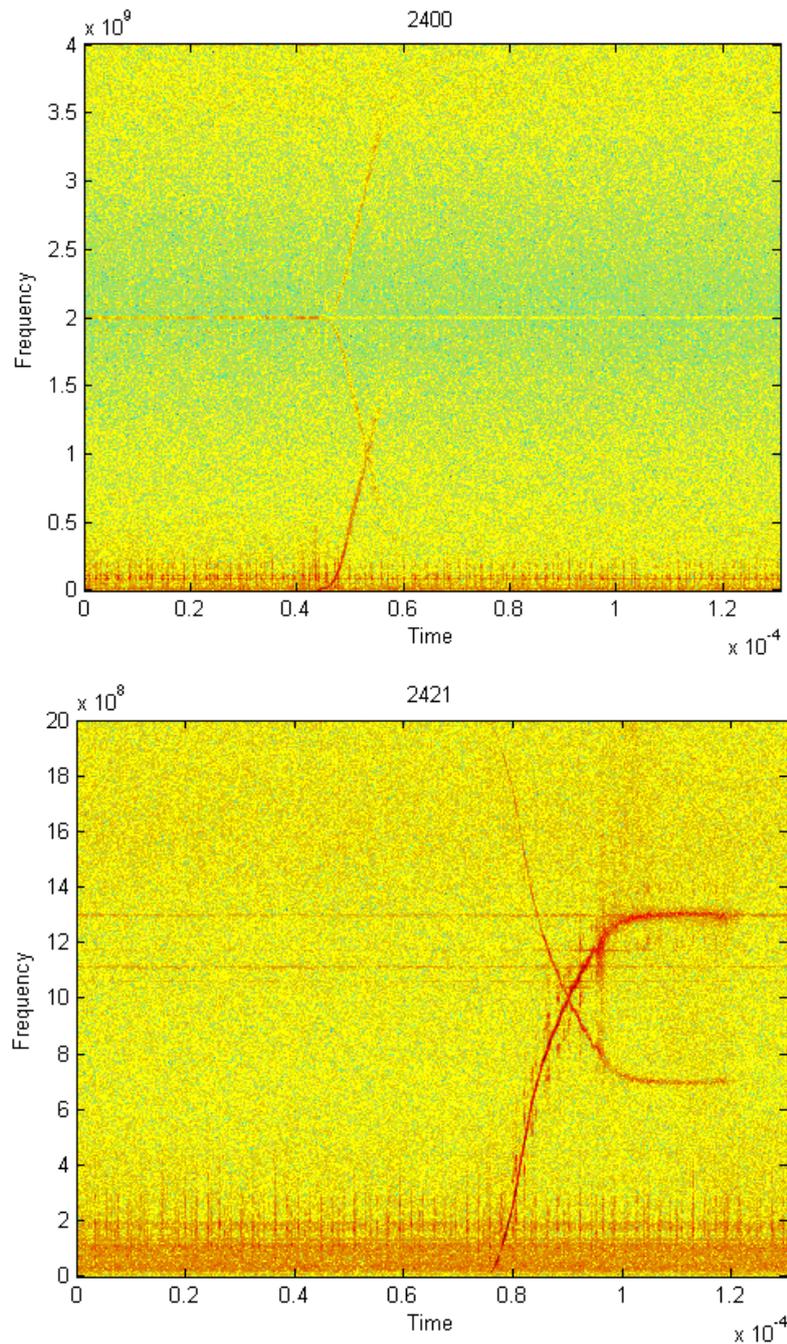


Figure 2-13 : Spectrogrammes (fréquence en Hz en fonction du temps en seconde) obtenus pour un projectile court (haut) et un projectile long (bas).

La Figure 2-14 montre l'évolution de la vitesse qui résulte des spectrogrammes ci-dessus.

Le temps t_0 correspond, pour toute la partie 3.3, au temps à partir duquel le projectile est mis en mouvement.

La distance parcourue par le projectile est obtenue par intégration de la vitesse mesurée ($x(t) = \int_{t_0}^t u(t)dt$), ce qui permet de tracer l'évolution de la vitesse en fonction de la distance parcourue $x(t)$.

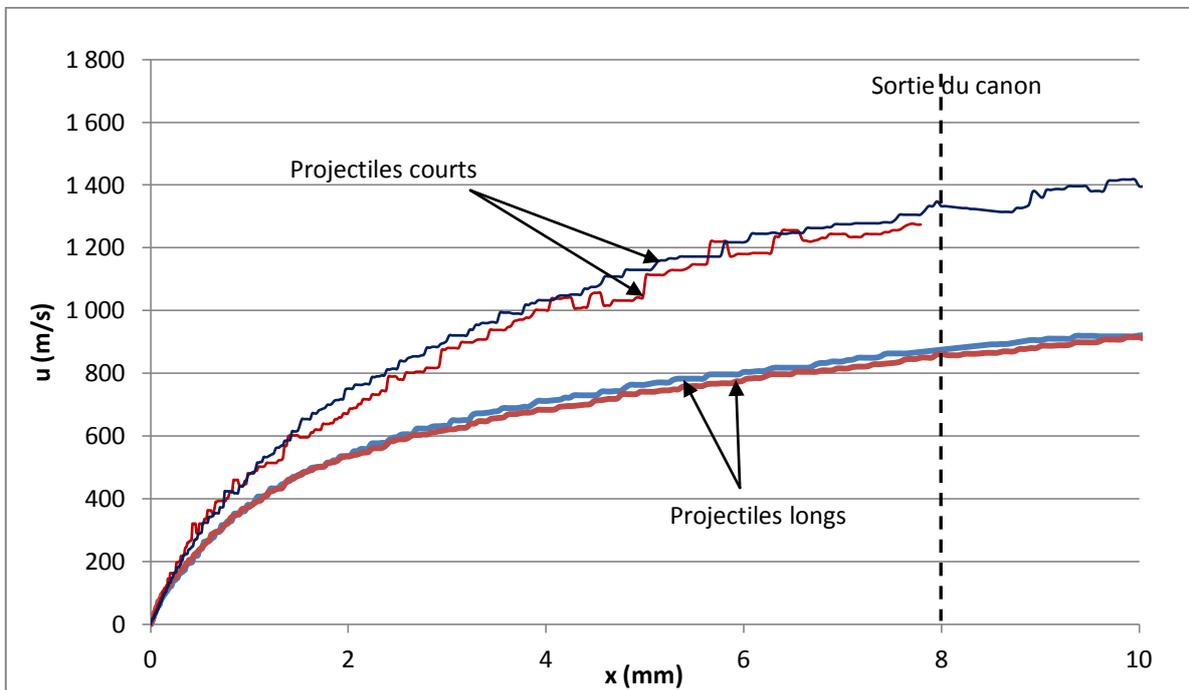
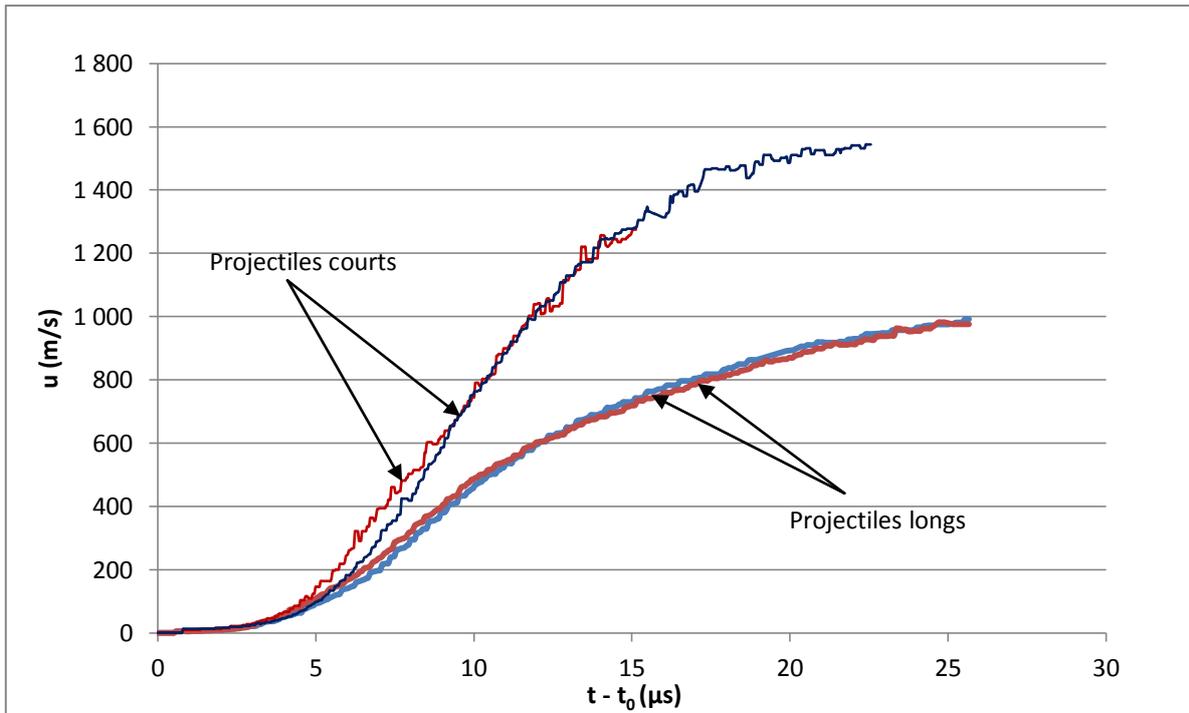


Figure 2-14 : Mesures de vitesses, en fonction du temps et de la distance.

Les résultats sont reproductibles, en particulier pour les projectiles longs. Les signaux sont davantage perturbés pour les projectiles courts, ce qui illustre les problèmes de stabilité d'une telle configuration. La durée des enregistrements peut donc parfois être réduite pour les projectiles courts à cause du brouillage des signaux de VH dû au passage des gaz en avant du projectile et/ou au manque de stabilité au cours de son mouvement.

Les vitesses atteintes par les projectiles courts sont plus importantes de près de 55% en comparaison des configurations longues, ce qui s'explique par la masse trois fois plus

faible du projectile court, et par la friction moindre avec la paroi du canon (projectile bombé, zone de contact réduite).

A partir des vitesses mesurées, l'évolution de la pression à la base du projectile peut être estimée en considérant le second principe de Newton. En négligeant tous les efforts s'appliquant sur le projectile à l'exception de l'effort de pression, en négligeant la pression ambiante p_0 , et en assimilant le projectile à un cylindre idéal, la pression est donnée par :

$$p = \frac{m_{proj} du/dt}{\pi r_{proj}^2} \quad [2-6]$$

Où m_{proj} est la masse du projectile et r_{proj} son rayon, supposé égal au rayon interne du tube de lancement. Le terme de dérivation du/dt implique une fluctuation importante des valeurs de pression déduites (*Figure 2-15*).

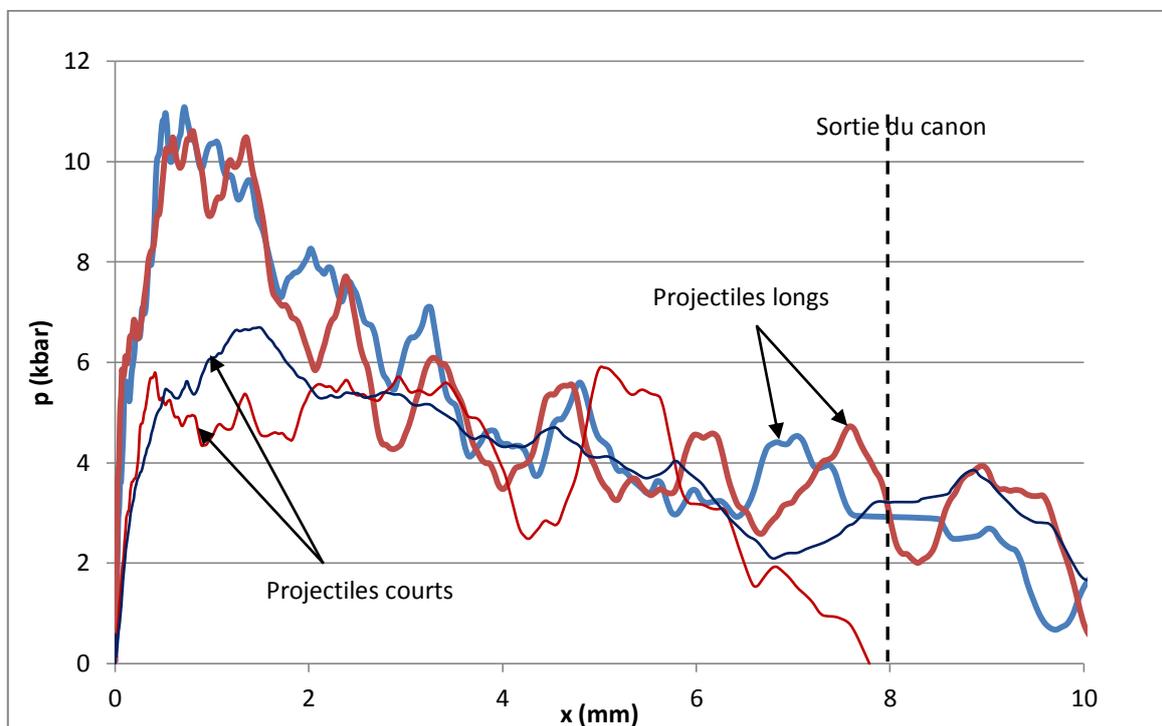
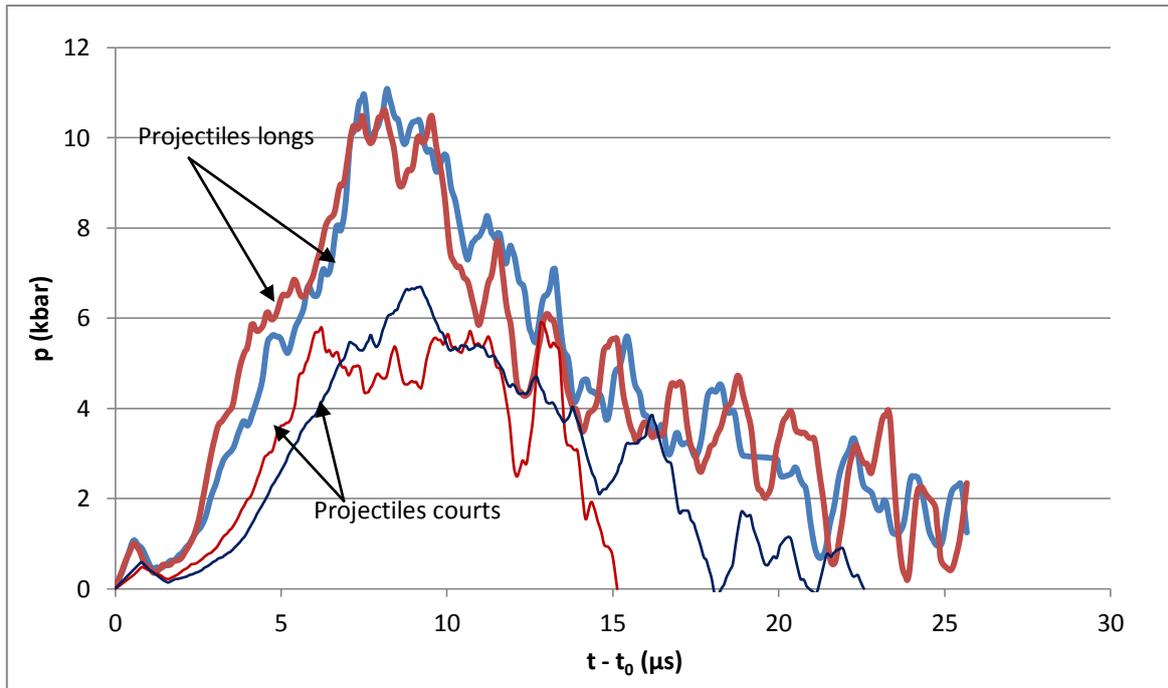


Figure 2-15 : Pressions estimées, en fonction du temps et de la distance.

Sur la Figure 2-15, un petit pic de pression apparaît autour de $1 \mu s$. Cette singularité apparaît sur plusieurs tirs, mais n'est cependant pas systématique. Il pourrait s'agir d'une incertitude de mesure.

Par ailleurs, les oscillations visibles sur les signaux de pression sont trop lentes pour correspondre aux allers-retours d'ondes dans un projectile de 1,5 mm d'acier (de l'ordre de $2 \times 1,5 / 5 = 0,6 \mu s$ avec une vitesse du son dans l'acier de $5 \text{ mm}/\mu s$). Il s'agit *a priori* des fluctuations induites par des erreurs dues au terme de dérivation de l'équation [2-6].

Entre 1 μ s et 6 μ s, la pression augmente de manière similaire pour tous les tirs, mais moins rapidement pour les projectiles courts qui se déforment davantage. Lorsque la limite à la rupture en cisaillement du matériau est atteinte, vers 6 kbars de pression, le projectile se déforme beaucoup sans que la pression augmente.

Dans le cas des projectiles minces, la rupture s'accompagne d'une perte d'étanchéité et la pression n'augmente pas au-delà de 6 kbars. Les projectiles longs, plus lourds, offrent une meilleure résistance aux efforts de pression de par leur inertie, et assurent une meilleure étanchéité le long de la paroi (*Figure 2-16*). La pression continue d'augmenter jusqu'à atteindre environ 10 kbars, avant que l'augmentation de volume ne la fasse finalement chuter.

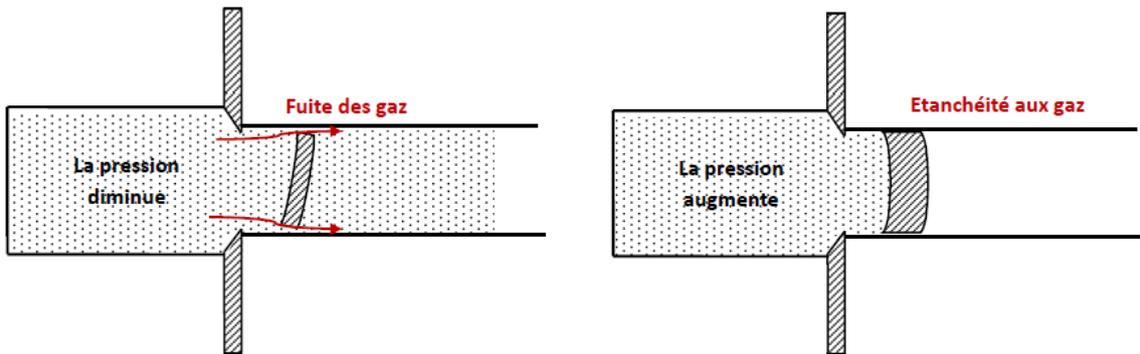


Figure 2-16 : Illustration de l'évolution de pression après cisaillement pour un projectile court (à gauche) et un projectile long (à droite).

En dépit des fluctuations importantes dues au terme du/dt , les résultats sont assez reproductibles, et les courbes obtenues ont un profil proche des courbes typiques de pression obtenues en balistique intérieure (voir *Figure 1-26*).

Les pressions résultantes sont plus élevées pour des projectiles longs, ce qui s'explique par une forme de projectile assurant un confinement supérieur qui favorise la montée en pression et limite davantage la fuite des gaz de combustion entre le projectile et la paroi du canon après la rupture.

L'utilisation d'un projectile long guidé permet donc de favoriser la stabilité du projectile, d'assurer davantage l'étanchéité et un meilleur confinement. Un projectile long assure des conditions expérimentales plus reproductibles. C'est pourquoi cette configuration est privilégiée à celle du projectile court.

3.3.2 Influence de la nature du confinement

La VH peut être couplée avec d'autres diagnostics, telle que la visualisation avec une caméra rapide, afin d'observer le processus de combustion de l'explosif en chambre. Au cours du projet, plusieurs tentatives ont été mises en place en ce sens. L'idée était de

pouvoir acquérir des images (ou « film ») de la combustion à l'aide d'une caméra rapide Imacon 790 capable d'enregistrer jusqu'à 8 images intégrales à 5 millions images/seconde. L'observation de la chambre de combustion par une caméra nécessite le remplacement du confinement en acier Inox 304L par un confinement transparent en verre. Des détails supplémentaires ainsi que l'enregistrement caméra résultant sont fournis en **Annexe 2**.

Aucun résultat concluant n'a pu être obtenu jusqu'à présent sur les enregistrements. Toutefois, l'utilisation d'une chambre en verre apporte une idée sur le rôle tenu par le confinement dans la propulsion du projectile.

Le lot d'explosif utilisé pour cet essai correspond uniquement à la classe 100-200, chargé avec une masse volumique homogène d'environ $1,6 \text{ g/cm}^3$ (porosité de 16 %).

La pièce en verre qui sert de confinement est une pièce réalisée sur mesure. Ces caractéristiques sont différentes du montage habituel. Elle se présente comme un tube de 20 mm de diamètre extérieur, de 3,2 mm de diamètre intérieur, et de 6,1 mm de longueur, entourant la chambre de combustion, dont les dimensions sont donc de 3,2 mm de diamètre et de 6,1 mm de longueur. En comparaison du montage de la *Figure 2-10*, le volume de cette chambre est réduit à $49,06 \text{ mm}^3$ au lieu de $50,27 \text{ mm}^3$. Les deux volumes sont assez proches.

Le projectile guidé utilisé dans cet essai est également différent de celui des montages de la *Figure 2-11*. Il possède une longueur de 1,2 mm et un diamètre de 2,8 mm correspondant au diamètre du tube de lancement. Sa masse attendue est donc de 0,059 g soit presque la moitié de la masse du projectile de la *Figure 2-11* (0,114 g).

Le confinement en verre est inséré dans des gorges dimensionnées à son diamètre extérieur, puis simplement serré entre deux parties en Inox 304L sans ajout de joint (*Figure 2-17*). La bretelle optique est intégrée dans la partie métallique avec une configuration semblable à celle du dispositif standard (*Figure 2-10*).

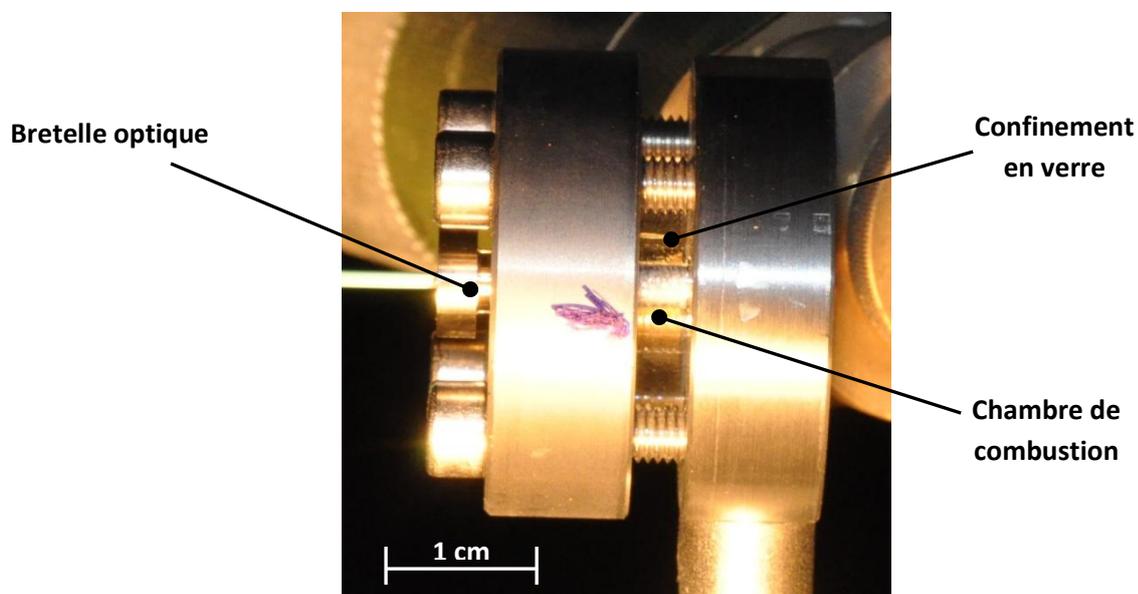


Figure 2-17 : Montage avec confinement en verre.

Compte-tenu de la quantité d'explosif équivalente à celle des essais standards, et de la masse du projectile plus faible, le projectile devrait pour ce cas être propulsé à une vitesse supérieure à celui d'un projectile guidé tel que présenté dans la section 3.3.1. Considérant l'absence de plasticité du verre, il demeure toutefois la question de savoir lequel des processus, du cisaillement dynamique ou de la rupture du verre, se produit en premier.

Il s'avère que le projectile est tout de même mis en vitesse (*Figure 2-18*), mais avec une vitesse finale réduite de 1000 m/s à 520 m/s en comparaison des résultats obtenus avec une configuration longue standard (voir *Figure 2-13*).

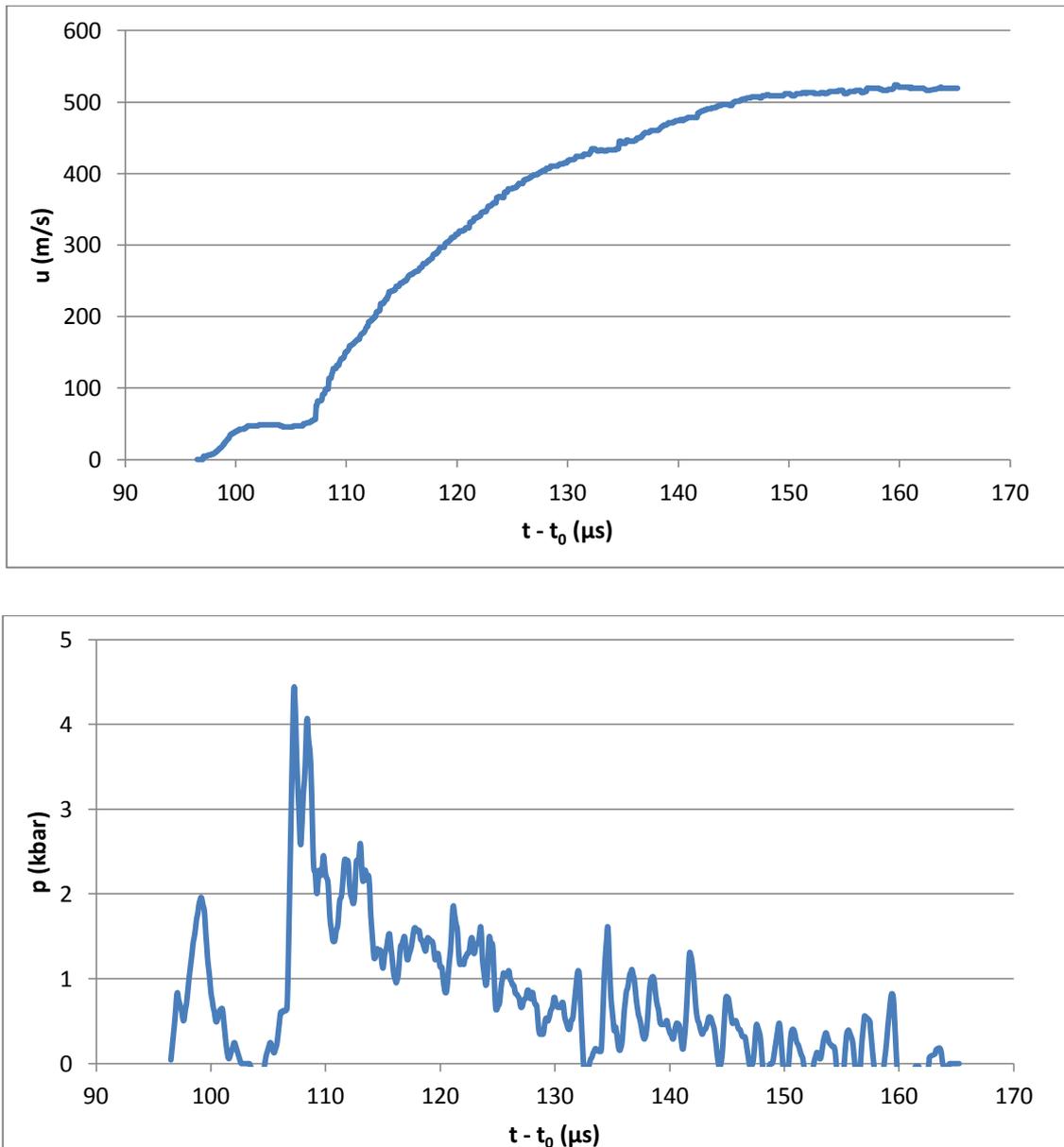


Figure 2-18 : Mesure de vitesse (en haut) et pression estimée (en bas) pour un confinement en verre, en fonction du temps.

Il apparaît clairement que l'étanchéité du confinement n'est pas assurée (*Figure 2-19*). Les pertes d'énergie latérales dues à la rupture du confinement en verre et à l'expansion des produits de réaction sont importantes.

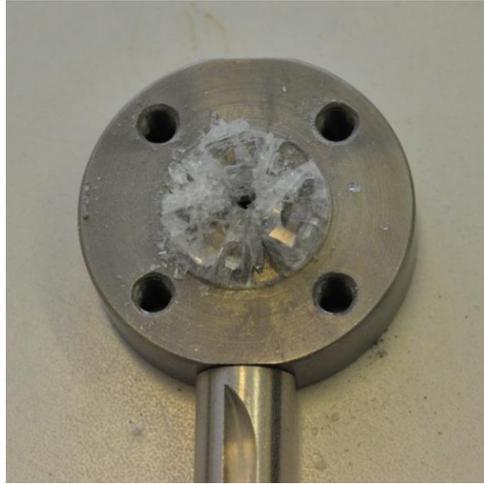


Figure 2-19 : Montage ouvert après tir.

De plus, des fuites dans le montage apparaissent probablement très rapidement au niveau de l'interface verre-acier. La *Figure 2-18* montre par exemple un premier pic isolé de pression autour de $100 \mu\text{s}$ qui traduit une perte d'étanchéité du confinement à partir de 2000 bars. Le second pic autour de $110 \mu\text{s}$ est dû à la combustion de particules d'Octogène dispersées.

Cet essai montre le rôle du confinement dans la propulsion du projectile. Un confinement fragile ne permet pas d'assurer l'étanchéité complète de la chambre de combustion, ce qui se traduit par une chute importante de vitesse de projectile, et peut donc dégrader l'efficacité du système.

3.3.3 Influence de la granulométrie

Les lots décrits en partie **1**. (M3C, E et 100-200) ont été étudiés sur une version standard du DOP (voir section **3.2.2**) afin d'observer l'effet de la granulométrie.

Pour chaque lot, deux tirs ont été effectués, ce qui permet d'évaluer la reproductibilité. L'ensemble des conditions initiales et des résultats est regroupé dans l'**Annexe 3**.

La *Figure 2-20* présente les mesures de vitesse pour les deux séries de tir de chacun des lots. Les résultats montrent une bonne reproductibilité des profils de vitesse et des valeurs maximales obtenues. La plus fine granulométrie (lot M3C) est celle qui présente le plus de dispersion pour la vitesse, de l'ordre de 10%.

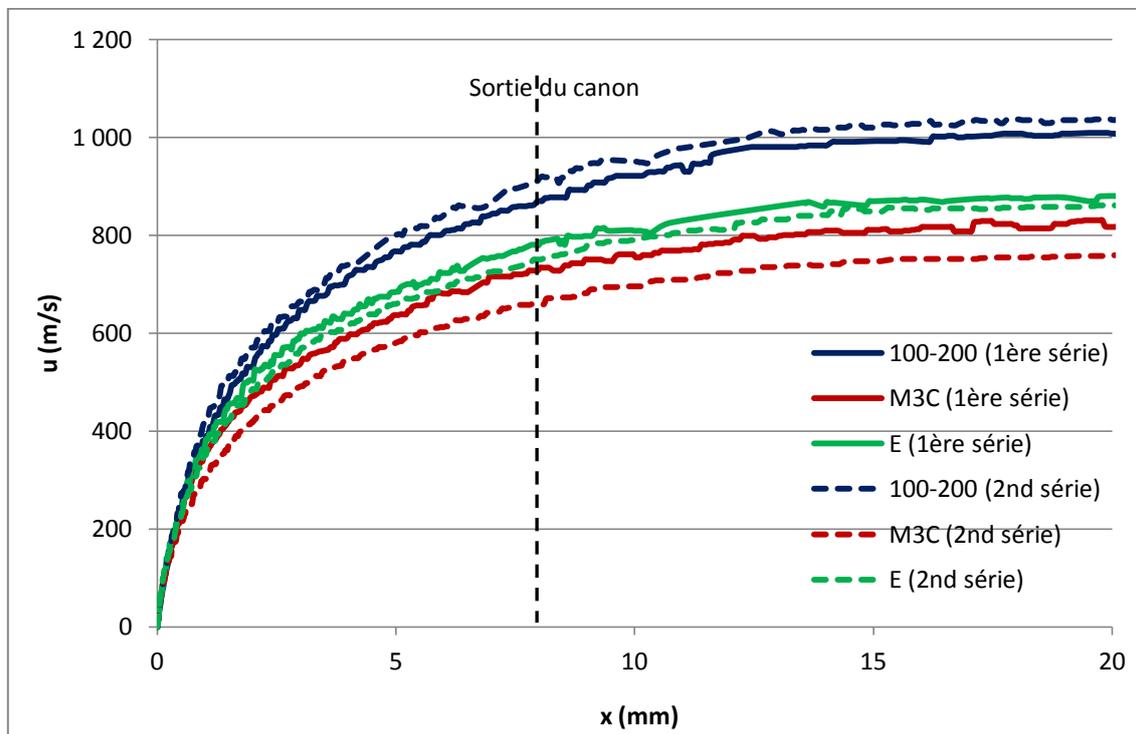
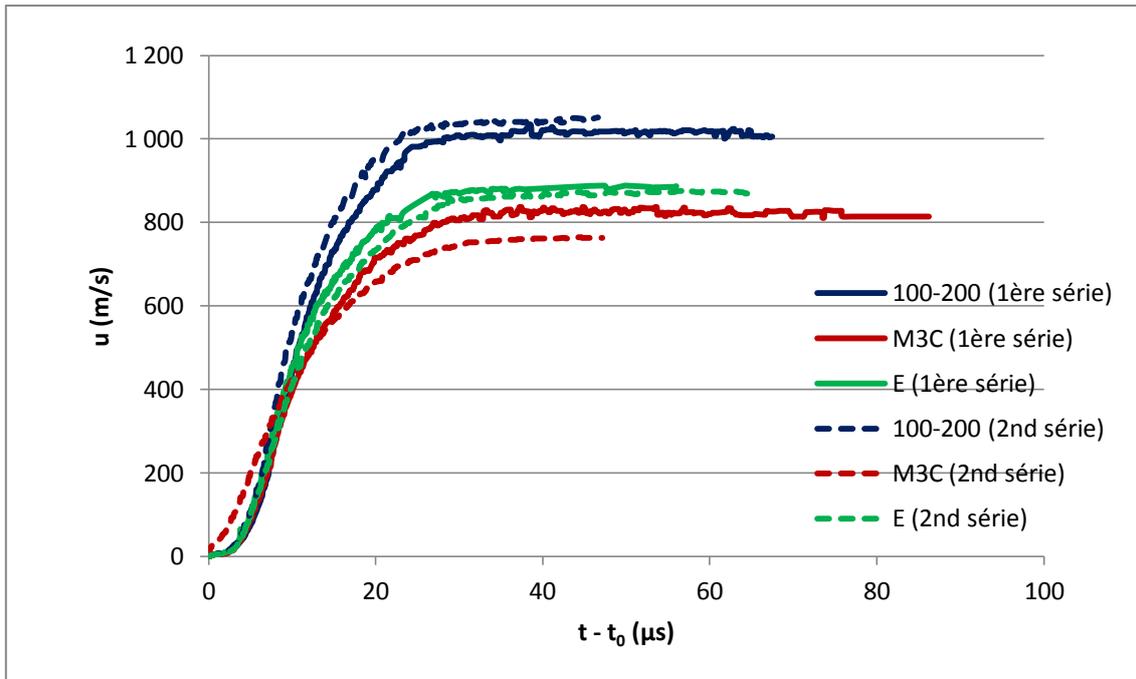


Figure 2-20 : Mesures de vitesse par la VH en fonction du temps (haut) et de la distance (bas).

La méthode de chargement des explosifs en chambre est la même pour chaque tir. Il s'agit de la méthode décrite en section 2. Les explosifs subissent six compressions successives sous 700 bars dans la chambre afin d'assurer un chargement homogène.

Il s'avère que la masse d'explosif introduite dans la chambre est susceptible de varier en fonction du lot d'explosif concerné, en dépit du fait que la même méthode de chargement est utilisée. Ces détails sont visibles dans l'Annexe 3. La masse de HMX M3C nécessaire pour parvenir au même remplissage homogène de la chambre est par exemple

moins importante que celle du HMX 100-200 dans les mêmes conditions. Cela influe sur la densité de chargement initiale (jusqu'à 10 % d'écart). Les granulométries fines apparaissent moins compressibles que les granulométries les plus grosses.

Afin de s'affranchir de ces différences de masse (voir **Annexe 3**), les courbes de vitesse de la *Figure 2-20* sont pondérées par la masse initiale d'explosif m_0 (*Figure 2-21*).

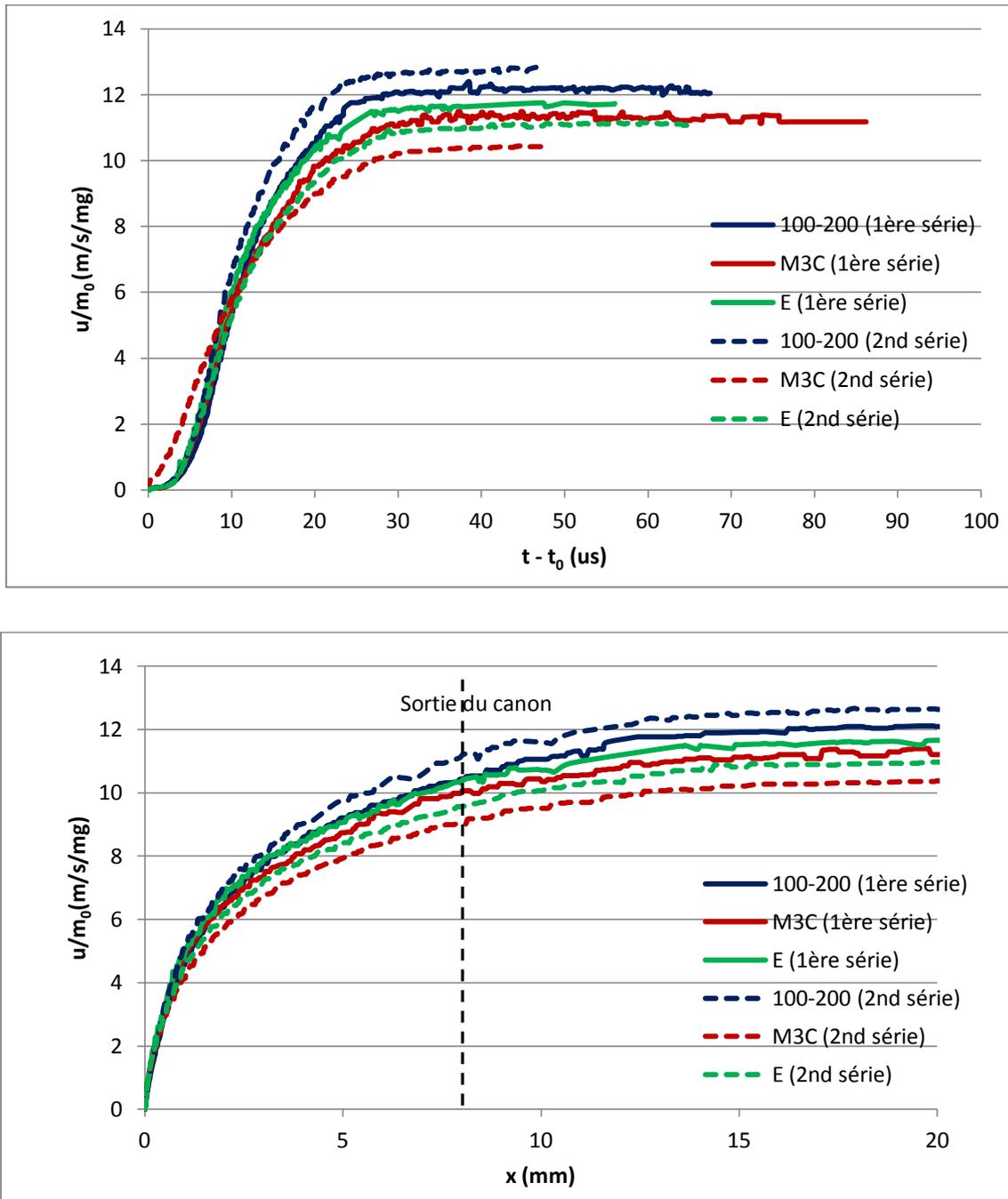


Figure 2-21 : Mesures de vitesse de la Figure 2-20 pondérées par la masse.

Par rapport à la *Figure 2-20*, les vitesses pondérées de la *Figure 2-21* montrent que l'ordre relatif des courbes est conservé au sein d'une même série, bien que les écarts de vitesse entre chaque lot soient réduits par rapport aux vitesses non pondérées par la masse

réelle d'explosif. Une inversion de position relative existe toutefois entre la courbe du M3C de la première série et celle de la classe E de la seconde série.

Un résultat non attendu qui ressort de la *Figure 2-20* et de la *Figure 2-21* est qu'une granulométrie plus grande induit une vitesse maximale plus importante.

Un grossissement sur les premiers instants de la mise en vitesse montre qualitativement que la granulométrie la plus fine fournit l'accélération de projectile la plus rapide au début : les courbes se croisent en cours de réaction (*Figure 2-22*).

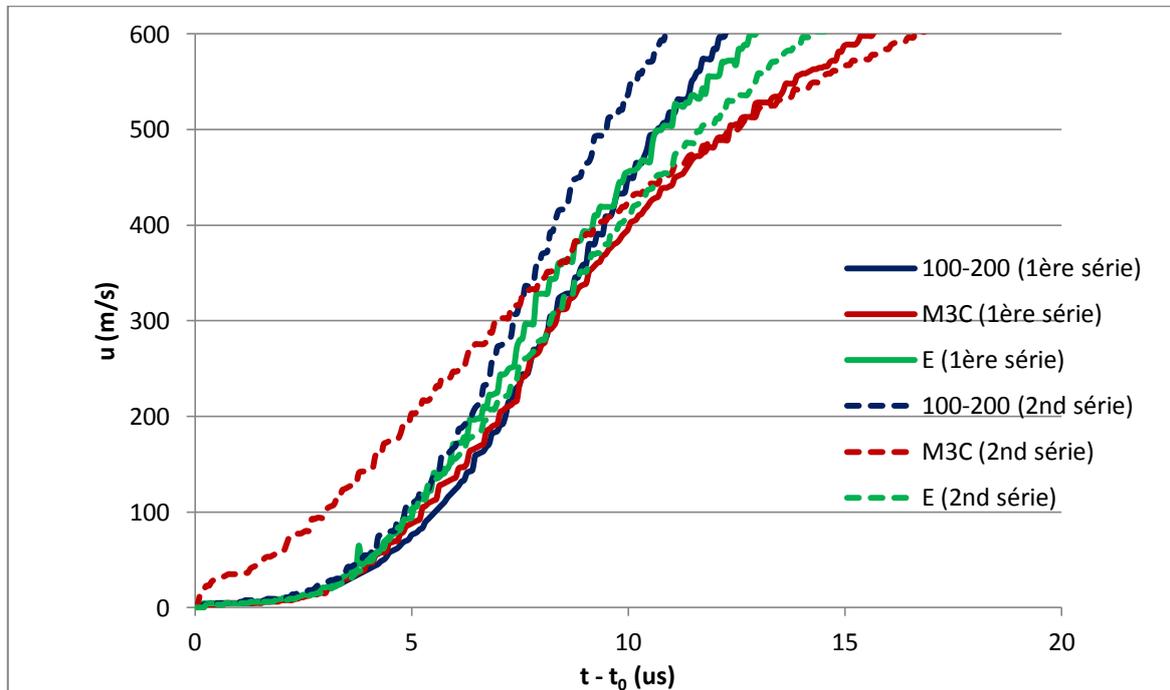


Figure 2-22 : Evolutions des vitesses dans les premiers instants.

La pression à la base du projectile (*Figure 2-23*) se déduit des résultats de vitesse (voir section 3.3.1). Pour davantage de lisibilité, les courbes de pressions de la *Figure 2-23* ont été filtrées.

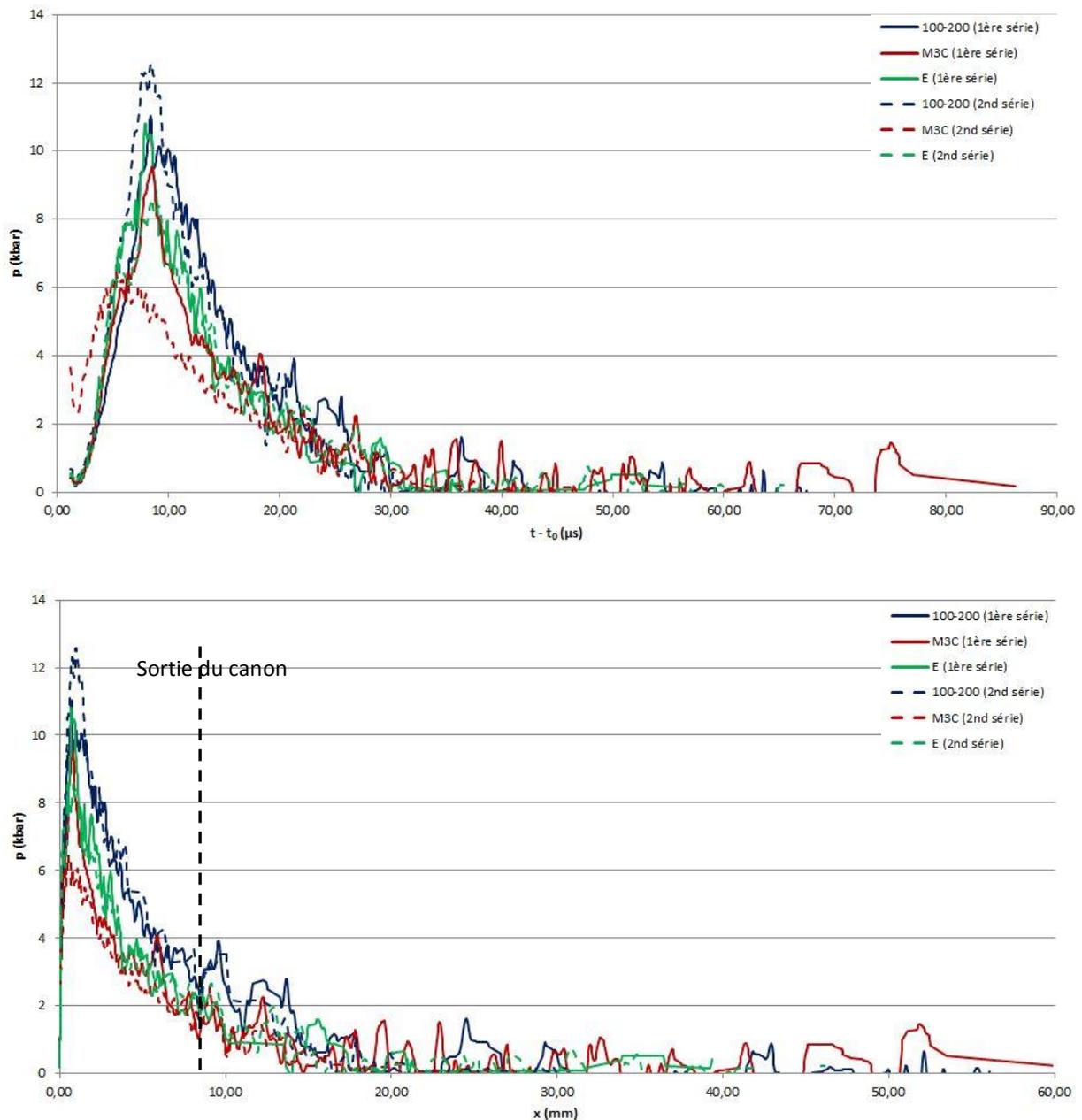


Figure 2-23 : Pressions moyennes déduites après filtrage en fonction du temps (haut) et de la distance (bas).

La pression exercée par les gaz de combustion sur la base de projectile dépend directement de la masse d'explosif introduite. Pour les mêmes raisons que celles invoquées précédemment à propos des écarts de masse, il est nécessaire de pondérer les courbes de la Figure 2-23, afin de vérifier si de fortes différences apparaissent entre les lots (Figure 2-24).

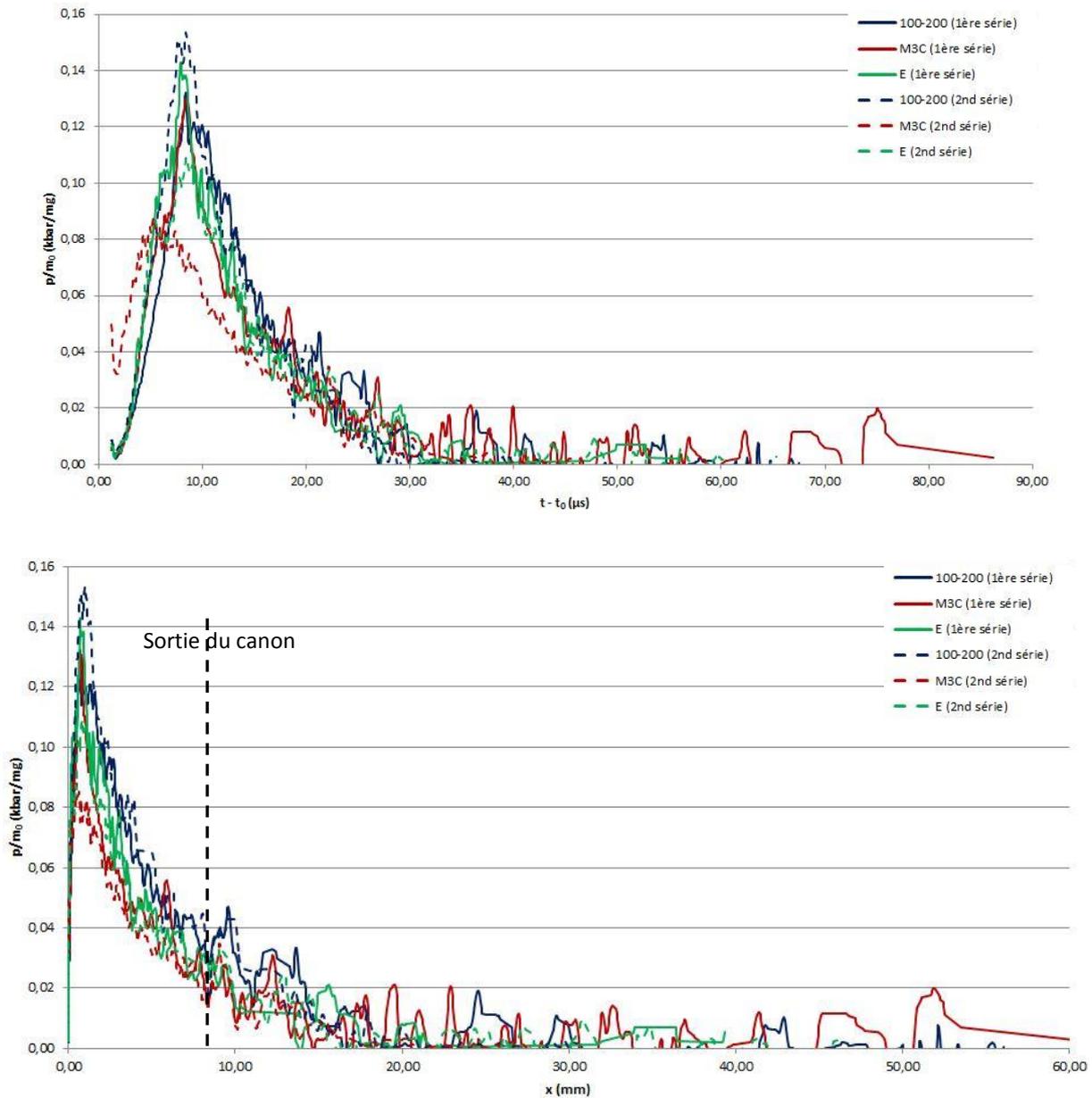


Figure 2-24 : Pressions moyennes de la Figure 2-23 pondérées par la masse.

Les pressions étant déduites par dérivation de la vitesse, il existe des fluctuations importantes. Toutefois, les résultats de pressions sont relativement reproductibles. Les ordres de grandeur et les positions relatives entre les courbes de pression restent inchangés au sein d'une même série, y compris lorsqu'elles sont pondérées en masse (Figure 2-24)

Les résultats montrent que la pression déduite à la base du projectile ne dépasse pas 15 kbars. La granulométrie la plus grosse provoque une montée plus importante en pression qu'une granulométrie fine, mais le principal pic de pression intervient plus vite dans le cas de la granulométrie fine, en raison de la réactivité accrue.

Les niveaux de pression pour les différentes granulométries sont plutôt contraires aux résultats de balistique intérieure ([2.7]) dans laquelle une granulométrie fine se traduit en termes de pression par un pic étroit et relativement élevé, tandis qu'une granulométrie

plus grosse crée un pic de pression plus large et plus faible (*Figure 2-25*). L'ordre temporel des principaux pics de pression est en revanche le même que celui observé lors des essais.

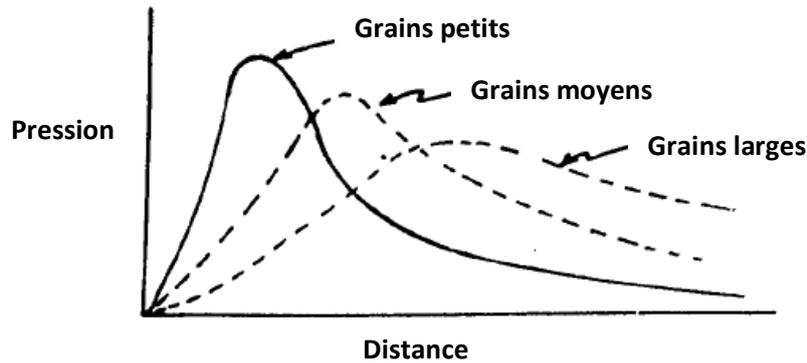


Figure 2-25 : Evolution qualitative de la pression en fonction de la distance et de la taille de grain en balistique intérieure ([2.7]).

Une des explications possibles de cette différence est le rôle joué par le cisaillement dynamique de la pièce métallique.

Le lot M3C brûle très rapidement et provoque une montée en pression rapide qui provoque une rupture brutale de la pièce métallique. La vitesse de propulsion du projectile est très rapide au début, ce qui induit une augmentation importante de volume et abaisse immédiatement la pression en chambre.

Une granulométrie moins fine, en revanche, a une durée de combustion plus longue et une montée en pression plus lente. La rupture de la pièce métallique est plus ductile. Les gaz de combustion sont donc mieux confinés et la pression augmente davantage avant que le projectile ne soit finalement propulsé.

Une autre explication est que, dans les explosifs avec une granulométrie très fine, la taille de pore peut s'avérer trop petite pour permettre le phénomène de combustion convective. Dans ce cas, la présence de noir de carbone à proximité du laser favorise clairement l'initiation thermique, mais son rôle dans la combustion est moins évident loin de la source.

De ces mesures VH peut être déduite une estimation du délai d'initiation (*Figure 2-26* et *Tableau 2-13*), autrement dit du temps qui s'écoule entre le moment où le laser est enclenché et le moment où le projectile est mis en mouvement (durée τ_1).

Cette durée comprend le délai de réponse du laser, le délai d'induction, le début de la montée en pression et le temps de cisaillement de l'opercule.

Le délai de réponse du laser, c'est-à-dire l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'ordre de la mise à feu (l'allumage du laser) et le début de l'excitation du phénomène à mesurer, est de l'ordre de 50 nanosecondes (mesures ISL) et peut donc être négligé par rapport aux autres processus étudiés, de l'ordre de la microseconde. De même, le temps de

transfert entre le laser et la charge à travers la fibre est de l'ordre de 3 ns/m, et est donc négligeable.

Le délai d'induction correspond au temps qui s'écoule entre le moment où débute le chauffage de l'explosif par l'initiateur (ici, le laser) et l'apparition des premiers effets pyrotechniques, caractérisant le début de la combustion et de la montée en pression.

Le dispositif de VH utilisé pour les mesures permet d'acquérir le temps de fonctionnement du dispositif (voir **Annexe 3**), c'est-à-dire le temps qui s'écoule entre l'émission de l'énergie laser et l'interruption du signal lumineux de retour (durée τ_3), lorsque le projectile impacte le miroir du montage (voir section **3.2.1**).

La VH renseigne également sur la durée de vol du projectile (durée τ_2), qui débute lorsque le projectile se met en mouvement ($u > 0$, il s'agit du temps t_0 considéré sur les courbes de vitesse précédentes) et s'achève avec l'interruption du signal lumineux de retour.

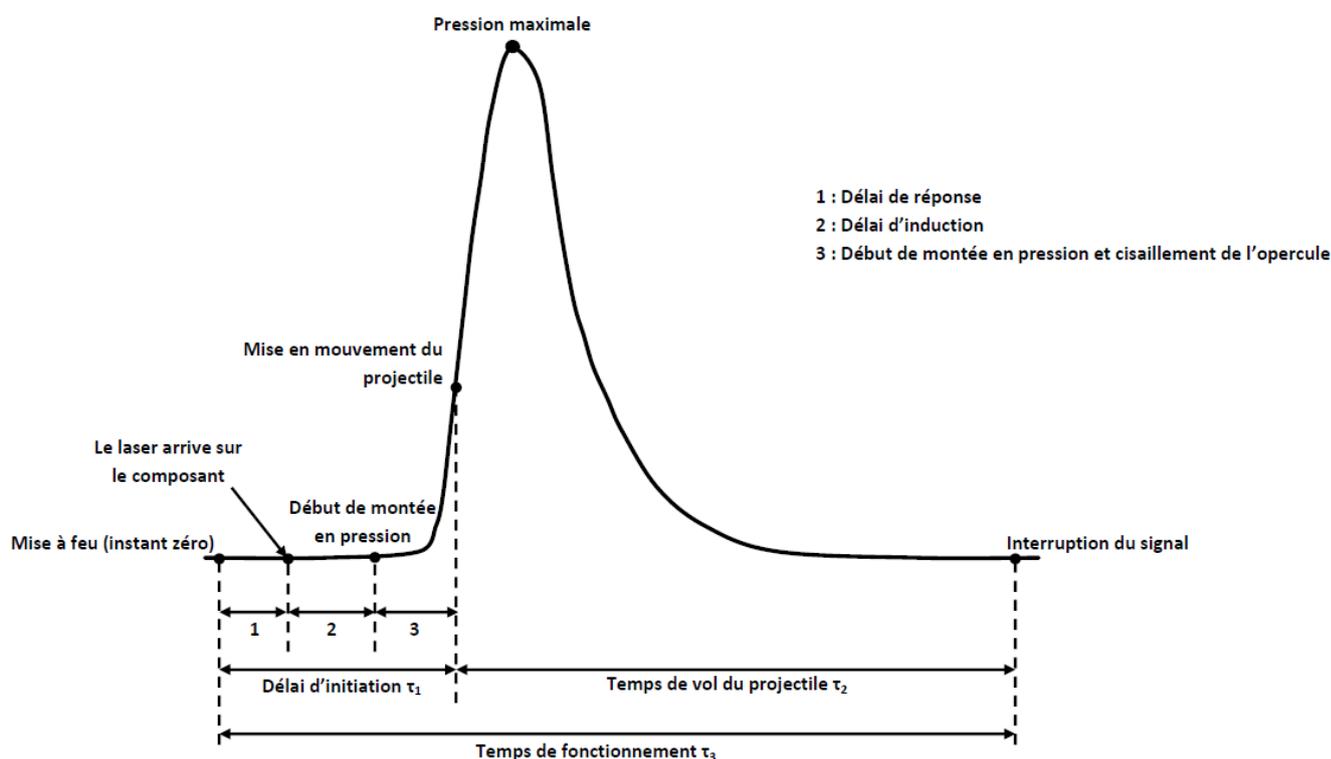


Figure 2-26 : Découpage des temps.

Lot		τ_3 (μs)	τ_2 (μs)	$\tau_1 = \tau_3 - \tau_2$ (μs)
100 – 200	1 ^{ère} série	6840	26,8	6813
	2 nd série	2900	27,9	2872
E	1 ^{ère} série	582	27,0	555
	2 nd série	524	29,6	494,4
M3C	1 ^{ère} série	275	61,7	213,3
	2 nd série	308	94,9	213,1

Tableau 2-13 : Détermination des délais d'initiation.

Les résultats du *Tableau 2-13* montrent que les délais d'initiation pour le lot 100-200 sont très dispersés. Cela peut s'expliquer par la taille moyenne du grain ($d_p = 163,5 \mu\text{m}$) qui est du même ordre de grandeur que le diamètre de la fibre optique ($d_\lambda = 105 \mu\text{m}$). La fibre peut par exemple être en face d'un grain ou d'un ensemble de grain, ce qui est susceptible de modifier le temps d'induction.

A l'opposé, les délais d'initiation sont reproductibles pour une granulométrie plus fine, telle que pour le lot M3C ($d_p = 4,6 \mu\text{m}$). Une granulométrie fine est plus donc reproductible en termes de temps qu'une granulométrie plus grosse.

L'étude des trois lots montre que la granulométrie joue un rôle essentiel sur le comportement du premier étage. Une granulométrie fine (classe M3C) dispose d'une meilleure réactivité et est plus simple à initier, mais propulse le projectile à une vitesse moins importante, comme cela a été montré auparavant. Une granulométrie plus grande au contraire confère au projectile une vitesse plus élevée, bien que le délai d'initiation soit plus aléatoire, en particulier pour le lot 100-200 dont le diamètre de grain ($163,5 \mu\text{m}$) est du même ordre de grandeur que le diamètre de la fibre optique ($105 \mu\text{m}$).

3.3.4 Effets du cisaillement de la pièce métallique

Afin de s'affranchir des effets du cisaillement, le montage de la *Figure 2-11* est simplifié de manière à ce que l'opercule ne soit plus qu'un cylindre simple de 1,5 mm de long ajusté et monté serré dans le canon (*Figure 2-27*). L'objectif est d'évaluer par comparaison aux tirs précédents l'influence du cisaillement sur la montée en pression dans la chambre et la mise en vitesse du projectile.

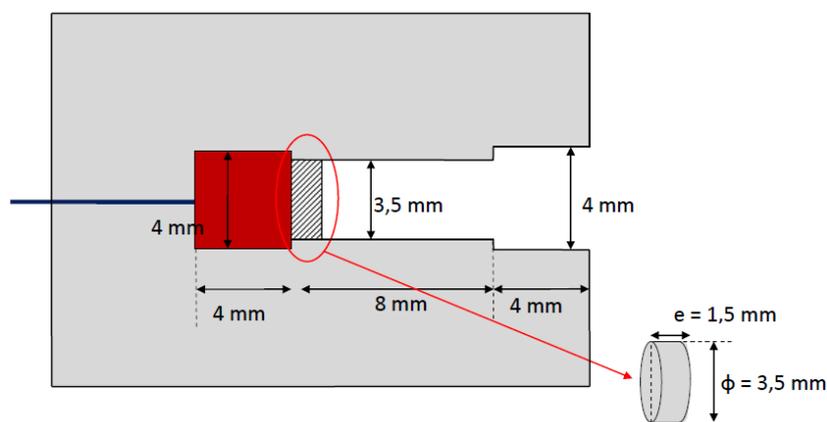


Figure 2-27 : Modèle modifié pour s'affranchir du cisaillement.

Deux tirs ont été effectués pour chaque lot d'explosif. L'ensemble des résultats est résumé dans l'**Annexe 3**.

La Figure 2-28 représente les vitesses mesurées pour chaque essai. Les courbes de la première série tirées à la section 3.3.3 sont ajoutées afin de comparer les niveaux de vitesse pour chaque lot et d'analyser l'influence du cisaillement. Le second tir avec du HMX 100-200 a échoué, ce qui explique l'absence d'une deuxième courbe.

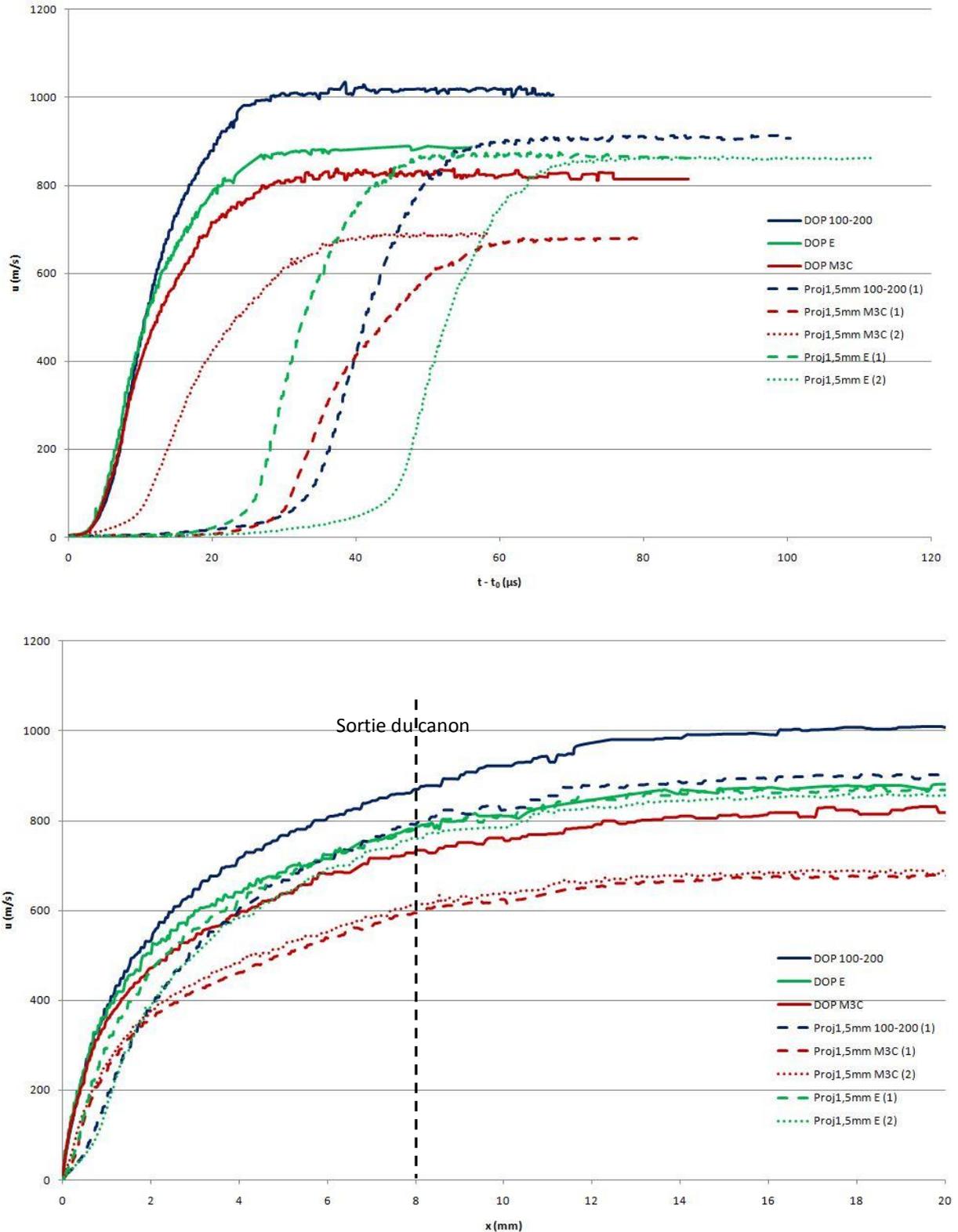


Figure 2-28 : Mesures de vitesse par la VH en fonction du temps (haut) et de la distance (bas).

Sur la *Figure 2-28* figurent en trait continu les courbes de vitesse pour une configuration classique du DOP (voir section **3.3.3**), en tirets et en pointillés celles du montage présenté sur la *Figure 2-27*.

Le cisaillement étant consommateur d'énergie, il serait raisonnable d'envisager de prime abord une élévation de la vitesse de propulsion du projectile pour les montages sans cisaillement.

La première remarque est que les tirs effectués avec le montage sans cisaillement (courbes en tirets et pointillés) sont reproductibles. Les dispersions temporelles sont certes importantes (*Figure 2-28-haut*), mais les valeurs finales sont très similaires (*Figure 2-28-bas*).

La seconde remarque est que les vitesses obtenues sont un peu moins importantes pour ce montage sans cisaillement par rapport au montage classique du DOP, quel que soit le lot d'explosif concerné. Bien que le projectile soit identique dans les deux cas, l'étanchéité est moins préservée dans le montage sans cisaillement, ce qui induit des fuites dans la chambre et explique une perte de vitesse du projectile de 10 à 15 % dans le cas du 100-200 ou du M3C. Le lot E semble moins sensible à cette perte de vitesse, mais cela peut provenir d'incertitudes de mesure.

Bien que les vitesses finales sont différentes, l'évolution des profils est à peu près identique, qu'il y ait ou non cisaillement. Cela signifie que le cisaillement ne perturbe pas outre mesure la mise en vitesse du projectile. La perte d'étanchéité explique seule les différences dans les vitesses finales. Le principe du cisaillement dynamique de l'opercule est donc un moyen de renforcer la tenue en pression puis l'étanchéité de la chambre de combustion tout en assurant une vitesse de propulsion rapide dans le tube.

Une dernière remarque est que l'ordre relatif des courbes reste le même que dans la section **3.3.3**. Une granulométrie plus grosse induit des vitesses plus élevées qu'une granulométrie fine.

Comme pour la section précédente, l'utilisation de différents lots d'explosif implique une variation des masses de produit dans le chargement (voir **Annexe 3**). En pondérant les courbes précédentes par la masse d'explosif introduite dans la chambre de combustion, cette différence peut être éliminée (*Figure 2-29*).

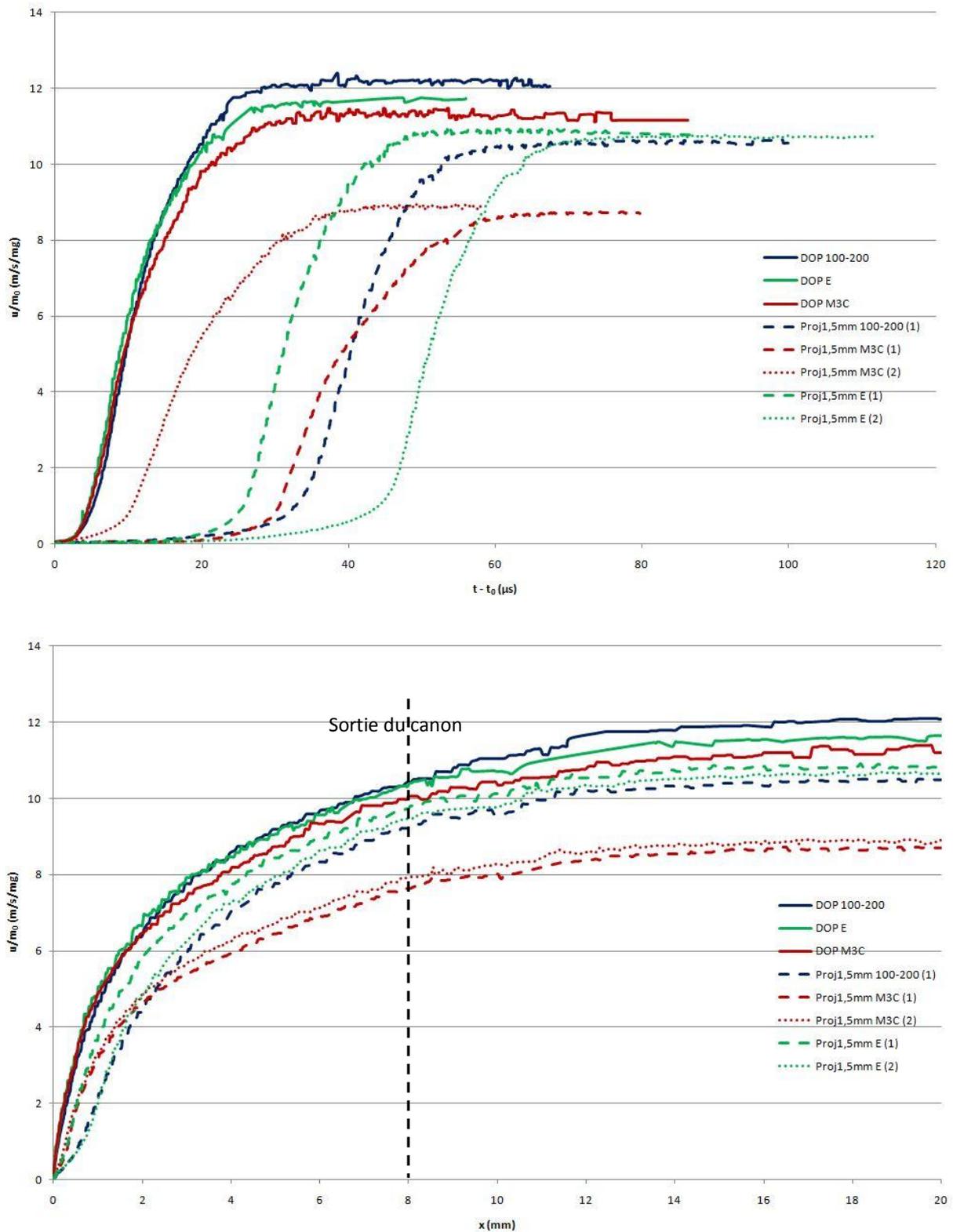


Figure 2-29 : Mesures de vitesse de la Figure 2-28 pondérées par la masse.

La Figure 2-29 montre que les écarts entre les courbes se réduisent par rapport au cas non pondéré de la Figure 2-28. L'ordre relatif est respecté et reste lié à la granulométrie, à l'exception de celles du 100-200 et du type E dans la configuration sans cisaillement qui sont inversées.

Les pressions à la base du projectile se déduisent des mesures de vitesse précédentes (Figure 2-30).

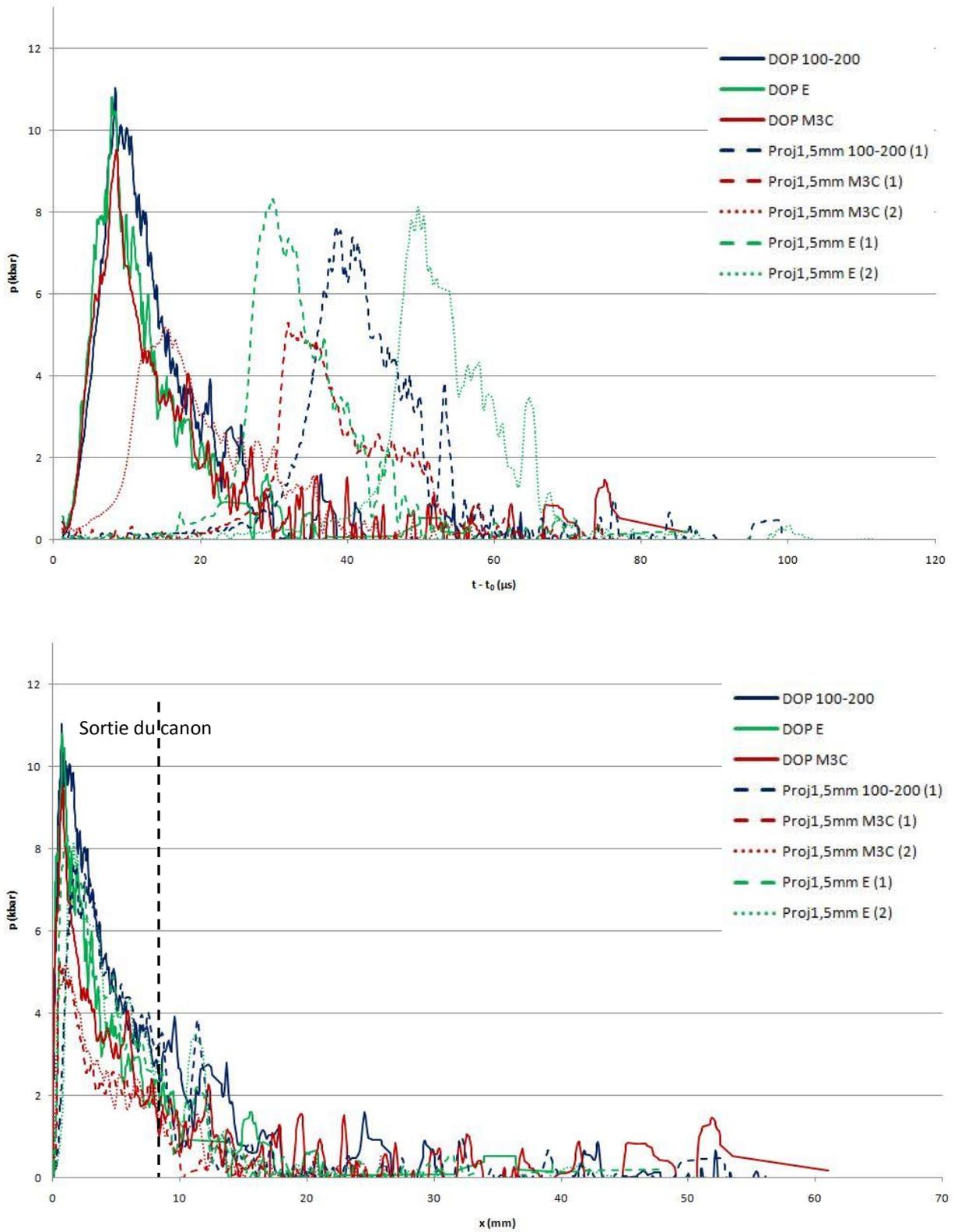


Figure 2-30 : Pressions déduites après filtrage en fonction du temps (haut) et de la distance (bas).

A première vue, le dispositif sans cisaillement est le siège de pressions moins élevées que dans le DOP classique, ce qui est logique compte-tenu de la perte d'étanchéité.

Les courbes de pression confirment les conclusions tirées des profils de vitesse. Plus la granulométrie est grosse, plus la pression à la base du projectile est élevée. La configuration sans cisaillement ne permet pas toutefois d'atteindre les niveaux de pression d'un DOP typique, en raison de la perte prématurée d'étanchéité.

Pour approfondir l'étude, le projectile de la configuration montrée sur la *Figure 2-27* est remplacé sur deux tirs par un projectile dont la longueur est doublée. L'opercule se présente donc comme un cylindre de 3,5 mm de diamètre et de 3 mm de longueur. Son poids est le double de celui de la *Figure 2-27*. L'explosif utilisé pour ces essais particuliers est le HMX 100-200.

La *Figure 2-31* présente les résultats de vitesse obtenus entre les longueurs de 1,5 mm et de 3 mm. Les résultats et analyses sont très similaires à ceux présentés dans la section **3.3.1**. Le tir « 1,5 mm » est celui présenté plus tôt dans cette partie. Le second tir a échoué.

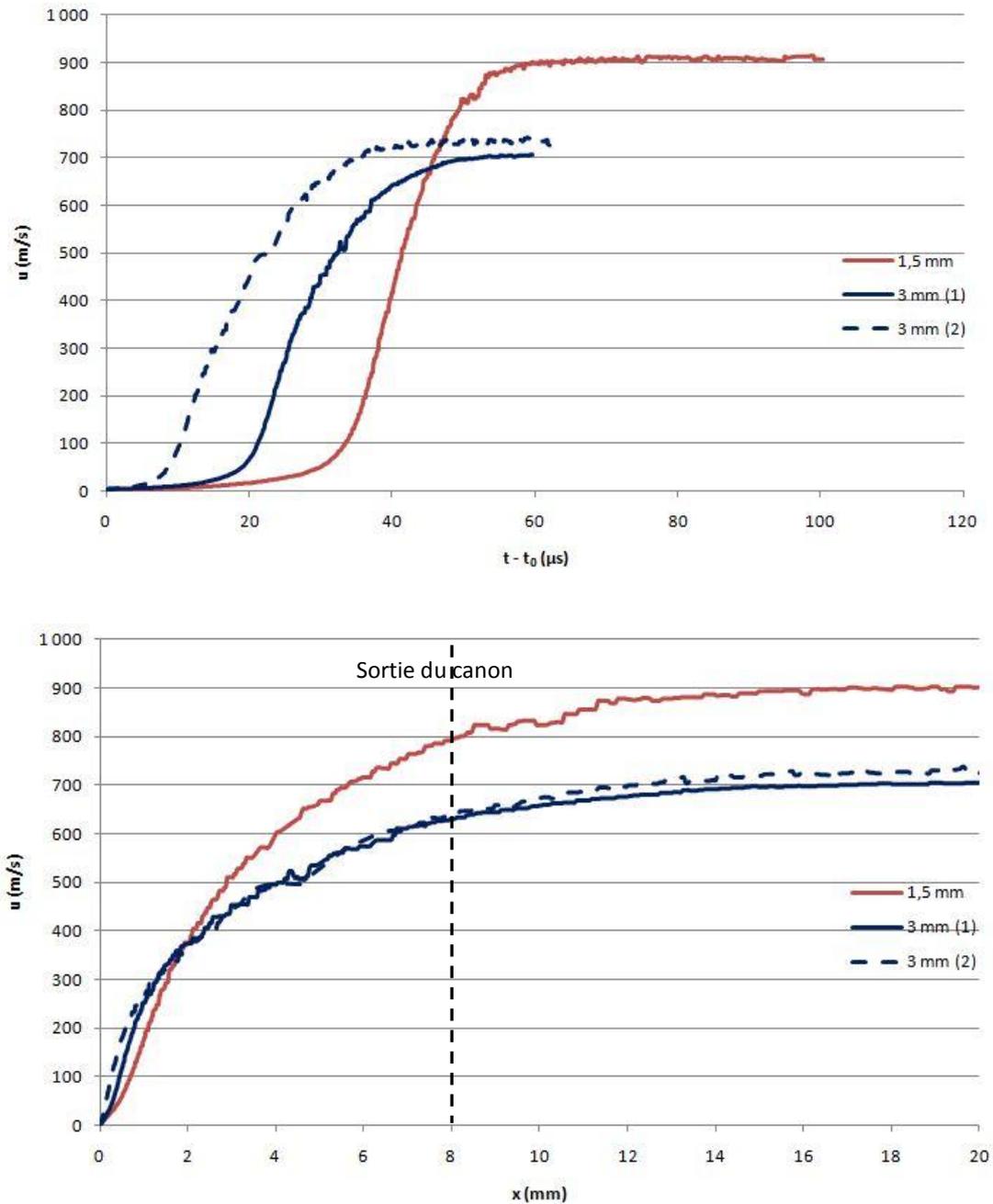


Figure 2-31 : Comparaisons des vitesses pour des projectiles de 1,5 mm et 3 mm de longueur.

D'après les courbes ci-dessus, il apparaît que les vitesses mesurées sont également reproductibles pour la longueur 3 mm.

Les vitesses maximales du projectile de 3 mm sont inférieures de près de 20% à celles du projectile de 1,5 mm. Cela s'explique principalement par la masse à propulser qui est deux fois plus importante dans le premier cas.

Les premiers instants des courbes montrent que le projectile long est le premier à se mouvoir, mais il est rapidement rattrapé puis dépassé par le projectile court. Le projectile long se meut le premier en raison de la pression plus élevée dans la chambre de combustion comme le montre la Figure 2-32.

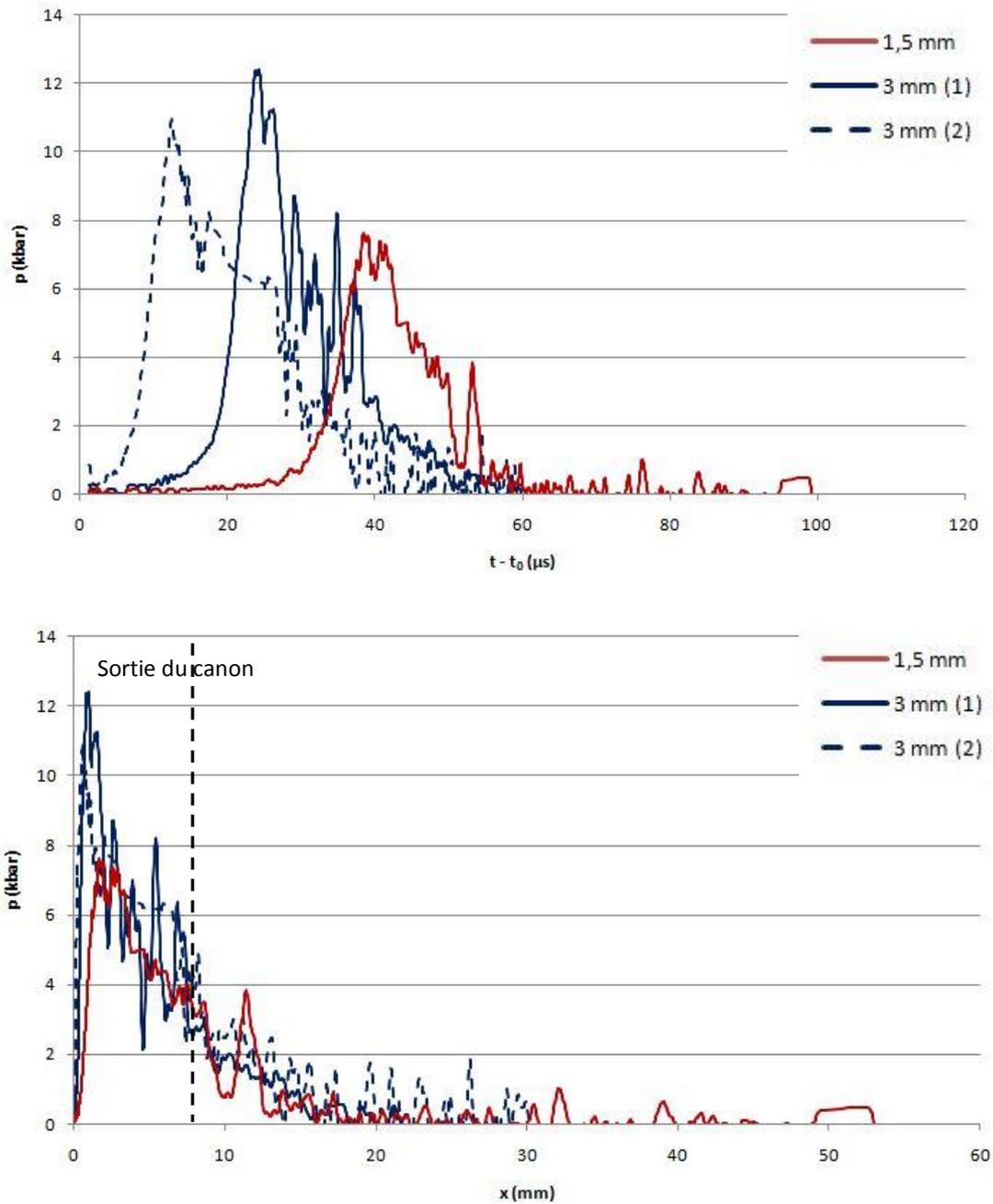


Figure 2-32 : Pressions filtrées déduites à la base de projectile de 1,5 mm et 3 mm de longueur.

Le confinement supérieur explique le fait que les pressions soient plus élevées dans le cas du projectile le plus long. La fuite des gaz est rendue plus difficile, comme cela est expliqué dans la section 3.3.1.

En résumé, le cisaillement perturbe peu la mise en mouvement du projectile. En revanche, il influe notablement sur l'étanchéité de la chambre. De manière similaire, un projectile plus long maintient mieux l'étanchéité, mais au détriment d'une masse plus lourde et donc plus difficile à propulser.

La configuration de l'opercule du DOP permet donc d'atteindre des vitesses élevées de projectile, tout en maintenant une étanchéité convenable, et sans prolonger davantage la longueur du projectile.

4. Mesure de la distance de Transition Déflagration-Détonation

Pour satisfaire aux exigences de sécurité du DOP, une donnée essentielle est la connaissance de la distance de Transition Déflagration-Détonation pour les explosifs considérés. Il est indispensable d'éviter le passage à la détonation au sein de la chambre de combustion du premier étage.

A cet effet, un montage spécifique a été conçu de manière à détecter la déformation de la paroi due à la combustion de l'explosif, et à en déduire la vitesse de propagation de la flamme au sein du tube d'explosif.

4.1 Configuration du dispositif expérimental

Le montage est constitué du 1^{er} étage du DOP, lequel est prolongé d'un tube en Inox 304L de 76 mm de long, de diamètre interne 4 mm, et de diamètre externe 8 mm (*Figure 2-33*). Le tube résultant de 80 mm de long est rempli d'un Octogène graphité 100-200 suivant la méthode d'incrémentation habituelle, *via* l'utilisation d'une presse hydraulique délivrant une pression de 700 bars et assurant une masse volumique homogène pour l'explosif d'environ $1,6 \text{ g/cm}^3$ (porosité de 16 %).

L'amorçage thermique de cette charge est réalisé par une bretelle optique de 105 μm de diamètre, liée à une diode laser de 7,55 W (montage standard). L'extrémité du tube est fermée par un bouchon vissé.

Quinze aiguilles à court-circuit ont été disposées tous les 5 mm le long de la paroi extérieure du tube, entre 4,5 mm et 74,5 mm par rapport à l'interface optique, afin de détecter une déformation (transport d'énergie et de matière). En raison de la conception du montage avec l'intégration de la bretelle optique, l'aiguille la plus proche de la fibre ne peut être disposée en deçà de 4,5 mm. Les aiguilles ne sont pas sensibles aux ondes acoustiques qui se propagent dans le tube.

Les signaux des aiguilles sensibles ont été enregistrés par un oscilloscope afin d'établir une chronologie pour les points de déformation transversale du tube. Cela implique que la pression doit être suffisamment importante au sein du tube pour qu'il y ait de la déformation, et donc qu'une déflagration ou qu'une détonation ait lieu.

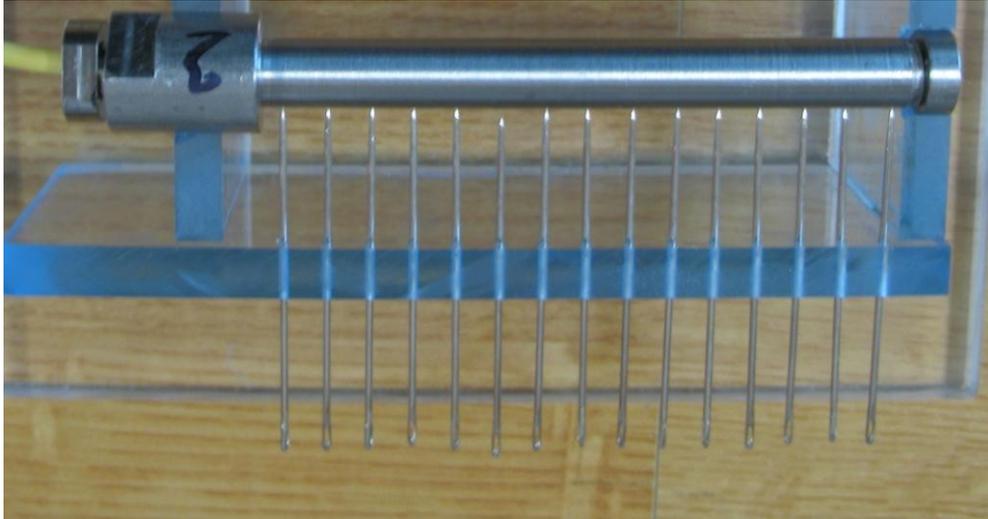


Figure 2-33 : Montage pour la mesure de la distance de transition déflagration-détonation.

Deux essais ont été réalisés dans des conditions identiques avec le montage ci-dessus.

4.2 Résultats et interprétations des mesures

L'observation des montages récupérés après-tir atteste de l'apparition de la détonation au sein des tubes. La *Figure 2-34* présente les fragments de l'un des montages après le tir. Les débris les plus gros résultent de l'établissement d'un régime de déflagration. La détonation provoque quant à elle des fragments beaucoup plus petits qui sont difficilement récupérables.

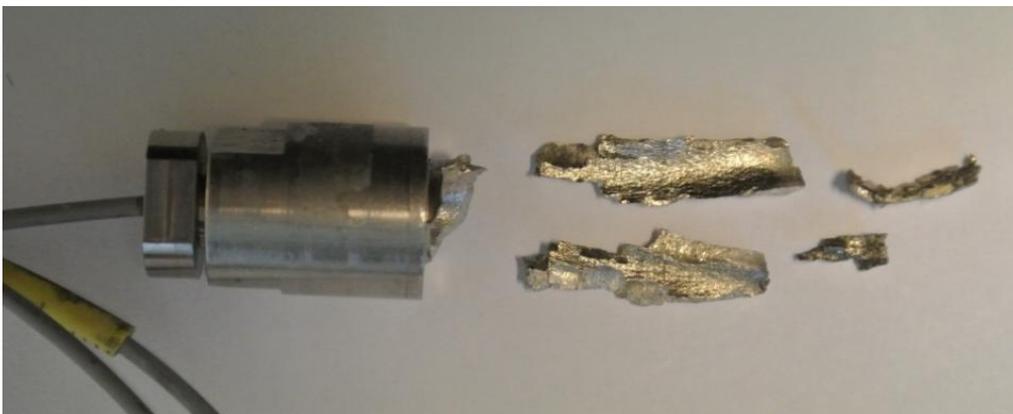


Figure 2-34 : Etat du montage après tir.

Le *Tableau 2-14* résume les résultats des enregistrements obtenus pour les deux essais. Chaque aiguille est située à une distance fixe x par rapport à l'origine de la source laser, et transmet un signal électrique à l'instant t dès qu'une déformation de la paroi provoque l'apparition d'un court-circuit.

Le temps t_0 correspond au temps relevé pour la première détection de sonde dans chaque cas testé. De ces données, la vitesse moyenne de propagation u_t entre deux sondes successives peut être déduite. Cette vitesse peut être assimilée à la vitesse du front de combustion.

Soit une sonde n°N, cette vitesse est donnée par :

$$u_t (N, N \geq 2) = \frac{x_N - x_{N-1}}{t_N - t_{N-1}}$$

La vitesse s'applique au milieu de l'intervalle séparant les deux sondes successives.

Aiguille			Essai 1		Essai 2		Écart de vitesse entre les 2 essais
n°	x [mm]	($x_N + x_{N-1}$)/2 [mm]	t - t ₀ [μs]	u _t [m/s]	t - t ₀ [μs]	u _t [m/s]	%
1	4,5	/	0	/	0	/	/
2	9,5	7	2,976	1680,11	3,14	1592,36	5,2
3	14,5	12	6,072	1614,99	6,408	1529,99	5,3
4	19,5	17	7,868	2783,96	7,94	3263,71	17,2
5	24,5	22	9,796	2593,36	9,96	2475,25	4,6
6	29,5	27	11,52	2900,23	11,068	4512,64	55,6
7	34,5	32	12,132	8169,93	11,592	9541,98	16,8
8	39,5	37	12,744	8169,93	12,252	7575,76	7,3
9 ⁴	44,5	42	/	/	/	/	/
10	49,5	47	14,012	7886,44	13,556	7668,71	2,8
11	54,5	52	14,556	9191,18	14,204	7716,05	16
12	59,5	57	15,26	7102,27	14,844	7812,50	10
13	64,5	62	15,884	8012,82	15,496	7668,71	4,3
14	69,5	67	16,58	7183,91	16,156	7575,76	5,5
15	74,5	72	17,208	7961,78	16,812	7621,95	4,3

Tableau 2-14 : Temps mesurés par les aiguilles et vitesses moyennes déduites.

Les écarts de vitesse calculés dans le *Tableau 2-14* sont relativement faibles, à l'exception de quelques singularités. Ces résultats permettent d'étudier l'évolution de la vitesse du front de flamme, respectivement en fonction du temps (*Figure 2-35*), et de la distance par rapport à la source laser (*Figure 2-36*).

⁴ La sonde 9 n'a pas répondu correctement dans les deux essais effectués.

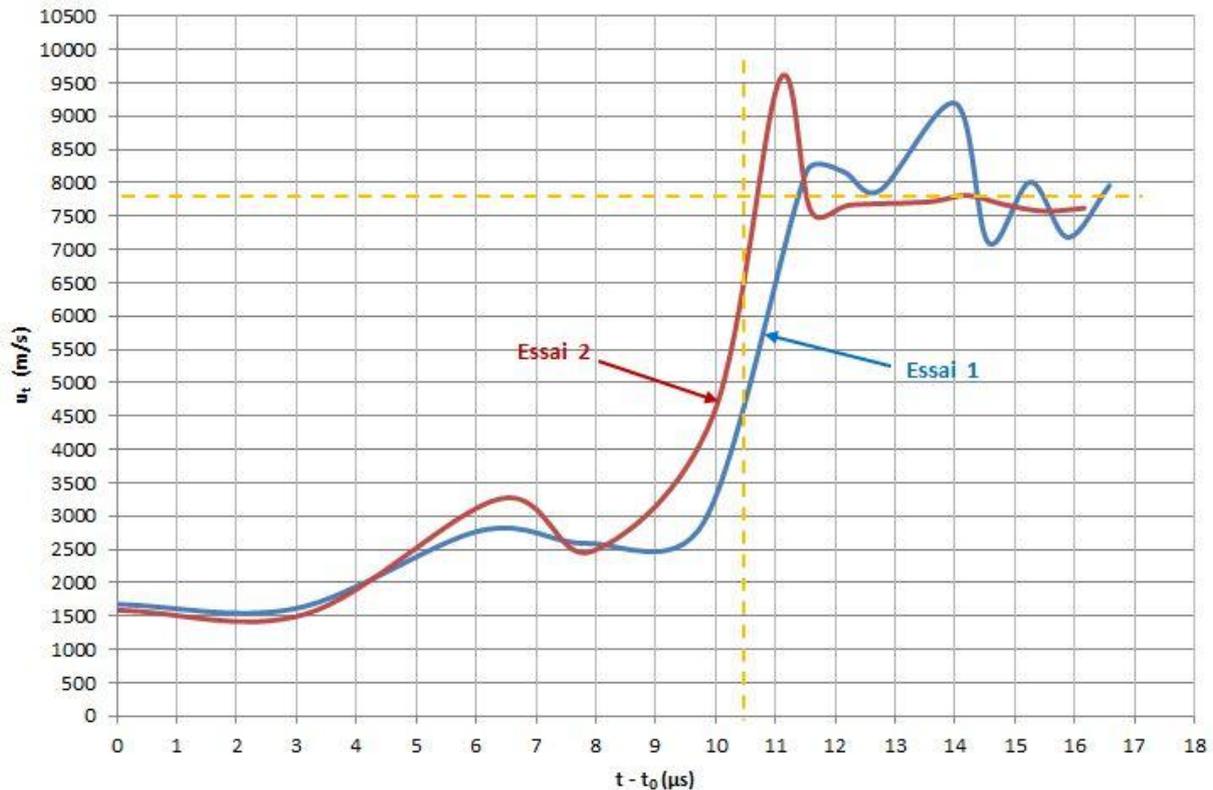


Figure 2-35 : Vitesses de propagation en fonction du temps.

La Figure 2-35 montre des mesures reproductibles. La vitesse passe d'un niveau typique du régime de déflagration, où les vitesses sont de l'ordre de 2000 m/s, à celle d'un régime de détonation au bout de 10,5 μs . La durée de la transition est d'environ 2 μs .

La célérité de détonation Chapman-Jouguet D_{CJ} pour l'Octogène à la masse volumique de 1,891 g/cm^3 est de 9110 m/s (voir *Tableau 1-7*). La vitesse D_{CJ} est approximativement proportionnelle à la masse volumique initiale. Pour une masse volumique de 1,6 g/cm^3 , D_{CJ} est estimé à 7743 m/s. Le code de calcul thermochimique *TDS Thermodynamics* donne une vitesse D_{CJ} de 8170 m/s.

La vitesse relevée ici est d'environ 7750 m/s, ce qui est du même ordre de grandeur. Le déficit de vitesse peut s'expliquer par les pertes latérales dues à la déformation des parois.

La Figure 2-36 permet d'estimer la distance de transition déflagration-détonation aux environs de 29 mm. Les deux mesures sont reproductibles.

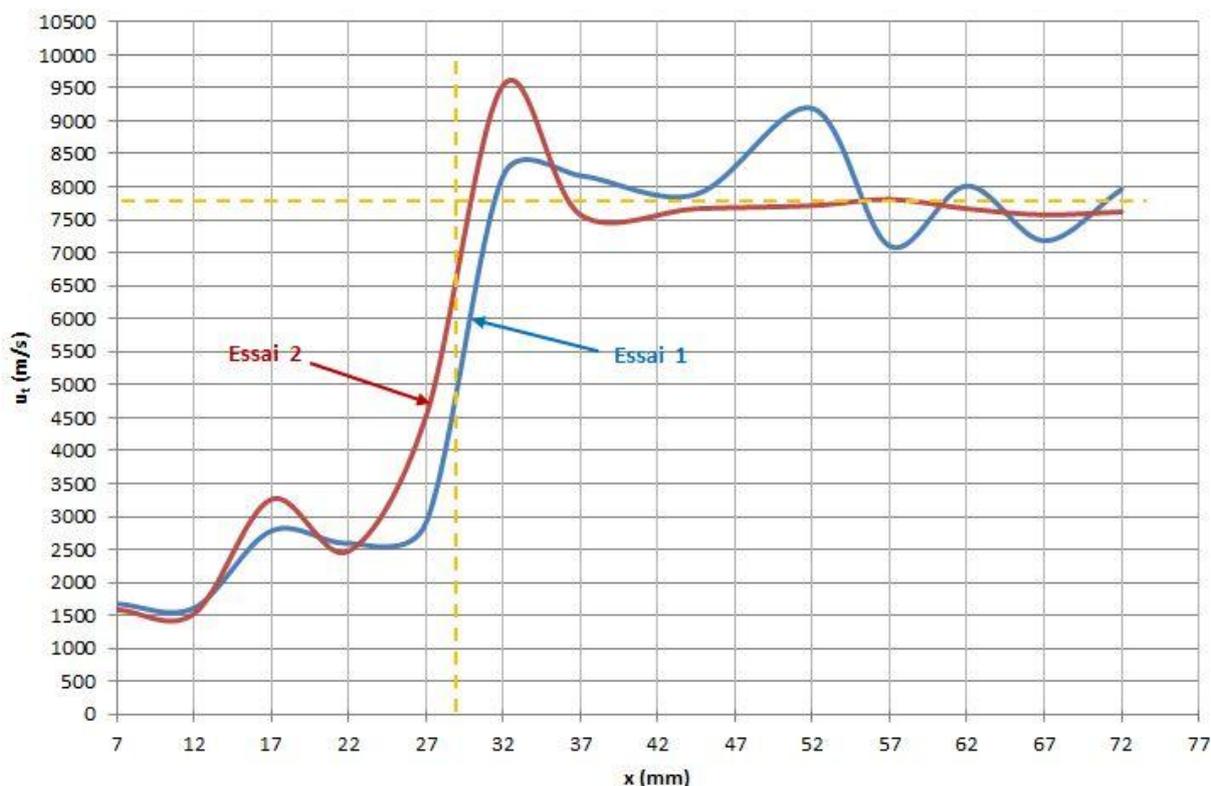


Figure 2-36 : Vitesses de propagation en fonction de la distance de parcours.

La longueur de la chambre de combustion du DOP (4 mm) est bien en deçà de la distance de transition mesurée pour le lot 100-200 dans le cadre de cette expérience (29 mm). Cela montre que la détonation n'est *a priori* pas possible dans la chambre du DOP pour ce lot, dans les conditions normales de chargement et de fonctionnement, et en admettant que le changement d'épaisseur de paroi entre 2 mm et 6 mm (qui est l'épaisseur de paroi du DOP) ne joue pas un rôle fondamental.

4.3 Modification de la granulométrie et perspectives

Les mesures présentées dans la section 4.2 ont permis d'obtenir des résultats reproductibles pour le lot 100-200, et ont établi une distance de transition déflagration-détonation proche de 30 mm dans cette configuration.

Deux mesures similaires ont été réalisées avec le lot M3C sur un montage identique à celui présenté en 4.1. Compte-tenu de la très fine granulométrie du lot et de sa vitesse de combustion accrue (la surface spécifique étant plus importante), il était attendu que la transition à la détonation intervienne plus tôt que dans le cas du lot 100-200.

Les résultats n'ont toutefois montré aucune transition vers la détonation, les tubes de mesure ayant conservé leur intégrité. La Figure 2-37 ci-dessous présente l'un des deux essais après tir, et affiche une déformation nette du tube sur certaines parties, sans amorce de rupture.

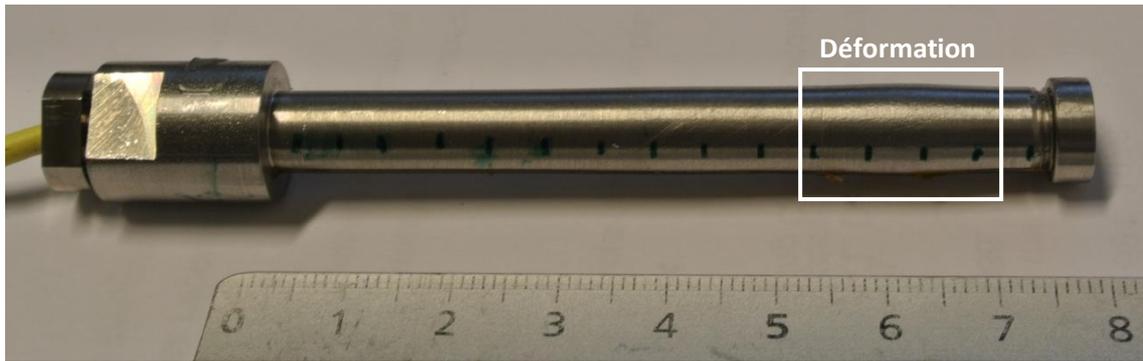


Figure 2-37 : Tube auparavant chargé de HMX M3C après le tir (essai 2).

La mesure du diamètre extérieur des tubes aux emplacements des sondes à court-circuit confirme cette déformation (Figure 2-38).

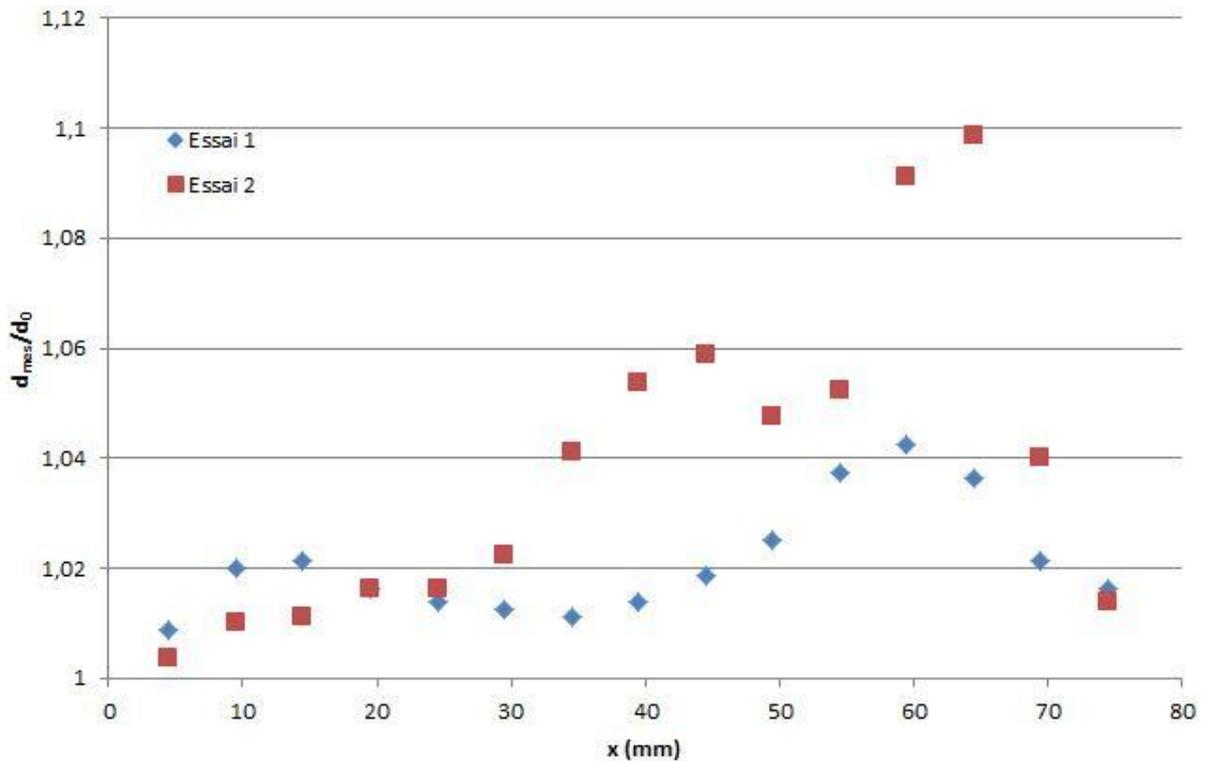


Figure 2-38 : Diamètres d_{mes} mesurés après-tir le long des tubes, adimensionné par le diamètre initial du tube d_0 .

La Figure 2-38 montre que les déformations plastiques les plus importantes ont lieu entre 40 et 70 mm du point d'allumage. Les deux profils sont globalement similaires bien que les niveaux de déformation sont légèrement différents.

Les mesures temporelles aux aiguilles montrent que les tubes se déforment d'abord vers leur milieu, contrairement aux résultats de la section 4.2. La Figure 2-39 ci-dessous permet d'observer le temps de réponse obtenu avec les aiguilles en fonction de la position. Il apparaît que les premières sondes détectant une déformation sont situées entre 29 et 35

mm de la source laser. La déformation se propage ensuite simultanément de part et d'autre de ce point. Cela est très net pour le premier essai (points bleus). Le second essai est moins précis dans la mesure où peu d'aiguilles ont enregistré un signal.

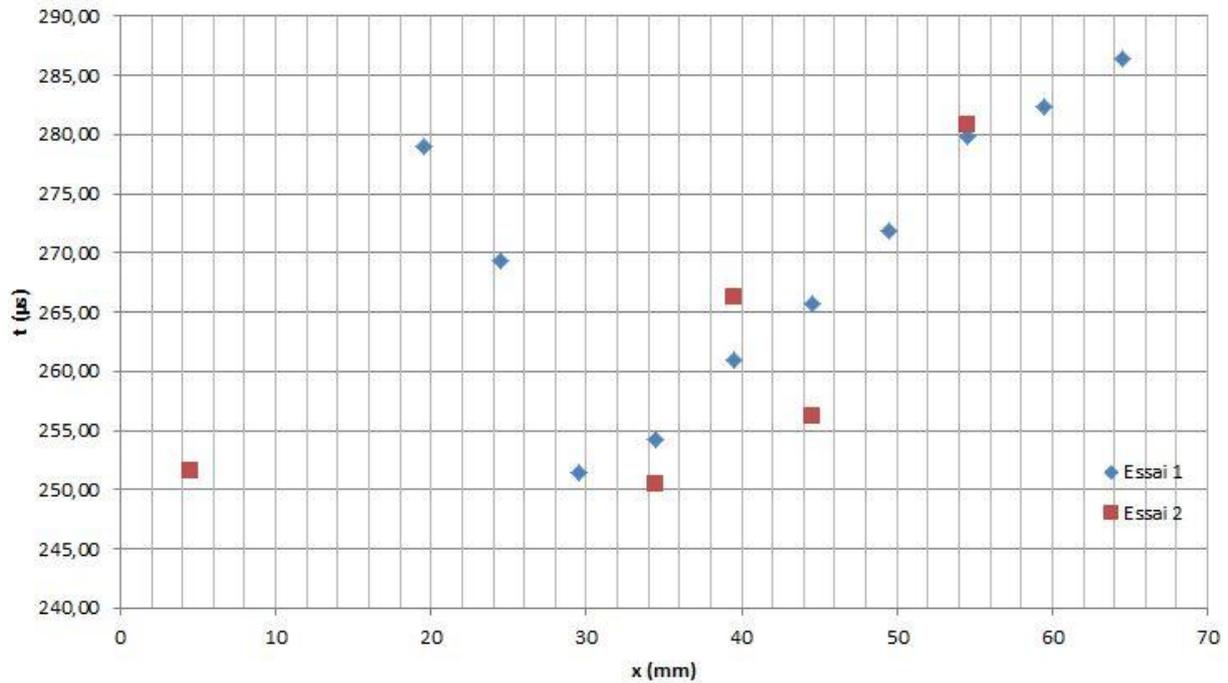


Figure 2-39 : Temps de réponse des aiguilles en fonction de leur position longitudinale.

Le dépouillement de ces résultats s'avère plus complexe que pour le cas du HMX 100-200, en particulier pour le second essai.

Dans le premier essai, il y a suffisamment de points de mesure pour permettre le calcul des vitesses tangentielles entre les aiguilles. Cela aboutit à des vitesses moindres que dans la section 4.2, avec des valeurs globalement comprises entre 500 et 2000 m/s (Figure 2-40). Il s'agit de vitesses typiques de combustion rapide à la limite de la déflagration.

Sur la Figure 2-40, les vitesses sont plus importantes après 29,5 mm, position de la première aiguille à avoir détecté une déformation du tube. Il est possible que les déformations du tube avant 29,5 mm ne soient pas dues à la pression des gaz de combustion, mais davantage au soulèvement du tube sous l'effet de la déformation qui a lieu après 29,5 mm.

Malgré ces analyses, il reste difficile de conclure sur ces essais de manière quantitative. Le seul point notable est qu'aucune détonation n'apparaît dans le cas du M3C, contrairement à ce qui était attendu.

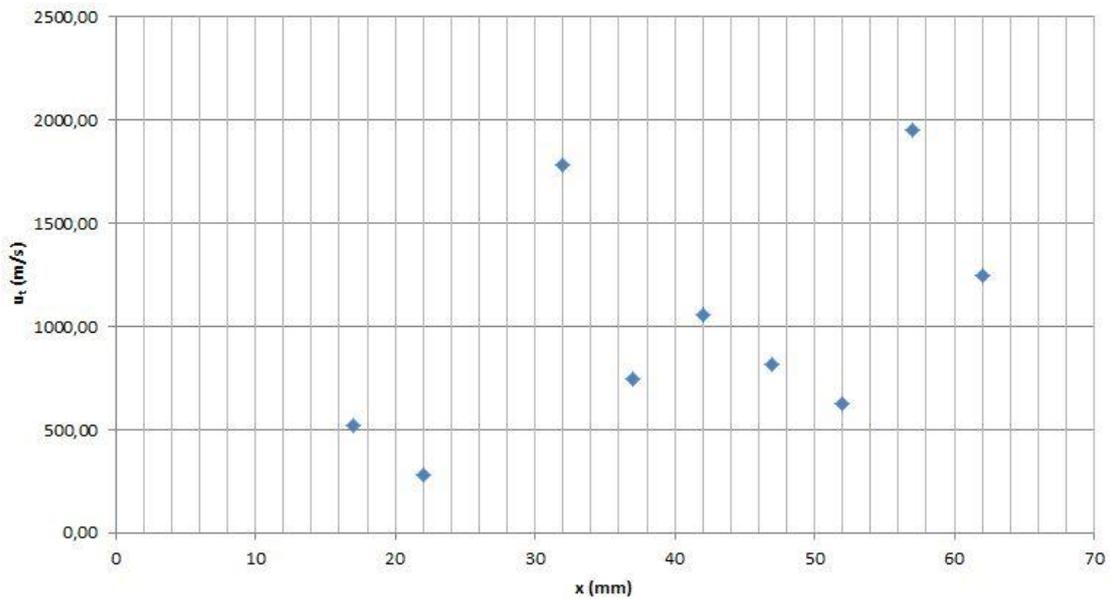


Figure 2-40 : Vitesses de propagation dans le premier essai en fonction de la distance de parcours.

L'absence de détonation pourrait s'expliquer par le fait qu'une petite granulométrie (HMX M3C) implique que les pores de la phase solide sont également de petite taille, puisque ceux-ci sont proportionnels à la taille de grain. La perméabilité aux gaz est donc trop faible pour permettre le phénomène de DDT, comme cela a été vu au **Chapitre 1 – 3.1.3**. La formule de Carman-Kozeny (équation [1-9]) montre notamment que la perméabilité est inversement proportionnelle au carré de la surface spécifique, ce qui confirme ce résultat. Dans le cas du M3C, la pression augmente ainsi plus lentement, et le tube ne subit pas de déformation suffisamment importante pour que les aiguilles situées dans la première moitié de la longueur puissent la détecter.

Davantage d'essais devront toutefois être réalisés pour confirmer ces premières observations.

5. Etude de la structure après tir

5.1 Analyse post-mortem de la structure

L'analyse structurale post-mortem du DOP permet de déterminer des indices de la réaction qui s'est produite. Dans un dispositif standard, comme celui présenté à la *Figure 2-10*, la pièce métallique interne initiale a été cisailée en deux parties, d'une part le projectile (ou paillet), et d'autre part la jupe qui est un anneau encastré entre le corps du premier étage et le tube d'accélération dont les bords épousent parfaitement les parois du tube (*Figure 2-41*).

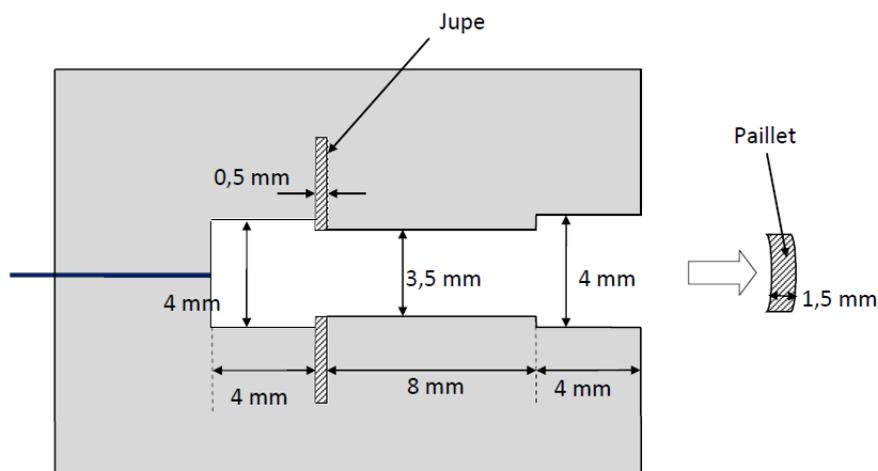


Figure 2-41 : Eléments restants du 1^{er} étage du DOP après tir. La déformation résiduelle de la chambre est montrée ci-après.

Sur certains tirs, l'analyse post-mortem du montage montre une éjection partielle de la bretelle optique qui assure le contact de la fibre avec l'explosif dans le DOP, et n'est pas censée subir une détérioration. Cela est dû à l'effet des forts niveaux de pression, en particulier pour le lot 100-200. Ce détachement n'est pas illustré sur la Figure 2-41.

Il faut noter que le dimensionnement du DOP et le chargement pyrotechnique dans le composant industriel sont différents de ceux étudiés ici. Les niveaux de pressions atteints sont moindres dans le système industriel, et aucun des essais réalisés avec ce dispositif n'a permis d'observer une éjection de la bretelle optique. De surcroît, des tests d'étanchéité réalisés sur ces chambres de combustion après tir à l'aide d'une presse hydraulique montrent que l'étanchéité est assurée jusqu'à une pression statique de 3800 bars, ce qui est la norme minimale recherchée.

Les tests d'étanchéité effectués sur la configuration de l'étude présentent des résultats plus nuancés, allant de 600 bars pour le HMX 100-200 jusqu'à 3800 bars pour le HMX E. Ces résultats sont compilés dans l'Annexe 3.

5.2 Mesure des déformations

La mesure des diamètres de la chambre de combustion et du tube d'accélération après tir a permis d'évaluer les déformations plastiques.

Ces mesures ont été réalisées à partir d'une colonne de mesure. Une méthode alternative consistant à découper le DOP le long de l'axe est difficile en raison des dimensions millimétriques de l'élément. Pour cette solution, il serait en effet nécessaire de réaliser une coupe axiale précise en deux parties identiques. L'usage de la colonne de mesure permet quant à elle de conserver l'intégrité des échantillons et fournit une indication précise sur les diamètres.

Pour rappel, la chambre de combustion est un cylindre ayant initialement une hauteur de 4 mm et un diamètre de 4 mm. Le tube d'accélération possède initialement une

longueur de 8 mm et un diamètre de 3,5 mm. Les tolérances sur les cotes sont à $\pm 0,02$ mm.

5.2.1 Outil de mesure

La colonne de mesure utilisée est le modèle *LH-600B* de la marque *Mitutoyo*[®] (Figure 2-42). Il s'agit d'un appareil de métrologie bidimensionnel capable d'effectuer des mesures de diamètre intérieur avec une précision de l'ordre du micromètre.

La colonne se compose de plusieurs éléments, dont le coulisseau et le palpeur qui sont les deux instruments essentiels pour les mesures. Le palpeur se présente sous la forme d'une tige métallique munie d'un embout sphérique de 1 mm de diamètre qui permet les opérations de mesure et de « palpage » lors de la mesure du diamètre intérieur d'un objet.



Figure 2-42 : Colonne de mesure LH-600B.

L'erreur obtenue sur la mesure des chambres de combustion et des canons peut être estimée à $\pm 0,02$ mm.

5.2.2 Positions des points et résultats obtenus

Pour chaque lot d'explosif (M3C, E, 100-200), le diamètre est mesuré après tir en plusieurs endroits de la chambre de combustion et du canon. Pour chaque point de mesure, trois relevés ont été effectués pour déterminer une valeur finale moyenne.

Dans la chambre de combustion, le diamètre est mesuré au niveau de l'interface optique (point « a »), au milieu de la chambre de combustion (point « b ») et en bout de chambre (point « c »). Pour le canon, le diamètre est mesuré à chaque extrémité du canon (points « d » et point « e ») (Figure 2-43).

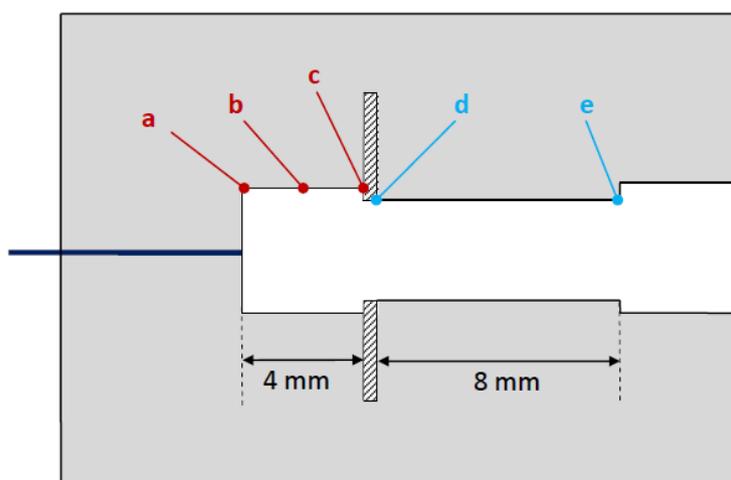


Figure 2-43 : Positions des points de mesure.

Le Tableau 2-15 reprend l'ensemble des résultats obtenus.

Position	Valeur initiale	Classe M3C ($d_{p0} = 4,6 \mu\text{m}$)		Classe E ($d_{p0} = 24 \mu\text{m}$)		Classe 100-200 ($d_{p0} = 163,5 \mu\text{m}$)	
	Diamètre (mm)	Diamètre (mm)	Ecart-type	Diamètre (mm)	Ecart-type	Diamètre (mm)	Ecart-type
a	4,0	4,098	0,0197	4,191	0,0203	4,263	0,0214
b	4,0	4,051	0,0049	4,140	0,0057	4,185	0,002
c	4,0	4,044	0,0047	4,090	0,0035	4,114	0,0035
d	3,5	3,593	0,0017	3,628	0,0076	3,649	0,0095
e	3,5	3,576	0,0269	3,604	0,0067	3,592	0,0015

Tableau 2-15 : Récapitulatif des résultats de la colonne de mesure.

5.2.3 Conclusions sur les déformations plastiques de la structure

Les mesures montrent qu'il y a une déformation résiduelle de la chambre de combustion et du tube de lancement pour les trois lots d'explosif. Plus le point de mesure est éloigné de la source d'initiation (la bretelle optique), moins la déformation est importante (*Figure 2-44*). Les mesures tendent également à gagner en précision en s'éloignant de la source d'amorçage (écart-types moindres).

Cette déformation plastique (irréversible) est généralement inférieure à quelques pourcents par rapport au diamètre. Au maximum, elle est de 6,6 % au point « a » pour l'explosif 100-200. En termes de volume, cette déformation représente plus de 13 %, ce qui n'est pas négligeable et doit être pris en considération dans les simulations numériques.

La déformation résiduelle montre que la pression dans la chambre dépasse la limite élastique dynamique de l'acier, qui est de l'ordre de 2000 bars (voir *Tableau 1-13*).

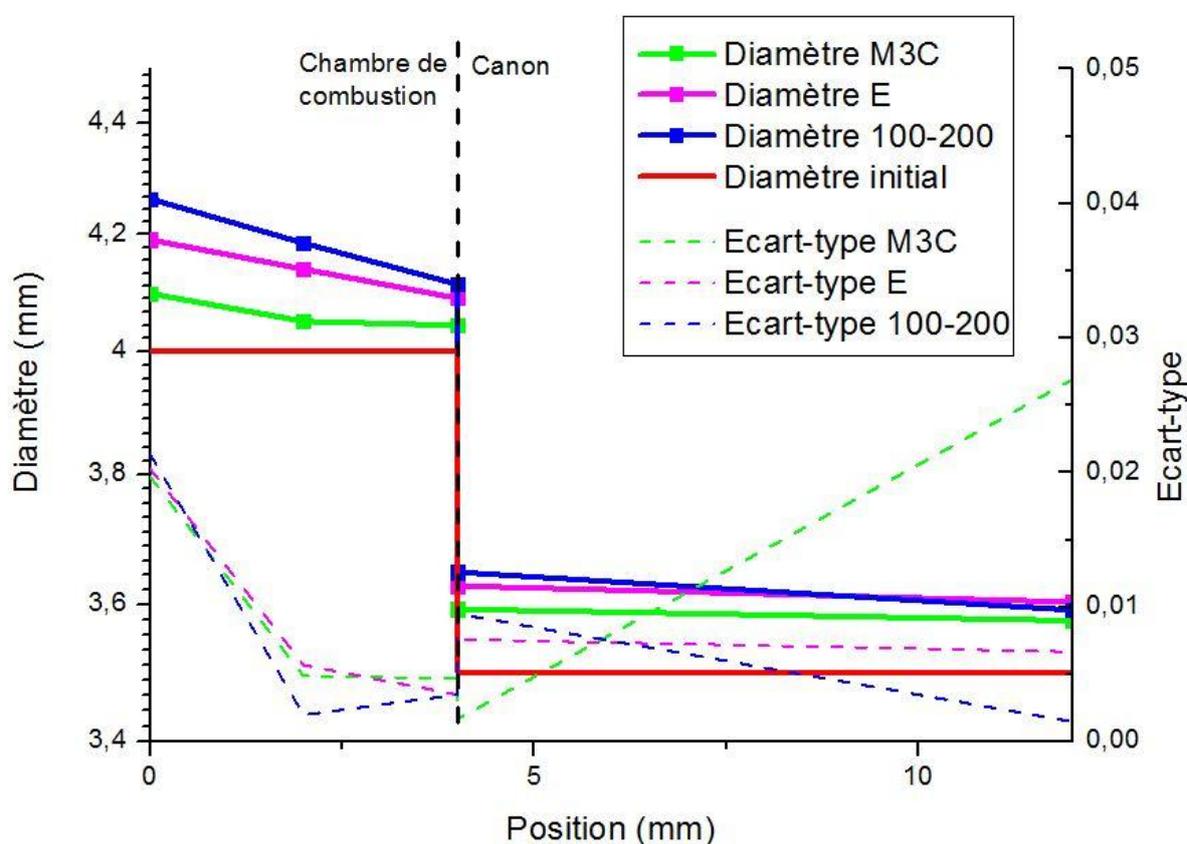


Figure 2-44 : Diamètres mesurés après tir en fonction de la position.

La *Figure 2-44* montre que la déformation est maximale au niveau du mur gauche de la chambre dans les trois cas. La pression est donc plus élevée et sa durée d'application a été plus longue de ce côté, ce qui traduit une résistance de l'assemblage avant l'ouverture de la chambre par cisaillement de l'opercule.

L'évolution de la pression moyenne en chambre dépend ainsi de l'expansion latérale, du mouvement du projectile et de la résistance de la bretelle optique (mur gauche de la chambre).

Une autre observation est que la déformation dans la chambre de combustion devient plus importante lorsque la taille des grains augmente (*Figure 2-45*), ce qui concorde avec les essais de VH sur ces mêmes lots (voir section **3.3.3**). Dans ces essais, l'explosif présentant une grosse granulométrie propulse le projectile à une vitesse plus élevée et conduit à des niveaux de pression, et par conséquent de déformation, supérieurs à ceux d'un explosif avec une granulométrie fine durant un temps d'application plus long.

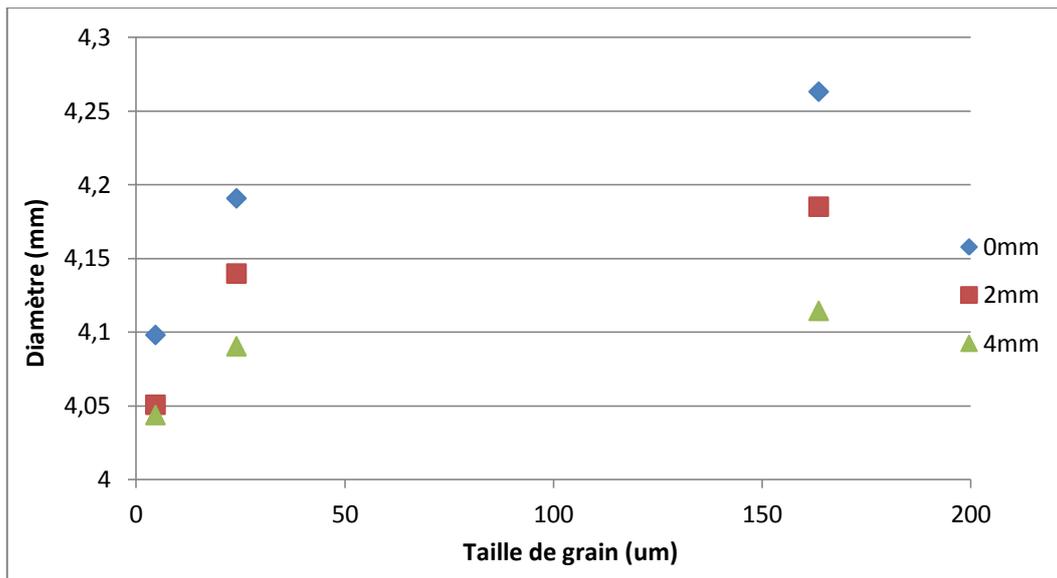


Figure 2-45 : Evolution des diamètres de la chambre de combustion après tir en fonction de la taille de grain et de la position.

L'ensemble des résultats issus de la mesure du diamètre après tir tend à conforter les conclusions issues de la VH, et souligne l'importance de la granulométrie de l'explosif dans le comportement du DOP. Ces résultats démontrent que le confinement en acier est systématiquement plastifié, ce qui n'était pas envisagé *a priori* au début du projet.

5.3 Observation microscopique

L'analyse du DOP après-tir et du cisaillement de la pièce métallique sous l'effet des gaz brûlés a été effectuée à l'aide d'un Microscope Optique (MO) et d'un Microscope Electronique à Balayage (MEB).

Un Microscope Electronique à Balayage (MEB) est un instrument d'observation capable de produire des images en haute résolution en utilisant le principe des interactions électrons-matière. L'œil humain est limité dans sa capacité à distinguer des détails fins par la longueur d'onde de la lumière visible (photons) et la qualité des lentilles grossissantes. Un

MEB n'utilise pas des photons mais des électrons, dont les longueurs d'ondes associées sont beaucoup plus faibles ce qui augmente sensiblement le pouvoir de résolution.

5.3.1 Etat de surface et aspect structurel des jupes

Pour chaque lot d'explosif, les jupes récupérées sont observées afin de déterminer le mode de cisaillement (*Figure 2-46*).



Figure 2-46 : Allure globale de la jupe après tir.

Le *Tableau 2-16* résume les cotes et les masses pour chacune des jupes étudiées. Les cotes sont mesurées à l'aide d'un palpeur numérique de précision micrométrique. Les masses sont pesées à l'aide d'une balance électronique. A titre indicatif, ces données sont comparées à celles d'une jupe « idéale », c'est-à-dire d'un cylindre de diamètre intérieur 3,5 mm (voir *Figure 2-41*).

	Diamètre moyen interne (mm)	Diamètre moyen externe ⁵ (mm)	Hauteur moyenne (mm)	Masse (g)
Jupe idéale	3,5	10	0,5	0,2736
Tir 2566	3,57	8	0,52	0,1579
Tir 2567	3,56	8	0,51	0,1446
Tir 2568	3,56	8	0,52	0,1454

Tableau 2-16 : Cotes et masses des jupes.

La *Figure 2-47* désigne les dimensions idéales et les dénominations utilisées pour cette partie. La jupe présente deux côtés distincts. Le côté du canon, ou le « bord libre », est le côté vers lequel est propulsé le projectile. Il n'est pas exposé à la combustion et ses bords

⁵ Le diamètre moyen externe de la jupe est idéalement de 10 mm. Il semble toutefois que, pour cette série d'usinage, le diamètre externe ait été de 8 mm.

sont étirés vers l'extérieur suite à la rupture. Le côté de la chambre de combustion subit quant à lui une compression due à la pression des gaz brûlés.

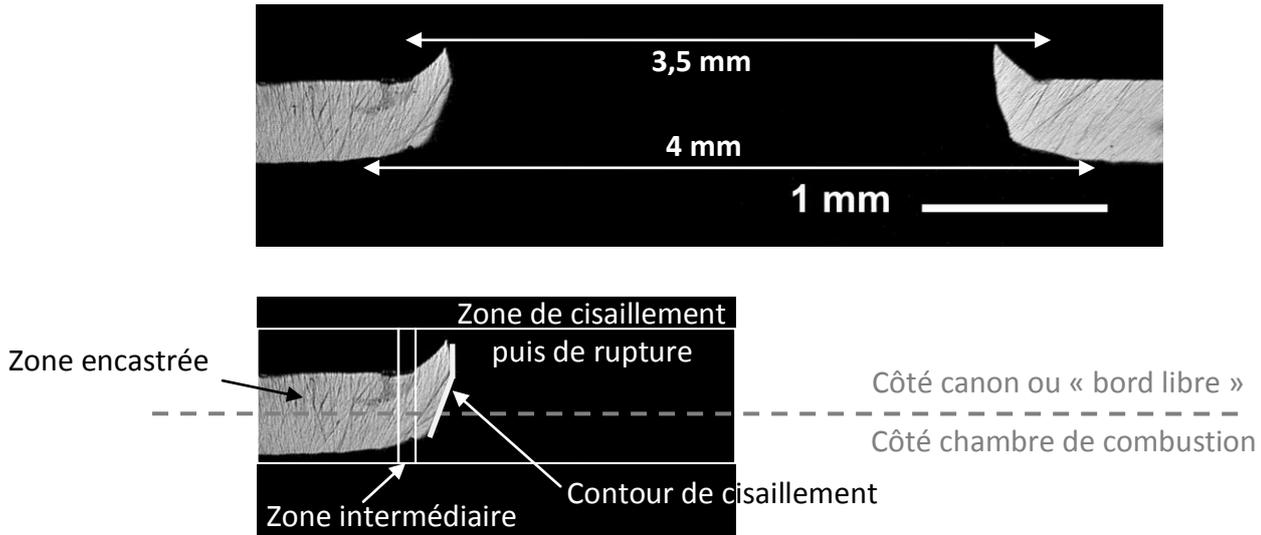


Figure 2-47 : Profil de la jupe après tir et dénominations des différentes parties.

L'état de surface observé au Microscope Optique (MO) fournit un premier diagnostic du mode de cisaillement. La microstructure peut être révélée à l'aide d'une attaque acide. Pour cela, une jupe est coupée transversalement en son milieu. La moitié à étudier est enrobée dans une résine puis polie de manière à effacer toute trace de l'opération de découpe. L'échantillon est plongé ensuite dans un mélange d'eau régale dont la composition est donnée par :

- 4 volumes d'acide chlorhydrique (HCl)
- 3 volumes d'acide nitrique (HNO₃)
- 4 volumes d'eau (H₂O)

La durée de base du traitement à l'acide est de 1 minute 30 secondes, mais celle-ci peut être prolongée si l'attaque ne permet pas de révéler suffisamment la structure. Une exposition trop longue à l'acide peut toutefois conduire à la détérioration de l'échantillon.

La section est ensuite observée au MO. Des fissures rectilignes et parallèles apparaissent, orientées à 15° par rapport à la direction de la poussée (Figure 2-48).

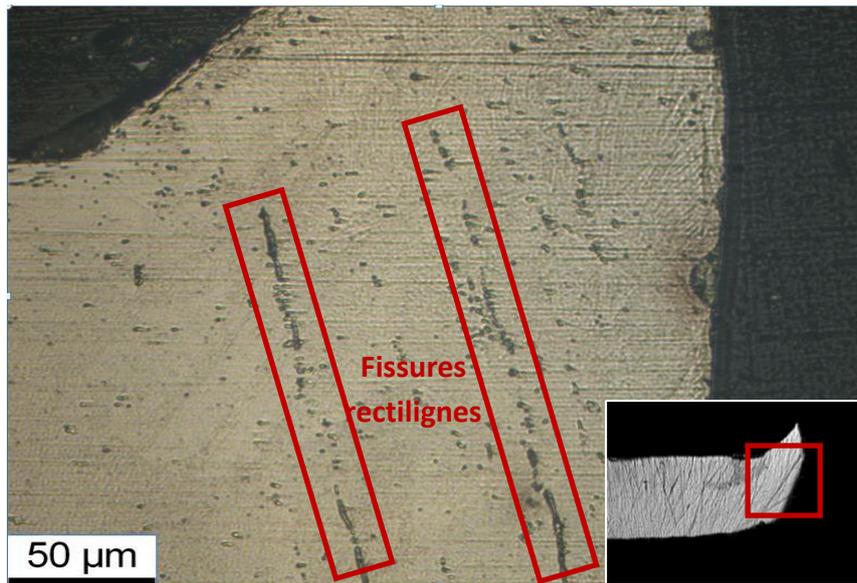


Figure 2-48 : Observation au MO de jupe, après 2 minutes d'attaque acide.

Une exposition prolongée de 2 minutes supplémentaires dans la solution acide permet de révéler certaines traces qui correspondent à un début de cisaillement en bandes. Le cisaillement en bandes qui apparaît à la Figure 2-49 est parallèle au bord de la fracture. Il s'agit d'une bande de cisaillement adiabatique (ou ASB, voir **Chapitre 1 – 4.2**) qui n'a pas abouti à une rupture du matériau, en raison de la rupture antérieure d'une autre bande. La taille de la bande ainsi que sa forme concordent avec des observations microscopiques de la littérature ([2.8]).

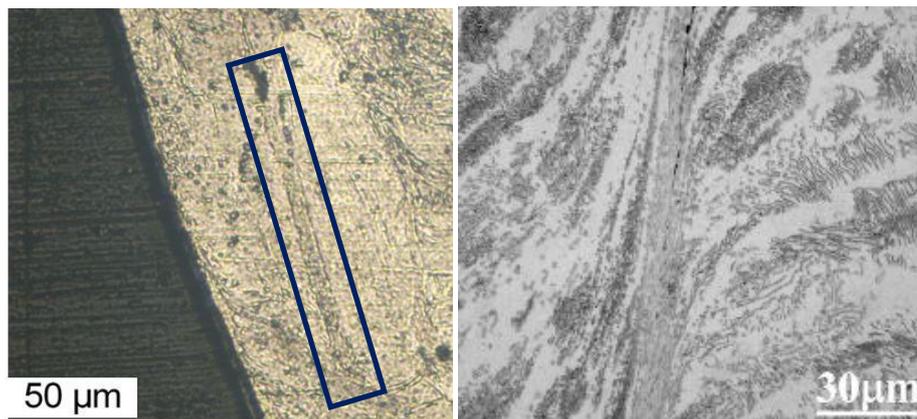


Figure 2-49 : Visualisation au MO d'une structure en bandes (à gauche) et comparaison avec une ASB observée dans un acier similaire ([2.8]) (à droite).

Une autre trace caractéristique d'une bande de cisaillement adiabatique marque la zone intermédiaire de la jupe (Figure 2-50). Cette zone est en effet soumise à un différentiel de contraintes élevé entre la partie encastree, quasiment immobile, et la partie cisailée qui subit d'importantes déformations. Un début de fissuration est visible sur la Figure 2-50.

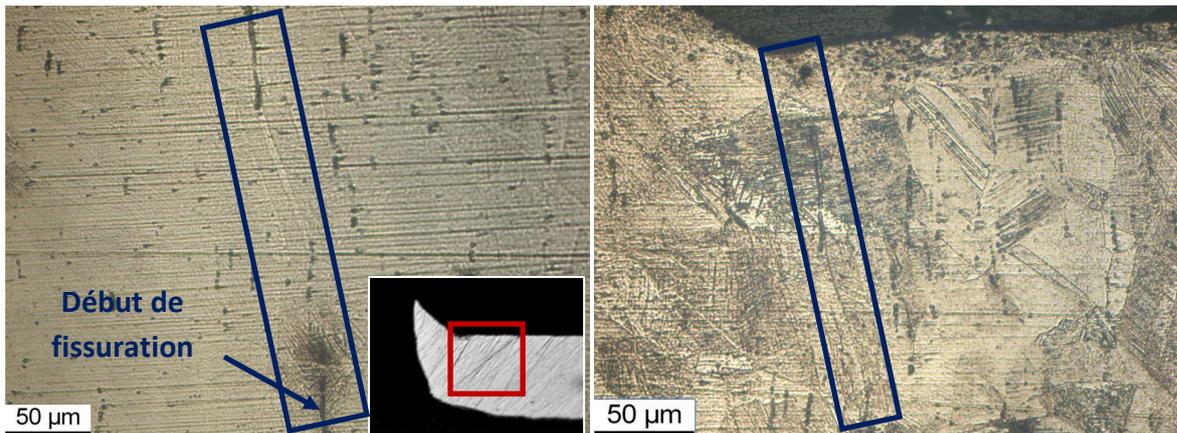


Figure 2-50 : Visualisation au MO d'une structure en bandes, après 2 minutes (à gauche) puis 4 minutes d'attaque acide (à droite).

Ces bandes de cisaillement, dont certaines conduisent à la séparation du projectile, caractérisent une montée brutale en pression dans la chambre de combustion.

L'utilisation d'un Microscope Electronique à Balayage (MEB) a permis d'approfondir les observations précédentes.

L'analyse de la jupe du côté chambre de combustion montre des signes apparents de la combustion, quel que soit le lot d'explosif étudié. La Figure 2-51 présente des zones avec des traces particulières. Il pourrait s'agir de résidus de produits de combustion, ou encore d'acier partiellement fondu, témoin d'une température supérieure à 1700 K (voir *Tableau 1-13*).

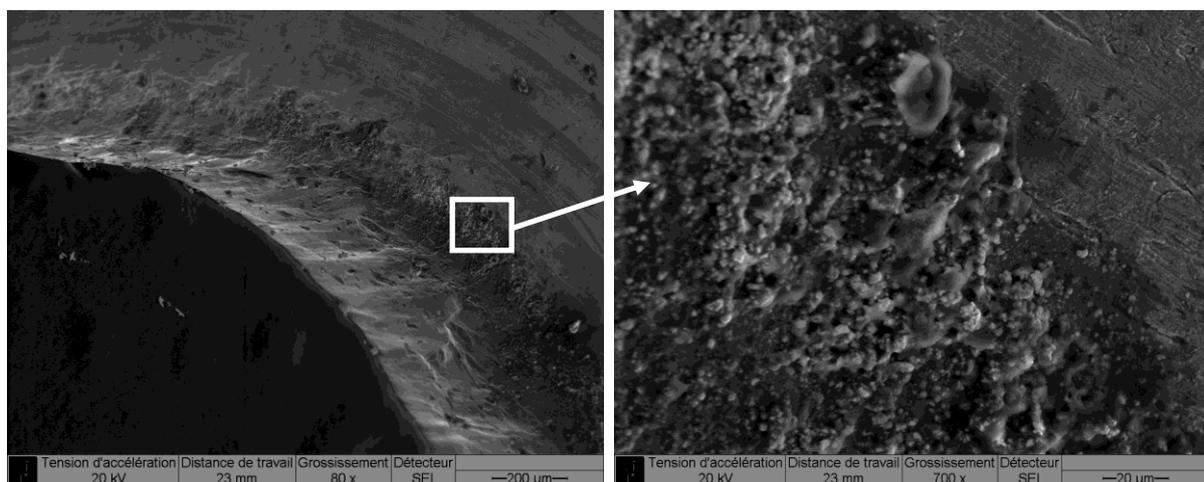


Figure 2-51 : Observation au MEB d'une jupe, côté chambre de combustion.

Le côté « canon » montre les effets du cisaillement qui a conduit à la perforation de l'opercule (Figure 2-52). Le bord intérieur (appelé « contour de cisaillement » sur la Figure 2-47) fait apparaître deux faciès de rupture distincts : (i) des bandes de cisaillement adiabatique, lisses et nettes, déjà observées au MO, et (ii) des cupules, qui résultent de la

nucléation, la croissance et la coalescence de vides sphériques caractéristiques d'une rupture ductile en traction dynamique.

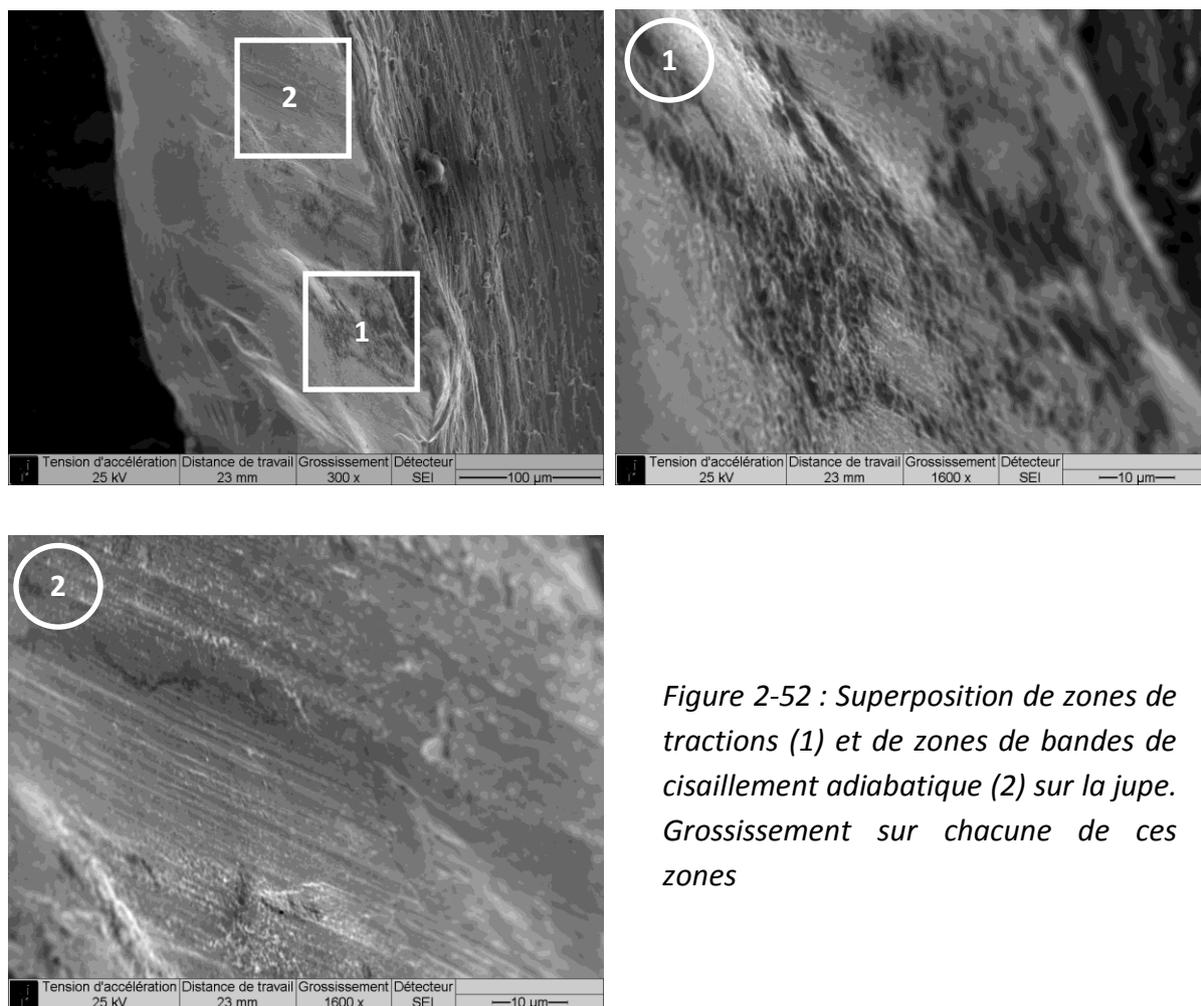


Figure 2-52 : Superposition de zones de tractions (1) et de zones de bandes de cisaillement adiabatique (2) sur la jupe. Grossissement sur chacune de ces zones

Ces observations suggèrent une rupture en deux phases successives (Figure 2-53) :

1/ Dans un premier temps, la pression dans la chambre augmente très rapidement jusqu'à des niveaux élevés. La déformation à la périphérie de la partie encastrée de l'opercule est accommodée par des bandes de cisaillement adiabatique. Compte-tenu des résultats de la VH (voir partie 3.3), il apparaît que les efforts maximaux dus à la pression s'appliquent pendant environ 10 µs et entraînent un déplacement du projectile de l'ordre du millimètre. Ces échelles de temps correspondent bien au domaine des bandes de cisaillement adiabatique (voir Chapitre 1 - 4.2).

2/ La répartition de la pression sur la surface de l'opercule n'étant pas symétrique, et la résistance n'étant pas parfaitement homogène à l'échelle microscopique, certaines zones se rompent avant les autres. L'étanchéité de la chambre de combustion n'est plus vérifiée, et les fuites de gaz entraînent une

diminution de la pression dans la chambre de combustion. Le cœur de la partie étirée est alors soumis à une traction qui entraîne une rupture ductile.

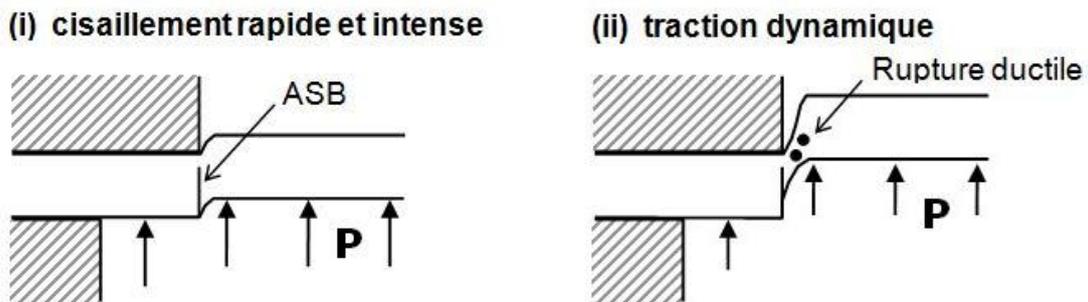


Figure 2-53 : Description schématique d'une rupture combinant bandes de cisaillement adiabatique (ASB) et traction dynamique.

Cette combinaison des deux modes de rupture dépend du lot d'explosif utilisé (Figure 2-54 à Figure 2-56).

Pour le lot 100-200 par exemple (Figure 2-54), plusieurs zones présentent des cupules situées de manière irrégulière sur le pourtour de la zone perforée.

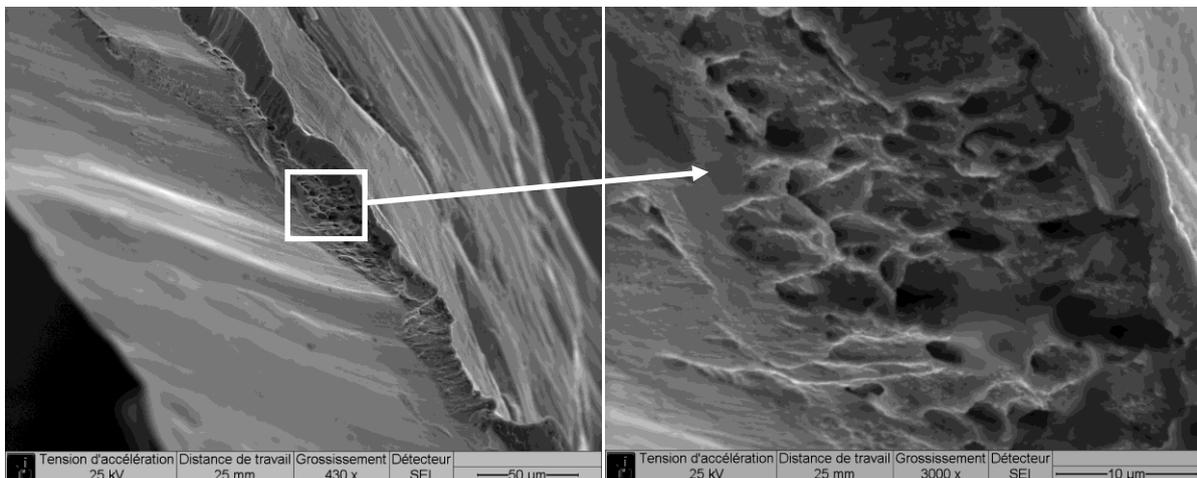


Figure 2-54 : Observation au MEB de la jupe 100-200, côté canon.

Pour le lot E (Figure 2-55) des traces identiques peuvent être observées, mais elles sont toutefois moins marquées et moins nombreuses.

Enfin, pour le lot M3C (Figure 2-56), ces cupules sont pratiquement inexistantes. La rupture est très nette et très régulière.

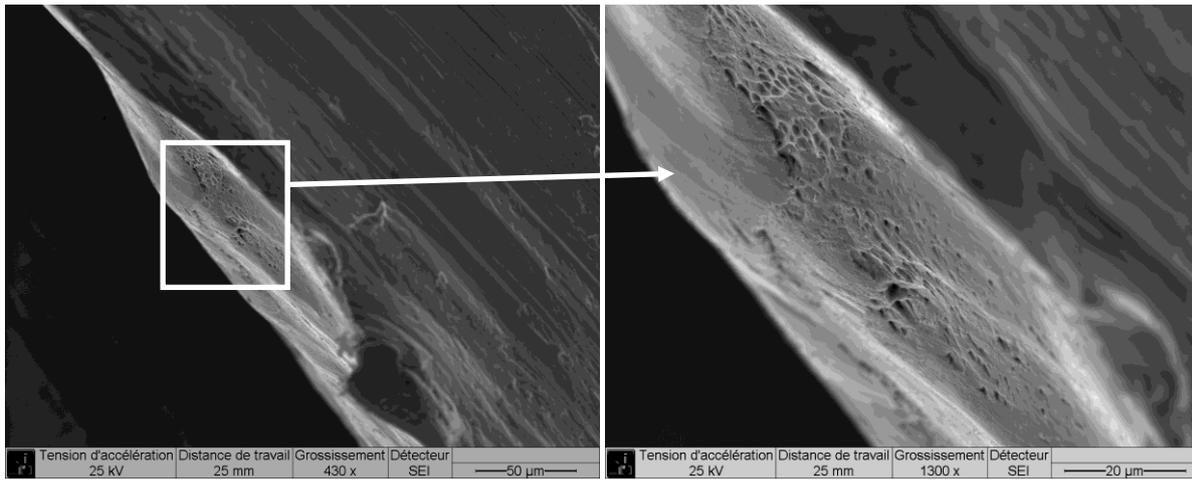


Figure 2-55 : Observation au MEB de la jupe E, côté canon.

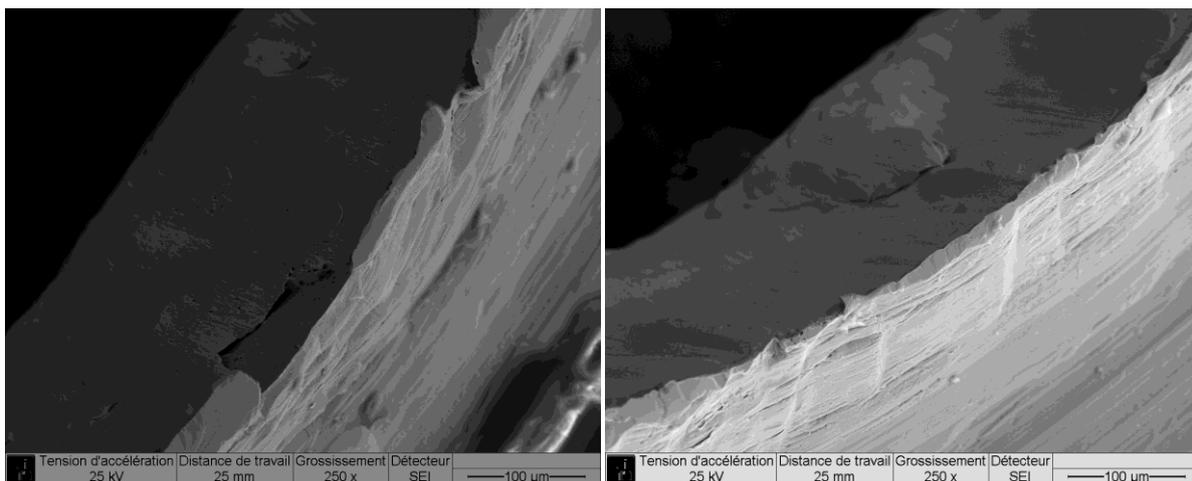


Figure 2-56 : Observation au MEB de la jupe M3C, côté canon.

Le fait que les cupules soient davantage présentes et visibles pour l'explosif avec la granulométrie la plus grossière (lot 100-200), puis s'avèrent de moins en moins notables avec les lots E et surtout M3C, peut s'expliquer par la réactivité du lot d'explosif.

Plus la granulométrie est fine, plus l'explosif est réactif. La montée en pression est alors normalement plus rapide et les conditions pour les bandes de cisaillement adiabatique sont vérifiées. Ainsi, pour le lot M3C, la pièce métallique subit un chargement en contraintes rapide et brutal, et présente une rupture très nette, typique des bandes de cisaillement. Pour le lot de HMX 100-200, le chargement en contraintes est moins intense, ce qui s'éloigne davantage des conditions de formation des bandes de cisaillement adiabatique. La pièce présente ainsi plus de traces caractéristiques d'une rupture ductile.

L'observation des deux modes d'endommagement montre à nouveau que la granulométrie d'explosif tient un rôle important dans le comportement du cisaillement.

5.3.2 Etat de surface et aspect structurel des projectiles

La récupération et l'étude des projectiles permettent de compléter les observations précédemment réalisées sur les jupes.

Le dispositif expérimental standard (voir section 3.2.2) a été utilisé pour réaliser les tirs de récupération. Ce dispositif a été exclusivement chargé avec un lot 100-200, afin de ne modifier aucun paramètre entre chaque tir. Le projectile idéal a la forme d'un cylindre d'environ 3,5 mm de diamètre et de 1,5 mm de longueur (voir *Figure 2-11*).

Pour la récupération des projectiles, une cible en bois tendre (pin) remplace le miroir dans le banc d'essai de la VH afin de freiner le projectile sans trop le dégrader. Les mesures de VH ne sont donc pas compatibles avec cette récupération, puisqu'elles requièrent l'utilisation d'un miroir sur la trajectoire du projectile. L'observation des projectiles au microscope a montré qu'ils conservent leur intégrité, ce qui valide la méthode de récupération.

Sur les trois tirs de récupération, les projectiles ont tous pénétré le pin jusqu'à une profondeur comprise entre 32 et 34 millimètres, ce qui montre la grande reproductibilité des tirs et de l'énergie cinétique acquise par les projectiles.

Le *Tableau 2-16* résume les cotes et les masses pour chacun des projectiles récupérés. Ces données sont confrontées avec les valeurs théoriques d'un projectile « idéal ».

	Diamètre moyen (mm)	Longueur moyenne (mm)	Masse (g)
Projectile cylindrique idéal	3,5	1,5	0,1146
Tir 2566	3,57	1,6	0,1135
Tir 2567	3,56	1,48	0,1102
Tir 2568	3,56	1,47	0,1119

Tableau 2-16 : Cotes et masses des projectiles récupérés.

Les écarts entre les mesures associées aux projectiles récupérés et celles du projectile théorique s'expliquent par la déformation du projectile au cours de la combustion et par le cisaillement irrégulier de la pièce métallique.

Dans un premier temps, l'étude de l'état de surface par un microscope optique a permis de constater qu'il reste de l'explosif imbrûlé à la base du projectile (*Figure 2-57*), et par conséquent que le processus de combustion est incomplet.

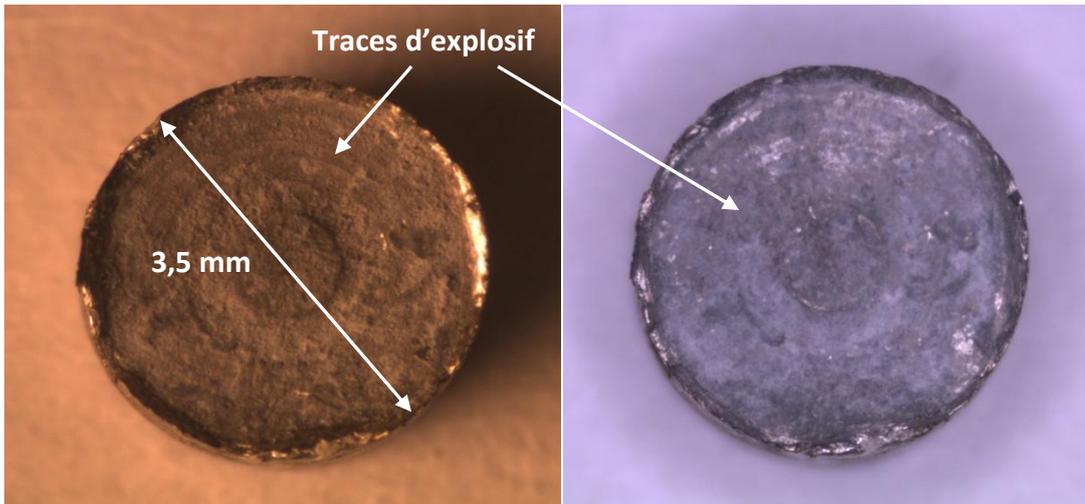


Figure 2-57 : Observation du projectile révélant des traces d'explosif (en blanc).

L'état de surface permet également d'observer le cisaillement très propre du projectile, en accord avec ce qui a été constaté sur les jupes dans la partie précédente. La rupture est très nette, et il semble que le cisaillement en bandes prédomine (Figure 2-58).

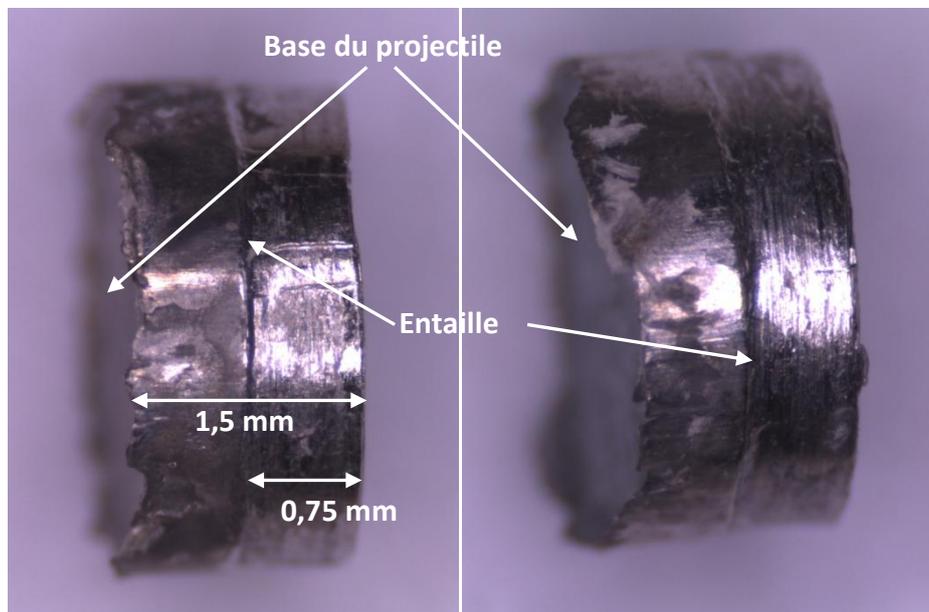


Figure 2-58 : Observation de profil du projectile.

Le projectile est marqué d'une entaille en son milieu. Cette marque correspond à une trace résultant de l'opération d'usinage, due à l'utilisation d'une pince pour le maintien de la pièce. Cependant, elle n'influe pas sur le comportement du cisaillement.

L'utilisation du MEB confirme les observations du microscope optique. Comme pour les jupes, l'observation du cisaillement montre la superposition de zones aux contours très nets, dominées par des bandes, avec d'autres marquées par des cupules (Figure 2-59).

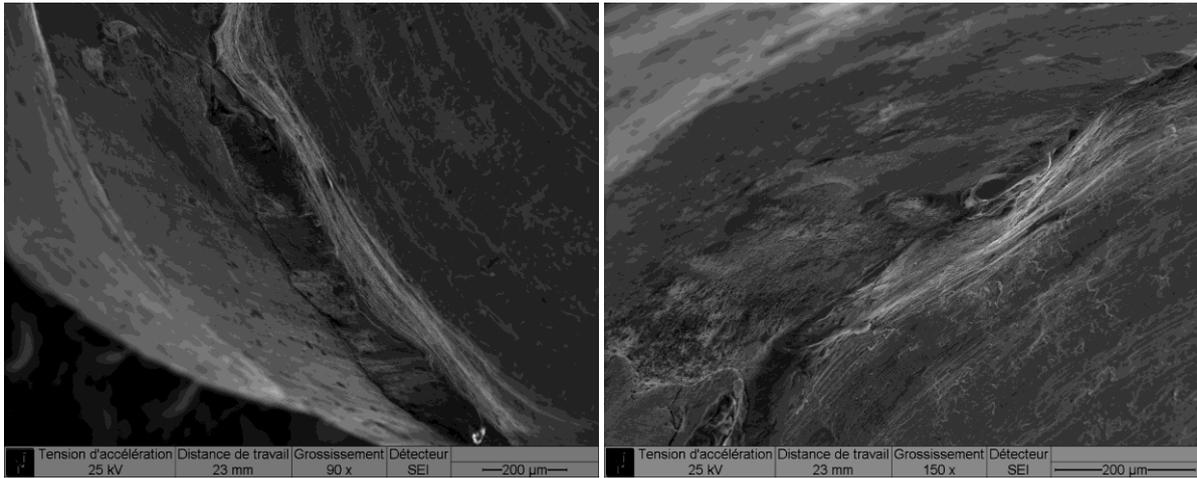


Figure 2-59 : Cisaillement en bandes et cupules sur le projectile.

Un grossissement sur une zone de rupture en traction montre une structure en cupules, très semblable à celle observée par Longère et Dragon ([2.9]) pour des cas de chargements élevés et rapides dans des matériaux ductiles (Figure 2-60).

Dans cette étude, le cisaillement s'effectue selon un scénario différent de celui qui est proposé à la section 5.3.1. Selon les auteurs, le processus de rupture commence par la création de vides, puis se poursuit par la croissance de ces défauts et l'apparition progressive d'un micro-cisaillement local. A un stade plus avancé du processus de cisaillement, les cupules issues de la croissance des vides s'allongent sous l'effet du cisaillement appliqué, jusqu'à devenir plates puis disparaître sous l'effet de la pression. Le résultat est l'omniprésence de surfaces planes et de bandes. Les zones de « cupules » sont très localisées et sont les traces restantes d'une population bien plus nombreuse qui a progressivement disparu avec la formation des bandes.

Compte-tenu du déroulement de la combustion et du profil de pression résultant, le scénario décrit en 5.3.1 est toutefois le plus crédible dans le cas du projet.

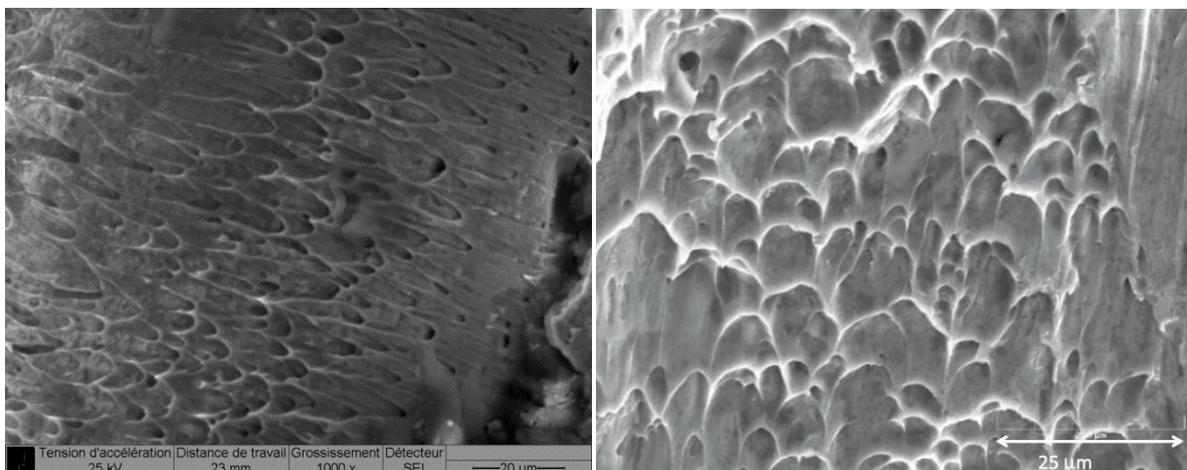


Figure 2-60 : Observation de cupules (à gauche), et comparaison avec celles observées par Longère et al. (à droite) ([2.9]).

L'étude de la surface des projectiles aux microscopes optique et électronique à balayage confirme les observations faites sur les jupes, et met en valeur la superposition de bandes de cisaillement adiabatique et de nucléations lors du cisaillement.

6. Conclusion de la partie expérimentale

Plusieurs processus intervenant dans le fonctionnement du premier étage ont été étudiés expérimentalement, du chargement à la récupération de la chambre de combustion et du projectile après le tir. Ces moyens permettent d'acquérir des informations essentielles sur le comportement global du système.

L'utilisation de l'adsorption de gaz par la technique BET a permis de déterminer les surfaces spécifiques de chaque lot d'explosif avant le tir. Les mesures ont mis en évidence l'influence de la méthode de chargement par compressions successives sur la granulométrie du matériau énergétique. La compression est indispensable pour obtenir un chargement homogène sans gradient de densité, et surtout pour assurer le contact parfait entre l'explosif et l'interface optique. Mais cette compression provoque également la fracturation des grains d'explosif qui composent le lot, modifiant la taille moyenne, la répartition et la forme des grains et des pores. Cela a pour conséquence l'augmentation de la surface spécifique, ce qui accélère le processus de combustion convective, si la taille des pores est suffisamment grande. Ce phénomène est plus marqué sur les explosifs composés initialement de gros grains.

La compression pourrait enfin modifier la répartition du noir de carbone dans le lot, ce qui aurait alors un impact pour l'initiation thermique de la charge. Il est certain que l'ajout de noir de carbone facilite l'initiation thermique. En revanche, son influence sur la combustion reste à étudier loin de la zone d'amorçage, où le laser influe peu.

La méthode BET montre également l'influence que pourrait avoir le processus de préparation des compositions explosives. L'usage d'ultrasons pour les phases de préparation, bien qu'à de faibles niveaux énergétiques et sur de courtes durées, est susceptible de dégrader la granulométrie, et contribue à augmenter encore la surface spécifique.

Toutes ces observations montrent l'influence de la granulométrie d'explosif.

La vélocimétrie hétérodyne (VH) a été utilisée pour mesurer la vitesse des projectiles à la sortie du premier étage. Les différences observées confirment le fait que la granulométrie de l'explosif est un paramètre fondamental. Les vitesses atteintes par le projectile diffèrent de plusieurs dizaines de mètres par seconde, parfois quelques centaines, en fonction de la taille moyenne des grains. De gros grains permettent d'atteindre des vitesses de projectile plus importantes et donnent des résultats très reproductibles. Toutefois, ils entraînent des incertitudes temporelles sur le délai d'induction thermique,

notamment lorsque le diamètre moyen de particule est plus grand que le diamètre de la tache laser. Des grains petits permettent quant à eux un allumage thermique avec des temps d'induction plus courts et plus reproductibles.

Le confinement joue un rôle sur le déroulement de la transition déflagration-détonation, en empêchant la fuite des gaz chauds qui contribuent à l'emballement de la réaction. Concrètement, cela influe sur la vitesse du projectile en sortie du premier étage. Le confinement d'une chambre de combustion peut être amélioré par l'utilisation d'un opercule avec jupe, ce qui se traduit par des vitesses de projectile plus élevées, bien que le processus mécanique de cisaillement soit consommateur d'énergie.

Des essais de DDT réalisés avec un confinement fort dans des tubes de 80 mm ont montré l'apparition de la détonation au bout d'environ 30 mm avec une grosse granulométrie (HMX 100-200). Cette distance de transition est supérieure à la longueur de la chambre de combustion du DOP, ce qui est satisfaisant d'un point de vue sécurité. Des expériences similaires avec une granulométrie fine (HMX M3C) n'ont pas permis quant à elles d'observer de détonation au sein des tubes de 80 mm. Cela est probablement dû à la taille des pores trop réduite dans cette granulométrie, ce qui empêche le phénomène de combustion convective de se développer. Ni la taille des pores, ni la perméabilité des gaz n'ont toutefois pu être mesurées dans cette étude.

Enfin, l'analyse post-mortem du premier étage avec des outils microscopiques (microscope optique, microscope électronique à balayage) a révélé la structure particulière obtenue à l'issue du processus de cisaillement de l'opercule métallique. L'influence de la granulométrie d'explosif est à nouveau illustrée, puisque la réactivité de l'explosif influe sur le cisaillement et la rupture. Quelle que soit la granulométrie, il y a toujours superposition de zones de bandes de cisaillement adiabatique, qui sont prédominantes, et de zones de tractions plus isolées. Cette superposition pourrait traduire une rupture en deux phases, l'une par cisaillement puis l'autre par traction. La première est rapide et se produit pour de hautes pressions, tandis que la suivante est plus lente et s'effectue à des pressions moins importantes. Une granulométrie fine permet de se rapprocher davantage des conditions pour la formation des bandes de cisaillement adiabatique, et donne naissance à très peu, voire à l'absence totale, de zones de traction. Le phénomène inverse est observé pour les grosses granulométries.

La formation de bandes de cisaillement adiabatique conduit à une rupture brutale et rapide de l'opercule, ce qui explique que le cisaillement influe peu sur la vitesse de projection, en comparaison d'autres paramètres tels que la granulométrie ou la masse du projectile.

La mesure des dimensions du DOP après-tir révèle des déformations plastiques au niveau des parois de la chambre de combustion et du canon. Celles-ci sont d'autant plus marquées qu'elles se situent à proximité de la source laser, et que le lot d'explosif possède

de gros grains. Les déformations traduisent les niveaux de pressions élevés qui sont atteints au cours d'un tir, supérieurs à la limite élastique de l'acier (≈ 2000 bars).

Sur les essais réalisés, un endommagement de la bretelle optique se produit sur plusieurs tirs sous l'effet de la pression des produits de combustion. Dans le dispositif industriel toutefois, le chargement en composition d'explosif est différent (quantité d'explosif plus importante dans le cas de l'étude) et le phénomène de détachement n'a pas lieu. Les tests d'étanchéité après-tir réalisés sur les chambres de combustion à l'aide d'une presse hydraulique montrent ainsi que le composant industriel est capable de résister à une pression statique de 3800 bars. A titre comparatif, la résistance après-tir des composants de l'étude a varié quant à elle de 600 bars à 3800 bars, selon le lot d'explosif étudié.

Il apparaît enfin que tout l'explosif n'est pas consommé lors de la réaction, et que des traces restent déposées à l'état solide sur le culot du projectile. Il se pourrait également que de l'explosif imbrûlé soit éjecté du canon lors de la rupture de l'opercule, ce qui est délicat à mettre en évidence. L'analyse des paillets après récupération, la qualité et la durée des signaux de VH montrent que le projectile est bien guidé dans le canon et ne présente pas de convexité. La configuration du premier étage semble donc optimale pour la réalisation d'un choc plan sur le second étage.

Références bibliographiques du Chapitre 2

- [2.1] Brunauer, S., Emmett, P. H., & Teller, E. (1938). Adsorption of gases in multimolecular layers. *Journal of the American Chemical Society*, 60(2), 309-319.
- [2.2] Moulard, H., Ritter, A., & Dilhan, D. (2004). Design and Performance of Laser Diode Initiators for Space Use. *31st Int. Pyrotechnics Seminar*, (pp. 127-132). Fort-Collins.
- [2.3] Chéret, R., Camarcat, N., & Olive, F. (1989). *La détonation des explosifs condensés* (Vol. II). Paris, France: Commissariat à l'Energie Atomique.
- [2.4] Strand, O. T., Goosman, D. R., Martinez, C., Whitworth, T. L., & Kuhlow, W. W. (2006). Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review of Scientific Instruments*, 77.
- [2.5] Jensen, B. J., Holtkamp, D. B., Rigg, P. A., & Dolan, D. H. (2007, January 12). Accuracy limits and window corrections for photon Doppler velocimetry. (A. I. Physics, Ed.) *Journal of Applied Physics*, 101(1).
- [2.6] Dolan, D. H. (2010). Accuracy and precision in photonic Doppler velocimetry. *Review of Scientific Instruments*, 81.
- [2.7] (1965). *Interior Ballistics of Guns*. Engineering Design Handbook, National Technical Information Service, U. S. Army Materiel Command, Springfield.
- [2.8] Lee, W. S., Liu, C. Y., & Chen, T. H. (2009). Adiabatic shear localization of different steels at high strain rates. *DYMAT*, (pp. 1117-1123).
- [2.9] Longère, P., & Dragon, A. (2013). Description of shear failure in ductile metals via back stress concept linked to damage-microporosity softening. *Engineering Fracture Mechanics*, 98, 92-108.

Chapitre 3

Etude numérique

Sommaire du Chapitre 3

Notations du Chapitre 3	p 199
1. Méthodologie du couplage numérique	p 203
1.1 Capacités et limites des codes EFAE et LS-DYNA	p 203
1.2 Couplage ou interfaçage entre deux codes	p 204
2. Présentation et structure du code EFAE	p 205
2.1 Schéma numérique	p 206
2.1.1 Discrétisation et formulation du problème	p 206
2.1.2 Stabilité et précision du schéma numérique	p 208
2.1.3 Intégration par la méthode FCT.....	p 209
2.2 Maillage numérique.....	p 210
2.2.1 Représentation du maillage.....	p 210
2.2.2 Maillage adaptatif.....	p 210
2.2.3 Initialisation du problème.....	p 211
2.2.4 Performances et temps de calcul	p 212
3. Etude de la DDT par le code EFAE	p 212
3.1 Modifications du code	p 212
3.1.1 Initiation par un laser.....	p 212
3.1.2 Influence du laser sur les échanges thermiques	p 216
3.1.3 Influence du chargement sur l'allumage laser	p 218
3.1.4 Introduction de la loi JWL	p 221
3.1.5 Génération de fichiers de résultats	p 222
3.2 Etalonnage du code	p 223
3.2.1 Tests de convergence de grille	p 223
3.2.2 Cas test de la littérature	p 226
3.2.3 Longueur de transition à la détonation	p 228
3.3 Applications du code EFAE pour l'étude de la combustion dans la chambre du DOP	p 234

3.3.1	Première étape : Etude analytique simplifiée avec les Equations Différentielles Ordinaires (ODE)	p 234
3.3.1.a	Obtention des équations du modèle	p 235
3.3.1.b	Mise en forme des équations	p 237
3.3.1.c	Résultats obtenus.....	p 239
3.3.2	Seconde étape : Etude complète avec le code <i>EFAE</i>	p 242
3.3.3	Etude paramétrique.....	p 246
3.4	<i>Limites et conclusions partielles</i>	p 252
4.	<i>Etude de la structure par LS-DYNA</i>	p 253
4.1	<i>Présentation générale</i>	p 253
4.2	<i>Lois de comportement et équations d'état</i>	p 255
4.2.1	Modélisation du confinement et de l'opercule.....	p 250
4.2.1.a	Loi Johnson-Cook.....	p 256
4.2.1.b	Equation d'état pour l'Inox 304L.....	p 257
4.2.1.c	Cisaillement de l'opercule	p 258
4.2.2	Modélisation du matériau énergétique	p 260
4.2.2.a	Initiation d'une détonation Chapman-Jouguet.....	p 260
4.2.2.b	Modèle Lee-Tarver	p 260
4.3	<i>Applications de LS-DYNA pour l'étude du confinement du DOP</i>	p 262
4.3.1	Choix de la formulation	p 262
4.3.2	Gestion des interfaces explosif/confinement	p 263
4.3.3	Utilisation de la loi Lee-Tarver pour l'analyse de l'effet de l'épaisseur du confinement.....	p 263
4.3.4	Utilisation d'une détonation pour l'analyse du cisaillement de l'opercule	p 268
4.4	<i>Bilans</i>	p 272
5.	<i>Interface entre les codes EFAE et LS-DYNA</i>	p 272
5.1	<i>Choix de la pression critique</i>	p 273
5.2	<i>Utilisation de la carte « Initial_Stress_Shell »</i>	p 275
5.2.1	Modèle « 0D »	p 275
5.2.2	Modèle impliquant l'initiation de plusieurs cellules	p 279
5.3	<i>Applications sur un DOP complet</i>	p 282
5.4	<i>Perspectives</i>	p 286
	Références bibliographiques du Chapitre 3	p 289

Notations du Chapitre 3

Lettres latines majuscules

Unités S.I.

A	Coefficient de la loi JWL	Pa
\mathcal{A}	Limite élastique dans la loi de Johnson-Cook	Pa
B	Coefficient de la loi JWL	Pa
B	Module d'écroissage dans la loi de Johnson-Cook	Pa
C	Coefficient de la loi JWL	Pa
\mathcal{C}	Coefficient sur la vitesse de déformation dans la loi de Johnson-Cook	-
C_s	Célérité du son dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	m/s
D	Vitesse de choc	m/s
D	Variable d'endommagement dans la loi de Johnson-Cook	-
D_i	Coefficients d'endommagement dans la loi de Johnson-Cook ($i = 1, 2, 3, 4, 5$)	-
E	Energie totale massique	J/kg
I	Puissance (ou flux) du laser	W
L_g	Variance de Gauss (rayon caractéristique de la « tache » laser)	m
M	Exposant sur la température dans la loi Johnson-Cook	-
\mathcal{M}	Taux de transfert de masse par unité de volume	kg/m ³ /s
M_m	Masse molaire	kg/mol
N	Coefficient d'écroissage dans la loi de Johnson-Cook	-
\mathbb{N}	Nombre de mailles	-
\mathcal{P}_i	Coefficients dans la loi « Linear_Polynomial » de <i>LS-DYNA</i> ($i = 0, 1, 2, 3$)	Pa
\mathcal{P}_i	Coefficients dans la loi « Linear_Polynomial » de <i>LS-DYNA</i> ($i = 4, 5, 6$)	-
Q	Chaleur spécifique dégagée par unité de masse par la réaction chimique	J/kg
\mathcal{Q}	Taux de transfert d'énergie par unité de volume	J/m ³ /s
R_1	Coefficient de la loi JWL	-
R_2	Coefficient de la loi JWL	-
S	Surface	m ²
\mathcal{S}_i	Coefficients de la forme cubique de l'Hugoniot ($i = 1, 2, 3$)	-
T	Température	K
T_{fus}	Température de fusion du matériau	K
T_{ign}	Température d'inflammation	K
V	Volume	m ³
\tilde{V}	Rapport des volumes spécifiques, $\tilde{V} = v/v_0$	-

Lettres latines minuscules

a	Constante de correction de la forme cubique de l'Hugoniot	-
c_v	Capacité calorifique massique à volume constant	J/kg/K
d_p	Diamètre de particule	m
e	Energie interne massique	J/kg
e_v	Energie interne volumique, $e_v = \rho e$	J/m ³
k	Coefficient d'absorption de l'explosif	m ⁻¹
k'	Coefficient d'absorption de l'explosif rapporté à la masse volumique, $k' = k/\rho$	m ² /kg
m	Masse	kg
n	Nombre de particules filles issues de la fracturation d'une particule mère de diamètre initial d_{p0}	-
n_c	Nombre de particules filles entièrement recouverte d'une monocouche de noir de carbone	-
n_e	Nombre de particules filles sans noir de carbone	-
n_p	Nombre de particules par unité de volume	m ⁻³
p	Pression	Pa
r	Distance radiale	m
r_p	Rayon particule, $r_p = d_p/2$	m
r_λ	Rayon de la fibre optique	m
s	Coefficient hydrodynamique dans l'Hugoniot de choc $D = C_s + su$	-
t	Temps	s
u	Vitesse matérielle dans le repère	m/s
v	Volume spécifique, $v = 1/\rho$	m ³ /kg
x	Distance	m
\mathbb{X}	Fraction massique	-

Lettres grecques majuscules

Γ	Coefficient de Gruneisen	-
Δ	Variation entre deux valeurs	-

Lettres grecques minuscules

β	Constante du taux de combustion $\dot{\omega} = \beta p^u$	m/s/Pa ^u
δ	Epaisseur de la monocouche de noir de carbone	m
$\dot{\epsilon}$	Vitesse de déformation plastique	s ⁻¹
ϵ_f	Déformation équivalente de rupture	-

ε_p	Déformation plastique équivalente	-
λ	Longueur d'onde du laser	m
μ	Variable de la loi « Linear_Polynomial » de <i>LS-DYNA</i> , $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$	-
ρ	Masse volumique	kg/m ³
σ	Contrainte	Pa
σ_p	Contrainte déviatoire	Pa
σ_{VM}	Contrainte équivalente de Von-Mises	Pa
τ	Durée du pulse laser	s
u	Exposant du taux de combustion $\dot{\omega} = \beta p^u$	-
φ	Porosité absolue $\varphi = 1 - \frac{\rho}{\rho_{TMD}}$	-

Indices

- (.)₀ Valeur initiale
- (.)_{CJ} Relatif à Chapman-Jouguet
- (.)_g Relatif à la phase gazeuse
- (.)_p Relatif à la particule
- (.)_s Relatif à l'explosif solide
- (.)_{TMD} Relatif à la masse volumique théorique maximale

Exposant

- (.)* Relatif à une valeur de référence/critique

Nomenclature

- ALE Formulation Eulérienne Lagrangienne Arbitraire (de l'anglais *Arbitrary Lagrange Euler*)
- ASB Bande de cisaillement adiabatique (de l'anglais *Adiabatic Shear Band*)
- CFL Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
- CJ Chapman-Jouguet
- DDT Transition Déflagration-Détonation (de l'anglais *Deflagration-to-Detonation Transition*)
- DOP Détonateur Opto-Pyrotechnique
- EFAE Code de calcul hydrodynamique utilisé dans le projet (*Enhanced Fuel-Air Explosions*)
- EFG Formulation *Element-Free Galerkin*
- FCT Algorithme de type *Flux-Corrected-Transport*

HMX	Désignation de l'explosif Octogène (<i>High Melting point explosive</i>)
JWL	Equation d'état Jones-Wilkins-Lee
ODE	Equation Différentielle Ordinaire (de l'anglais <i>Ordinary Differential Equation</i>)
SDT	Transition Choc-Détonation (de l'anglais <i>Shock-to-Detonation Transition</i>)
SPH	Formulation <i>Smooth Particle Hydrodynamics</i>

Ce troisième chapitre présente l'étude numérique menée durant la thèse pour modéliser le fonctionnement du Dispositif Opto-Pyrotechnique (DOP) et caractériser l'influence des différents paramètres décrits dans les parties précédentes (nature de l'explosif, granulométrie, porosité, etc.). Le rôle du modèle est de pouvoir approfondir l'étude de sécurité du système, notamment en variant la configuration ou les principaux paramètres qui définissent le cahier des charges industriel.

Pour atteindre cet objectif, deux outils numériques ont été utilisés, le code *EFAE* ([3.1], [3.2]) et le logiciel *LS-DYNA* ([3.3]). Le code *EFAE* permet la modélisation du début du phénomène de combustion en milieu poreux, tandis que le logiciel *LS-DYNA* décrit le comportement structurel du DOP. Aucun de ces deux outils ne pouvant être appliqué durant l'ensemble du processus de combustion, un couplage est nécessaire pour modéliser le phénomène complet. La première partie du chapitre est consacrée à la description de la méthodologie de couplage. Les deux parties suivantes présentent plus spécifiquement le code *EFAE*, ainsi que les modifications apportées au code pour l'adapter au problème étudié. Une quatrième partie porte sur l'utilisation du logiciel hydrodynamique *LS-DYNA*. La dernière partie montre enfin des applications de l'interface *JAVA* utilisée pour combiner les compétences des deux logiciels.

1. Méthodologie du couplage numérique

1.1 Capacités et limites des codes *EFAE* et *LS-DYNA*

L'utilisation de deux codes dans la modélisation numérique se justifie par les capacités et le champ d'action de chacun.

Lors de son fonctionnement, le DOP subit une combustion de sa charge pyrotechnique, confinée dans une chambre initialement fermée et étanche. Sous l'effet des gaz de combustion, la mise en vitesse d'un projectile interne jusqu'à une valeur seuil permet ensuite le fonctionnement de la chaîne pyrotechnique dans des conditions normales. Il faut donc simuler une combustion d'explosif granulaire en milieu fermé, puis une déformation des parois de la chambre, suivie d'une rupture de cloison, et enfin l'accélération d'un projectile par la détente des gaz.

EFAE est particulièrement adapté pour la modélisation de la combustion des explosifs condensés en milieu fermé, notamment lorsqu'il s'agit de traiter la Transition Déflagration-Détonation (DDT). Ce mode de combustion transitoire est complexe à modéliser car il fait appel à de nombreux processus physiques, chacun associé à une étape précise de la DDT, depuis l'initiation thermique de l'explosif par une source externe, jusqu'à l'apparition de la détonation stationnaire (voir **Chapitre 1 – 3**). La phase de la combustion convective par

exemple se traduit par de grandes différences de valeurs de vitesse et de température entre les particules et le gaz, lesquelles s'équilibrent avec le temps. L'étude des phénomènes de cette phase nécessite un modèle multiphasique tel que celui utilisé dans *EFAE*.

Toutefois, le logiciel *EFAE* ne peut pas traiter les processus de déformation des parois, de rupture de cloison par cisaillement, ni de mise en vitesse du projectile interne.

A l'inverse, l'une des applications principales de *LS-DYNA* est l'étude des chocs et des déformations dans les structures solides. Le logiciel intègre des modèles matériaux susceptibles de reproduire les processus de déformation et de rupture qui ont lieu au sein du DOP. Par ailleurs, *LS-DYNA* dispose des outils nécessaires pour l'exploitation des résultats. Le logiciel peut par exemple restituer la vitesse de déplacement des nœuds modélisés, et donc suivre l'évolution du projectile interne dans le DOP au cours de la réaction.

Même s'il comporte quelques modèles réactifs pour les explosifs, bien adaptés à l'étude de la Transition Choc-Détonation (SDT), *LS-DYNA* n'est cependant pas en mesure de reproduire l'intégralité d'une DDT (voir **Chapitre 1 – 3**).

Pour la phase de combustion convective, les modèles de *LS-DYNA* ne prennent ainsi pas en compte la différence de vitesse entre les particules et le gaz (ils ne considèrent donc qu'une seule vitesse commune aux deux phases). L'égalité de vitesse ne peut être supposée qu'à partir d'une pression suffisamment élevée (de l'ordre de plusieurs kilobars).

En outre, ces modèles ne permettent pas de considérer la granulométrie de l'explosif. Les chapitres précédents ont pourtant montré l'importance de la granulométrie dans le déroulement du processus de DDT, en particulier durant les premières étapes, depuis l'initiation thermique jusqu'à la formation du choc. Au contraire, *EFAE* permet de prendre en compte la granulométrie des explosifs.

Compte-tenu des phénomènes physiques à étudier dans le DOP, et du domaine d'utilisation de chacun des logiciels retenus pour la modélisation, une combinaison de ces logiciels est indispensable pour assurer l'efficacité du modèle final. La forme de cette combinaison reste à définir.

1.2 Couplage ou interfaçage entre deux codes

Un véritable couplage (appelé « couplage fort ») entre *EFAE* et *LS-DYNA* se traduirait par des échanges réciproques entre les deux logiciels, autrement dit par un bouclage des informations à chaque pas de temps.

A chaque pas de temps, les informations relatives à la combustion fournies par *EFAE* seraient transmises à *LS-DYNA*, qui calculerait alors les déformations de la chambre de combustion. Le maillage de l'explosif serait ainsi modifié. Avec ce nouveau maillage, *EFAE* pourrait ensuite recalculer l'évolution des grandeurs physiques de la combustion et le cycle se poursuivrait ainsi pour chaque pas de temps.

Le couplage serait probablement la meilleure solution en termes de précision. Toutefois, il s'agit d'une solution lourde et difficile à mettre en place, notamment parce qu'elle implique de recalculer le maillage dans *EFAE* à chaque pas temps pour assurer la concordance.

Une autre solution pour combiner les deux logiciels consiste à effectuer une séquence simple, qui est appelée un « interfaçage » dans ce projet. Dans ce cas, il n'y a pas de bouclage mais une transmission séquentielle d'information.

Dans un premier temps, le code *EFAE* traite l'initiation thermique et l'évolution de la déflagration, afin d'acquérir les grandeurs physiques essentielles dans chaque maille et à chaque pas de temps (énergie interne massique du mélange, masse volumique du mélange, avancement de la réaction, vitesses du mélange), en supposant une chambre de volume constant jusqu'à un instant de « basculement » où ces grandeurs sont ensuite transmises sous forme de conditions initiales au modèle *LS-DYNA* ayant un maillage identique. Une fois cette transmission effectuée, *LS-DYNA* utilise ses modules initiaux pour traiter la suite de la réaction, ainsi que les déformations et la suite des phénomènes.

Le principal enjeu est alors de déterminer le moment adéquat pour la transmission des données de telle sorte que les hypothèses des modèles de combustion de *LS-DYNA* soient le plus possible satisfaites, autrement dit que les pressions aient atteint un certain niveau (les modèles de combustion de *LS-DYNA* ne pouvant pas traiter le début de la DDT), et de telle sorte que les maillages (Eulérien dans *EFAE* et Lagrangien dans *LS-DYNA*) soient encore concordants, autrement dit que les déformations ne soient pas importantes. Des détails supplémentaires à ce sujet seront fournis dans la partie 5 de ce chapitre.

L'interfaçage s'avère donc être un compromis entre les conditions d'application du code *EFAE* et les domaines de validité des modèles de combustion de *LS-DYNA*. Cette méthode est moins rigoureuse que le couplage évoqué précédemment, mais c'est également la solution la moins coûteuse numériquement, et la plus simple à mettre en place.

Pour ces deux dernières raisons, il est fait ce choix d'un l'interfaçage entre le code *EFAE* et le logiciel *LS-DYNA*.

2. Présentation et structure du code EFAE

La modélisation des phénomènes de combustion au sein du 1^{er} étage du DOP est réalisée avec le code *EFAE* (*Enhanced Fuel-Air Explosions*), mis au point et développé par Boris Khasainov à l'institut PPRIME ([3.1], [3.2]). Ce code de calcul hydrodynamique utilise des modèles de combustion basés sur la théorie d'écoulement multiphasique ([3.4]) (voir **Chapitre 1 – 3.5.2**) pour modéliser les écoulements de systèmes homogènes et biphasiques réactifs en configuration monodimensionnelle, bidimensionnelle ou tridimensionnelle.

2.1 Schéma numérique

2.1.1 Discrétisation et formulation du problème

Plusieurs méthodes de discrétisation sont couramment utilisées pour résoudre les équations aux dérivées partielles. L'objectif de ces méthodes est de résoudre un système de relations (le schéma numérique) liant les valeurs des fonctions inconnues en certains points suffisamment proches les uns des autres. Elles doivent pour cela répondre aux quatre questions que sont l'existence d'une solution, l'unicité des solutions, la stabilité et la mesure d'erreurs.

Les trois principales méthodes sont les différences finies, les éléments finis et les volumes finis.

La méthode des différences finies est basée sur l'approximation des dérivées. C'est la méthode la plus simple en apparence, puisqu'elle est uniquement fondée sur deux étapes qui sont la discrétisation par différences finies des opérateurs de dérivation/différentiation, et la convergence du schéma numérique résultant lorsque la distance diminue entre les points. Le maillage associé peut être de pas constant ou variable, et les inconnues sont le plus souvent situées au centre des mailles.

La méthode des différences finies peut toutefois engendrer les erreurs suivantes lors de la discrétisation des équations :

- Erreurs locales liées à la précision de l'échantillonnage des variables (simple précision, double précision)
- Erreurs d'amplitude puisque la diffusion numérique lisse et amortit la variation d'une grandeur au cours du temps
- Erreurs de phase suite à une mauvaise évaluation de la vitesse de propagation d'une grandeur qui dévie de sa position théorique
- Erreur de Gibbs, autrement dit une incertitude spatiale de la représentation discrète d'une fonction continue, notamment lors de forts gradients

Les méthodes par éléments finis et par volumes finis sont basées quant à elles sur l'approximation d'intégrales. La méthode par éléments finis se fonde sur une formulation variationnelle de l'équation (dite formulation faible) tandis que celle par volumes finis se fonde sur la forme forte de l'équation à résoudre.

Le code *EFAE* est basé sur la méthode des différences finies.

Par ailleurs, il existe plusieurs approches pour la simulation numérique des phénomènes de dynamique rapide. La formulation cinématique d'un milieu donné détermine la relation entre la déformée du milieu matériel et celle du maillage dans le domaine calculé. Les formulations Lagrangienne et Eulérienne en sont les principales.

Une approche Lagrangienne (*Figure 3-1*) est particulièrement adaptée à la description des matériaux solides. Dans cette formulation, le maillage est solidaire du milieu matériel. Il n’y a donc pas de glissement entre la matière et le maillage, et les chargements ou conditions limites peuvent s’appliquer facilement aux matériaux en utilisant le maillage.

En revanche, cette approche est difficilement acceptable pour simuler des fluides. Lorsque le domaine est trop déformé, le maillage est très distordu et cela dégrade la précision et la robustesse du calcul. C’est le cas notamment du phénomène de Transition Déflagration-Détonation en raison des deux champs de vitesse et du fort gradient de vitesse matérielle au niveau du front de choc qui engendrerait une trop grande distorsion du maillage et donc des écarts dans les vitesses matérielles.

La représentation Eulérienne (*Figure 3-1*) est *a priori* bien plus adaptée à la description du comportement des gaz et fluides. Dans cette approche, les points constituant le maillage sont fixes et la matière (gaz et particules) est convectée à travers les différentes cellules. Chaque grandeur (pression, masse volumique, température, concentration des espèces et des particules) est définie au centre des cellules. Ces valeurs représentent la moyenne au sein de chaque cellule. Les vitesses sont quant à elles souvent définies sur les interfaces de chaque maille.

A la différence de la représentation Lagrangienne, cette formulation permet de prendre plus facilement en compte les différences de vitesses entre gaz et solide. Le maillage ne subit aucune déformation et ne détériore donc pas la qualité du calcul. Mais le traitement des frontières mouvantes du domaine et des interfaces devient complexe avec une approche Eulérienne puisqu’elles ne s’appuient pas sur le maillage.

Le code *EFAE* utilise une formulation Eulérienne.

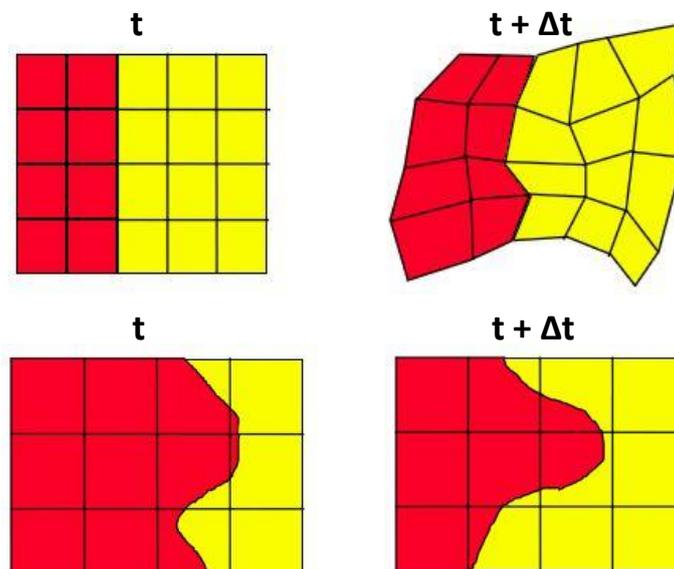


Figure 3-1 : Illustration des formulations Lagrangienne (en haut) et Eulérienne (en bas).

La formulation alternative dite *ALE* (*Arbitrary Lagrange Euler*) a été développée afin de combiner les avantages des deux formulations précédentes tout en minimisant leurs

inconvénients respectifs. Elle induit un maillage arbitrairement mouvant, ce qui peut servir à résoudre certains problèmes tels que les interactions fluide-structure. Dans cette approche, le milieu se déforme au travers du maillage, excepté sur ses frontières qui suivent le matériau. Les mouvements de la grille de calcul sont optimisés de manière à minimiser la déformation des éléments au cours du calcul.

Le domaine ALE peut être entièrement Lagrangien ou entièrement Eulérien, ces deux dernières représentations étant des cas particuliers d’ALE.

2.1.2 Stabilité et précision du schéma numérique

Il existe deux types de schémas numériques, le schéma implicite et le schéma explicite.

Le schéma implicite est basé sur la résolution d’un système matriciel. Cette méthode est réputée pour être très stable.

Le schéma explicite signifie que les grandeurs sont calculées uniquement en fonction des valeurs issues du pas de temps précédent. Contrairement à un schéma implicite, le schéma explicite permet de résoudre des phénomènes non-linéaires et dynamiques avec un coût modéré en calcul et une bonne précision, si la stabilité est assurée.

Le code *EFAE* repose sur un schéma explicite. Le pas de temps joue donc un rôle important dans le bon comportement du calcul lors de la propagation d’une discontinuité. Il doit en effet être suffisamment petit afin d’assurer la stabilité et la convergence. Celle-ci est ici assurée par l’utilisation du critère de Courant-Friedrichs-Lewy (désigné par nombre de Courant pour la suite) :

$$\Delta t < CFL \times \left\| \frac{\Delta x}{(u+C_s)} \right\|_{min} \quad \text{et} \quad CFL < 1 \quad [3-1]$$

Avec Δt le pas de temps, CFL le nombre de Courant, Δx la dimension de la cellule numérique, u la vitesse des particules et C_s la célérité du son.

Cette condition limite le pas de temps, et implique que les perturbations ne peuvent pas traverser une cellule numérique en un seul pas de temps.

Plus le nombre de Courant est proche de 1 et plus les calculs sont erronés. A l’inverse, si le nombre de Courant est faible, les résultats gagnent en précision mais le calcul devient également plus long et plus coûteux. Un enjeu consiste donc à déterminer le meilleur compromis en fonction des besoins. Un nombre de Courant faible (de l’ordre de 0,01 à 0,05) est nécessaire pour pouvoir étudier le processus de DDT dans un milieu avec de petites particules ($\leq 10 \mu\text{m}$ de diamètre).

Un schéma numérique de qualité doit satisfaire quatre critères ([3.5]). Le schéma doit être :

- Conservatif
- Causal (prise en compte des contraintes physiques limitant la transmission des informations)
- Positif ou monotone (absence de création d'extrema par la convection seule)
- Stable

Pour trouver le meilleur compromis entre ces quatre critères, il convient généralement d'utiliser des techniques non-linéaires, par exemple de type algorithme FCT ([3.5]).

2.1.3 Intégration par la méthode FCT

Pour limiter la diffusion numérique, le code *EFAE* utilise le schéma de résolution numérique du « Flux-Corrected Transport » (FCT) développé par Boris et *al.* ([3.5]), qui résout les équations d'Euler en utilisant un terme non linéaire dit d'anti-diffusion. Des algorithmes basés sur la technique Eulérienne LCPFCT ([3.5]) y sont utilisés pour résoudre les équations de bilan couplées avec les équations d'état.

Le principe consiste à ajuster les flux à chaque interface, d'après les contraintes physiques, en utilisant la méthode dite « prédicteur-correcteur » avec des temps fractionnés (pré-estimation des grandeurs sur le premier demi-pas de temps). Le schéma FCT précis à l'ordre 4 en espace et à l'ordre 2 en temps est basé sur un algorithme prédicteur-correcteur et une phase d' « anti-diffusion » (*Figure 3-2*).

La phase « prédiction » se déroule en deux étapes :

- Un algorithme d'ordre faible qui calcule les flux entre les mailles avec une précision faible mais en accord avec les lois physiques
- Un algorithme d'ordre élevé qui est ensuite utilisé pour avoir des valeurs précises des flux (mais qui peuvent prendre des valeurs limites non physiques)

La phase de correction supprime ensuite les nouvelles valeurs limites, et la phase d' « anti-diffusion » corrige enfin la diffusion numérique inhérente à la méthode par application d'un filtre.

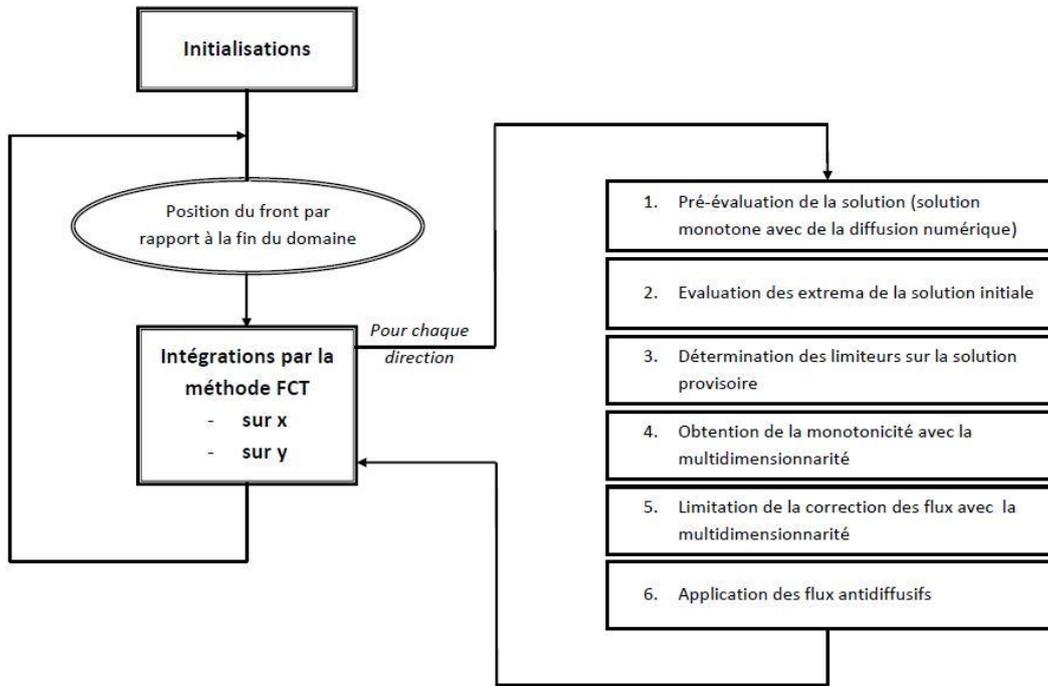


Figure 3-2 : Résolution du système différentiel d'équations par le code EFAE en utilisant la méthode FCT.

2.2 Maillage numérique

2.2.1 Représentation du maillage

Quelle que soit la géométrie du problème (plan, cylindrique, sphérique) et le nombre de dimension (1D, 2D, 3D), le code *EFAE* utilise un maillage rectiligne dans l'espace cartésien lié au repère du laboratoire. Cela permet de garder une résolution constante dans la section droite entre chaque adaptation.

2.2.2 Maillage adaptatif

Avec un maillage uniforme, une grande distance de propagation de l'onde couplée à une résolution fine dans la zone de réaction sont incompatibles, puisque le nombre de points de calcul est beaucoup trop élevé pour espérer une simulation dans un temps raisonnable avec les moyens informatiques actuels.

Bien que le dispositif étudié dans ce projet soit de taille réduite, la simulation de la Transition Déflagration-Détonation impose d'effectuer des calculs sur des distances suffisamment longues par rapport à la zone de réaction, tout en conservant une précision satisfaisante dans la phase initiale où la charge est amorcée, et au niveau du front de combustion.

Pour cela, une technique de maillage adaptatif peut être utilisée afin d'associer grande distance de propagation et bonne résolution numérique dans la zone de réaction

chimique, dans laquelle les longueurs caractéristiques sont faibles. Cela permet d'économiser du temps de calcul sans influencer les résultats. Les mailles peuvent par exemple être beaucoup plus grandes loin en aval du front où il y a un état de quasi-équilibre.

Pour cela, le code *EFAE*, en plus du nombre total de mailles le long de l'axe de propagation \mathbb{N}_x , prend en compte un paramètre constant \mathbb{N}_{fine} , le long de l'axe du tube, qui correspond au nombre de mailles attribué à la zone bien résolue. Celle-ci peut être plus longue que la zone de réaction. La résolution y est plus fine, constante et, si besoin, isotrope ($\Delta x = \Delta y = \Delta z$). Le nombre de mailles restantes $\mathbb{N}_{adaptation} = \mathbb{N}_x - \mathbb{N}_{fine}$ est utilisé pour mailler l'écoulement entre l'origine et la zone de maillage fin. La taille des mailles augmente géométriquement en s'éloignant de la zone de meilleure résolution. Elle est définie par :

$$|q - 1| \ll 1 \text{ avec } q = \frac{\Delta x(i)}{\Delta x(i+1)} \quad [3-2]$$

Le rapport q augmente au cours du calcul mais il ne dépasse pas des valeurs de 1,1-1,2.

Lors d'une adaptation, la zone de calcul est allongée et le maillage est redéfini. Le maillage adaptatif ne modifie pas la célérité de propagation de la détonation, ni l'allure des profils physiques.

Cependant, si la distance de propagation est trop grande, un lissage des courbes peut survenir dans les zones où la taille des mailles est la plus élevée, ou même conduire à de très légers écarts par rapport à la solution sans adaptation. C'est un phénomène fréquent et normal lors de l'utilisation d'un maillage adaptatif.

Enfin, le maillage adaptatif ne permet pas de poursuivre les calculs à des distances trop grandes par rapport à la zone de calcul initiale. Autrement dit, le calcul est stoppé dès que q excède les valeurs 1,1-1,2, ce qui est généralement suffisant dans de nombreuses applications pratiques traitant de l'initiation et de la propagation de la détonation.

2.2.3 Initialisation du problème

Le code *EFAE* nécessite un fichier d'entrée au format ASCII qui permet de définir tous les paramètres physiques et numériques nécessaires à la résolution du problème. Ces paramètres peuvent être groupés par catégorie :

- Géométrie du problème : dimension du domaine, type de coordonnées, etc.
- Paramètres de résolution : résolution du maillage, nombre CFL, paramètres d'adaptation
- Ecriture des sorties : fichiers de sauvegarde (fichiers « dump »), grandeurs de sortie, fréquences d'échantillonnage, positions de jauges de mesure, etc.

- Amorçage : sources ponctuelles, initiation laser
- Propriétés des gaz (pression, température, cinétique chimique, etc.)
- Propriétés des particules (granulométrie, densité de chargement, équation d'état, cinétique chimique, etc.)

2.2.4 Performances et temps de calcul

Le code *EFAE* peut être utilisé dans une version parallèle à partir de la librairie OPEN MP qui permet de répartir le travail en plusieurs processus et donc de diminuer le temps de calcul, et qui peut être exécuté en parallèle sur des processeurs pointant vers un espace de mémoire commun.

Le temps de calcul est considérablement réduit lorsque la simulation utilise plusieurs processeurs au lieu d'un seul. La partie séquentielle du code (par exemple, l'écriture des résultats) augmente quant à elle la durée du calcul.

De plus, le code *EFAE* permet d'écrire des fichiers de sauvegarde qui peuvent être utilisés pour effectuer d'autres simulations, en changeant éventuellement la taille du domaine de calcul. Ainsi, il n'est pas toujours nécessaire d'effectuer les simulations 2D ou 3D directement dans le domaine de calcul final. Il est préférable en termes de temps de calcul d'initier d'abord la combustion dans un domaine plus réduit (1D ou 2D de dimensions faibles) jusqu'à obtention de phénomènes physiquement corrects, avant d'étendre l'étude à un domaine plus élargi (2D de dimensions adéquates ou 3D).

3. Etude de la DDT par le code *EFAE*

3.1 Modifications du code

Initialement conçu pour modéliser les détonations hétérogènes (suspensions de gouttelettes, explosifs poreux), le code *EFAE* a été étendu et adapté pour prendre en compte le phénomène de DDT appliqué à des explosifs granulaires, y compris dans le cas d'une initiation par un laser.

3.1.1 Initiation par un laser

Le premier aspect essentiel de l'initiation thermique par un laser est la forme temporelle de l'irradiation laser (voir **Chapitre 1 – 2.2**).

Avec une diode laser pour source, les expériences menées à l'ISL montrent que la montée en flux de la diode est de l'ordre de 50 ns pour une durée de fonctionnement du DOP de l'ordre de la microseconde, et que le flux sortant du laser est ensuite très stable. La source laser et la fibre optique qui transmet l'énergie sont supposées idéales, et il peut être

considéré que la densité de flux du rayon laser incident est maximale dès que la source laser est activée. Le signal est transmis à travers la fibre depuis la source jusqu'à la charge pyrotechnique sans aucune altération, et il délivre un flux constant sur cette charge pendant une durée τ .

Le deuxième aspect est la distribution spatiale de l'énergie laser sur la tache irradiée. Cette distribution est supposée homogène sur la section de la fibre. Pour prendre en compte la diffusion sur les bords de la tache, il est choisi d'ajouter à l'extérieur de cette section une répartition gaussienne centrée sur chaque bord.

Enfin, le troisième aspect est l'absorption du rayonnement laser dans la profondeur de la charge explosive. Il est supposé, comme dans l'équation [1-2], que l'intensité absorbée décroît exponentiellement avec la profondeur x sous la surface irradiée, et ce d'autant plus vite que la masse volumique ρ de l'explosif solide est élevée.

Partant de ces différentes hypothèses, l'équation [3-3] peut être adoptée pour caractériser la puissance lumineuse au sein du matériau en fonction de la position par rapport à la fibre (*Figure 3-3*) :

$$I(x, r, t) = I_0 \times \begin{cases} \exp(-k'\rho x), & |r| < r_\lambda, t < \tau \\ \exp(-k'\rho x) \exp(-(r - r_\lambda)^2/L_g^2), & r \geq r_\lambda, t < \tau \\ \exp(-k'\rho x) \exp(-(r + r_\lambda)^2/L_g^2), & r \leq -r_\lambda, t < \tau \\ 0, & t \geq \tau \end{cases} \quad [3-3]$$

Où x est la profondeur dans le matériau à partir de la sortie de la fibre, r est la distance radiale à partir de l'axe de symétrie de la fibre, r_λ est le rayon de la fibre, τ est la durée d'application du laser, t est le temps, ρ est la masse volumique de l'explosif, k' est le coefficient d'absorption du matériau explosif rapporté à la masse volumique de l'explosif solide, L_g est la variance de Gauss. $I_0(t) = I(x = 0, r = 0, t)$ est la puissance délivrée par le laser.

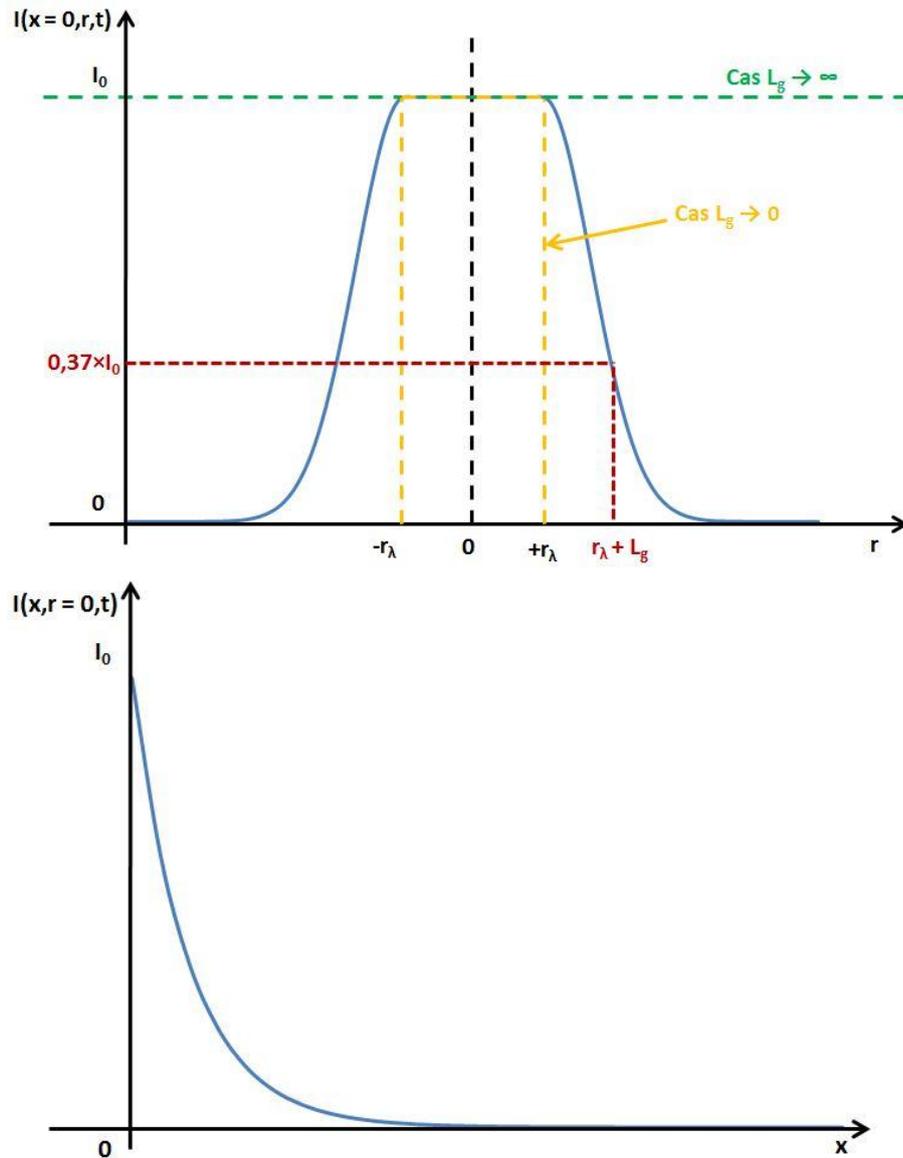


Figure 3-3 : Profils de puissance radial (en haut) et longitudinal (en bas) pour le laser.

Le facteur L_g traduit un phénomène de diffusion qui s'étend au-delà du rayon de la fibre optique. En pratique, cette diffusion est négligée, ce qui revient à supposer que $L_g = 0$. Dans le cas contraire, il est alors nécessaire de réduire la valeur constructeur de la puissance laser I_0 à une valeur de puissance équivalente I_0' , afin d'assurer la conservation de l'énergie fournie par le laser en sortie de fibre par rapport au cas sans débordement (Figure 3-4).

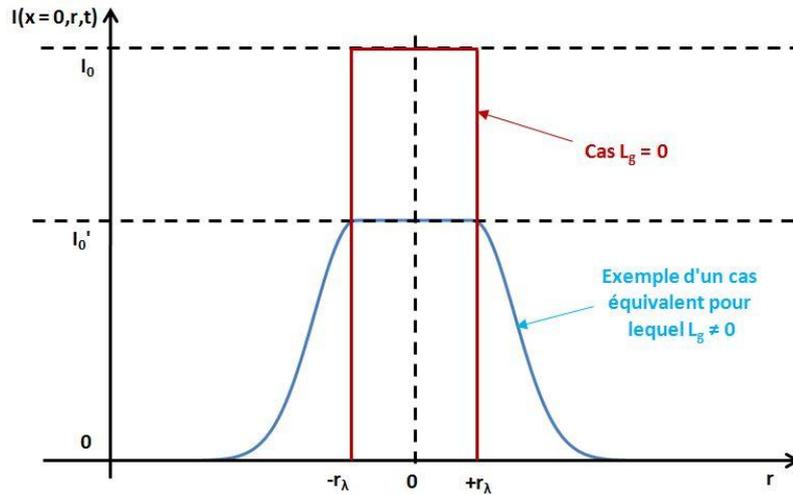


Figure 3-4 : Puissance laser I_0 dans le cas $L_g = 0$ et puissance équivalente I_0' dans un cas où $L_g \neq 0$.

Comme le problème est symétrique par rapport à l'axe central, le calcul EFAE est effectué en 2d-axisymétrique, de telle sorte que seule la distance radiale positive est considérée.

Le jeu de données standard utilisé dans ces travaux est donné par le *Tableau 3-1*.

Variable	Valeur	Unité
I_0	7,55	W
ρ	1600	kg/m ³
k'	14	m ² /kg
r_λ	52,5	μm
L_g	0	μm
τ	100	ms

Tableau 3-1 : Jeu de données standard pour la fonction laser.

Par rapport à l'équation [1-2], il faut noter que $k = \rho k'$. Le facteur k , dont quelques valeurs tirées de la littérature sont données au *Tableau 1-2*, contient le terme de masse volumique. En se référant aux données ci-dessous, le produit de k' par ρ donne 22400 m⁻¹, soit 224 cm⁻¹, ce qui est du même ordre de grandeur que les valeurs de k du *Tableau 1-2*. Considérant la valeur de k' donnée dans le *Tableau 3-1* et appliquée à l'équation [3-3], la distance x au bout duquel la puissance $I(x, r = 0, t)$ devient inférieure à 1% de la puissance laser I_0 est donnée par :

$$\frac{I(x, r = 0, t)}{I_0} \leq 0,01 \Rightarrow x \geq -\frac{\ln(0,01)}{\rho \times k'} \Rightarrow x \geq 0,21 \text{ mm}$$

Pour une charge de 4 mm, cela signifie que l'irradiation laser est superficielle et a lieu principalement au niveau de la zone de l'explosif en contact avec fibre.

3.1.2 Influence du laser sur les échanges thermiques

Les conditions d'initiation thermique de la charge sont l'un des paramètres à considérer pour étudier les spécifications du premier étage du DOP. La source laser transmet de la puissance lumineuse à l'explosif condensé *via* une fibre optique, ce qui provoque le chauffage des particules solides jusqu'à leur température d'inflammation. Les interactions du laser avec les grains d'explosif affectent le temps d'induction de la charge.

Une première observation est que le laser sert au chauffage de l'explosif, mais participe peu à l'énergie totale libérée par le système au cours de son fonctionnement.

Dans le projet, la diode laser émet une puissance de 7,55 W durant une période totale de 100 ms, ce qui représente un apport d'énergie maximum de 0,755 Joules sans tenir compte des pertes éventuelles (considérées ici comme nulles).

En comparaison, la combustion d'un milligramme d'Octogène dégage quelques Joules (plus de 5 Joules d'après Meyer et *al.* ([3.6])). La chambre de combustion contient plusieurs dizaines de milligrammes. L'apport d'énergie du laser est donc négligeable en comparaison de celle fournie par la réaction de la totalité de l'explosif. La fonction laser agit principalement sur le délai d'induction.

Pour la simulation numérique, il est considéré que le laser interagit uniquement avec les particules solides. L'énergie apportée par le laser est transmise directement à la surface des particules, selon la distribution définie par l'équation [3-3]. L'énergie surfacique des particules alimente ensuite des échanges thermiques avec le gaz environnant et l'intérieur de la particule (voir *Figure 3-5*). Comme les particules sont petites, la distribution de la température intérieure de particule est supposée uniforme.

Ce choix de modélisation est justifié par l'ajout de noir de carbone dans la charge pyrotechnique, qui permet de faciliter l'allumage laser par sa grande capacité d'absorption lumineuse puis par diffusion thermique. La chambre de combustion du 1^{er} étage du DOP est en effet remplie d'une composition de 99% d'Octogène HMX et de 1% de noir de carbone N991 en masse. L'influence du noir de carbone peut être considérée comme négligeable dans la combustion du mélange (comme cela a été évoqué dans le **Chapitre 2 – 2.5.4**). Elle est en revanche primordiale pour le délai d'amorçage de la charge.

Pour la modélisation *EFAE*, il est supposé que le noir de carbone forme une monocouche d'épaisseur constante δ entourant complètement chaque particule sphérique d'explosif de diamètre d_p (ou de rayon r_p), permettant d'absorber tout le rayonnement du laser (*Figure 3-5*). Pour cette partie, l'exposant « HMX » désigne le HMX pur et l'exposant « N991 » désigne le noir de carbone N991 pur.

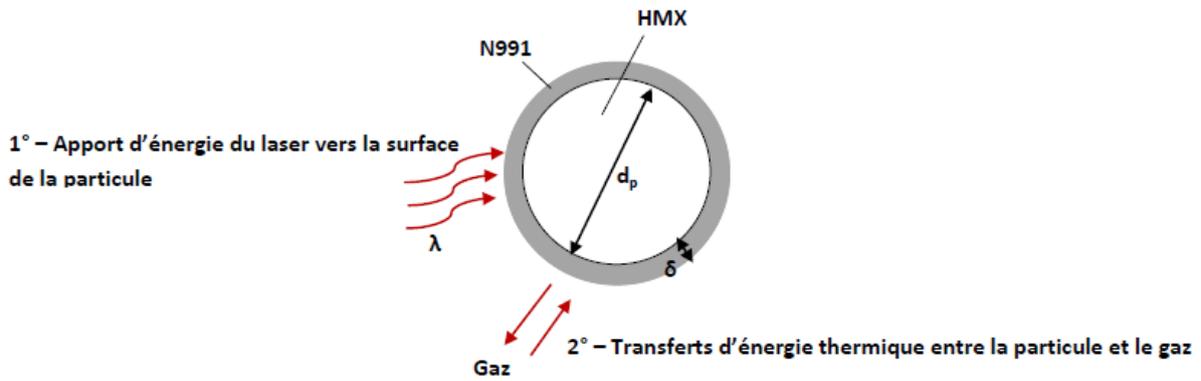


Figure 3-5 : Apport d'énergie du laser sur les particules dans le programme EFAE.

Compte-tenu de la relation entre la masse totale m_t et les masses de chaque composant m^{HMX} et m^{N991} , il est possible d'établir la relation suivante :

$$m^{N991} = 0,01 \times \frac{m^{HMX}}{0,99} = \frac{1}{99} m^{HMX}$$

Le volume de N991 au sein d'une particule peut être défini de deux manières différentes :

$$V^{N991} = \frac{4}{3} \pi (r_p + \delta)^3 - \frac{4}{3} \pi r_p^3 = \frac{4}{3} \pi [(r_p + \delta)^3 - r_p^3] \quad [3-4]$$

Et

$$V^{N991} = \frac{m^{N991}}{\rho^{N991}} = \frac{1}{99} \frac{1}{\rho^{N991}} m^{HMX} = \frac{1}{99} \frac{1}{\rho^{N991}} \frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho^{HMX} = \frac{1}{99} \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{\rho^{HMX}}{\rho^{N991}} \quad [3-5]$$

Par égalité des équations [3-4] et [3-5], il vient :

$$\frac{4}{3} \pi [(r_p + \delta)^3 - r_p^3] = \frac{1}{99} \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{\rho^{HMX}}{\rho^{N991}}$$

$$\delta = \sqrt[3]{r_p^3 + \frac{1}{99} r_p^3 \frac{\rho^{HMX}}{\rho^{N991}} - r_p^3}$$

$$\delta = r_p \left(\sqrt[3]{1 + \frac{1}{99} \frac{\rho^{HMX}}{\rho^{N991}}} - 1 \right) \quad [3-6]$$

Le terme $\left(\sqrt[3]{1 + \frac{1}{99} \frac{\rho^{HMX}}{\rho^{N991}}} - 1 \right)$ est une valeur constante et adimensionnée ($\approx 3,391 \times 10^{-3}$). Cela signifie que la couche de noir de carbone est proportionnelle au rayon de la particule, ce qui est cohérent puisque la masse de N991 est elle-même proportionnelle à la masse totale de la particule, donc à la masse de HMX de la particule. Les

termes ρ^{HMX} et ρ^{N991} correspondent respectivement aux densités maximales théoriques de l'Octogène et du noir de carbone, dont les valeurs sont celles données dans les chapitres précédents, à savoir 1900 kg/m^3 pour l'Octogène et 1880 kg/m^3 pour le noir de carbone. Pour chaque lot étudié (voir **Chapitre 2**), il vient ainsi les résultats suivants :

$$\delta^{HMX\ 100-200} \approx 0,277 \mu\text{m} \ll r_{p0} = 81,75 \mu\text{m}$$

$$\delta^{HMX\ E} \approx 0,041 \mu\text{m} \ll r_{p0} = 12 \mu\text{m}$$

$$\delta^{HMX\ M3C} \approx 0,008 \mu\text{m} \ll r_{p0} = 2,3 \mu\text{m}$$

La conclusion est que l'épaisseur de la monocouche de N991 est négligeable par rapport à la taille initiale des grains.

En plus de l'interaction du laser sur l'explosif et de l'ajout d'additif pour faciliter l'allumage, il se pose également la question de l'influence de la compression des échantillons sur la répartition du noir de carbone qui influe directement sur l'allumage laser.

3.1.3 Influence du chargement sur l'allumage laser

Dans le **Chapitre 2 – 2.5.4**, il a été mentionné l'influence de la compression des explosifs dans la chambre de combustion, notamment la fracturation des particules et la réduction de leur diamètre initial après chargement. Cela affecte fortement le déroulement de la combustion dans le premier étage. La compression a également un impact sur la répartition du noir de carbone, et donc sur l'allumage laser de la charge.

L'influence de la compression sur le noir de carbone étant sujet à discussion, il n'existe pas de fonctionnalité directe dans *EFAE*, mais une correction, telle que celle proposée ci-dessous, peut être réalisée sur les paramètres d'entrée du laser pour prendre en compte cette modification.

Dans cette partie, l'indice « 0 » désigne l'état avant compression et l'indice « 1 » désigne l'état après compression de la charge.

Partant du modèle illustré à la *Figure 3-5*, la particule « mère » de diamètre d_{p0} se fracture sous l'effet de la compression, ce qui donne naissance à plusieurs particules dites « filles » de diamètre réduit d_{p1} (*Figure 3-6*). La couche de noir de carbone N991 subit également cette fracturation. La conséquence est que sa répartition autour d'une particule se trouve modifiée, si bien que les particules filles ne sont plus entièrement entourées d'une monocouche de noir de carbone comme l'était la particule mère. Cela influe nécessairement sur l'allumage du milieu.

Une solution consiste à considérer que la particule mère initiale se fragmente en deux populations de particules filles. Tandis qu'une certaine proportion n_c de particules filles

est entièrement recouverte de N991, l'autre partie n_e est uniquement constituée d'explosif pur. L'épaisseur de la couche de N991 qui recouvre le grain initial est supposée inchangée par la compression. Elle conserve donc la valeur constante δ avant et après la fragmentation.

Cette hypothèse est toujours en accord avec l'idée que la couche de N991 est négligeable par rapport à la taille des grains, y compris après la compression, puisque les résultats du *Tableau 2-12* montrent que :

$$\delta^{HMX\ 100-200} \approx 0,277\ \mu m \ll r_{p1} = 3,39\ \mu m$$

$$\delta^{HMX\ E} \approx 0,041\ \mu m \ll r_{p1} = 2,04\ \mu m$$

$$\delta^{HMX\ M3C} \approx 0,008\ \mu m \ll r_{p1} = 0,65\ \mu m$$

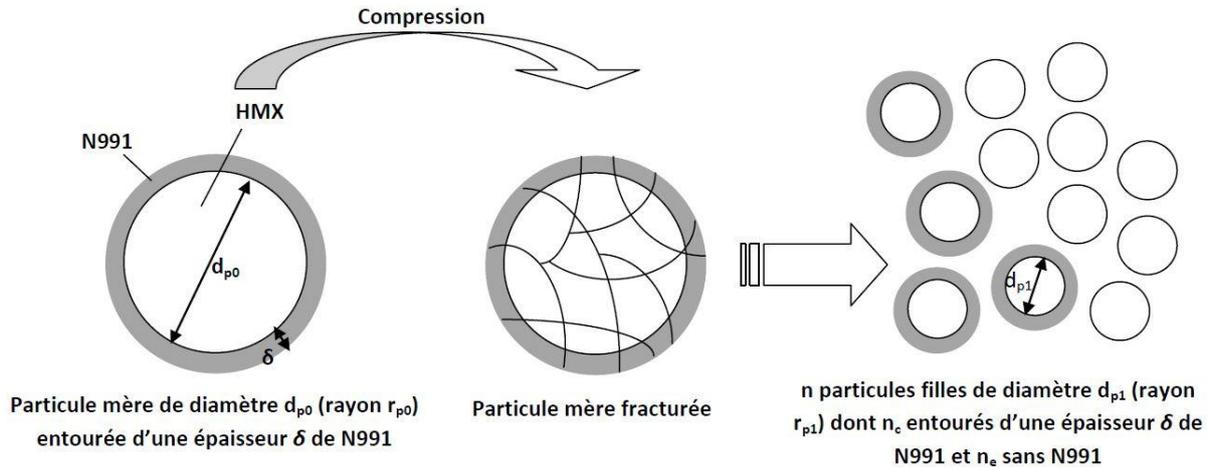


Figure 3-6 : Répartition du noir de carbone après compression des échantillons.

A partir d'une particule, la compression crée donc n particules, ce qui est donné par :

$$n = \frac{\frac{4}{3}\pi r_{p0}^3}{\frac{4}{3}\pi r_{p1}^3} = \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^3 = n_c + n_e \quad [3-7]$$

Puisque l'épaisseur δ et le volume de N991 sont inchangés avec la compression, la surface S^{N991} de la monocouche de N991 est également constante. Etant donné que $\delta \ll r_{p0}$ (voir section 3.1.2), l'égalité $S^{N991} = S_0^{HMX}$ peut donc être admise, où S_0^{HMX} désigne la surface de la particule mère. Il est également vérifié que $\delta \ll r_{p1}$.

$$S^{N991} = n_c \times 4\pi(r_{p1} + \delta)^2 \approx n_c \times 4\pi r_{p1}^2$$

$$n_c = \frac{S^{N991}}{4\pi r_{p1}^2} = \frac{S_0^{HMX}}{4\pi r_{p1}^2} = \frac{4\pi r_{p0}^2}{4\pi r_{p1}^2} = \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^2 \quad [3-8]$$

$$n_e = n - n_c = \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^3 - \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^2 = \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^2 \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}} - 1\right) \quad [3-9]$$

Les deux populations de particules filles sont ainsi connues et s'expriment uniquement à partir de la taille des grains. Les proportions de chaque population fille sont données à partir des équations [3-7], [3-8] et [3-9] :

$$\frac{n_e}{n} = \frac{\left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^2 \left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}} - 1\right)}{\left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^3} = \frac{r_{p0} - r_{p1}}{r_{p0}} = 1 - \frac{r_{p1}}{r_{p0}} \quad [3-10]$$

$$\frac{n_c}{n} = \frac{\left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^2}{\left(\frac{r_{p0}}{r_{p1}}\right)^3} = \frac{r_{p1}}{r_{p0}} \quad [3-11]$$

Dans le modèle, le laser n'impacte que les grains entourés d'une couche de N991. Pour tenir compte de la nouvelle répartition de N991 au sein de la population fille, le flux du laser s'appliquant sur les particules peut par exemple être pondéré par l'équation [3-11], de telle sorte que le flux considéré dans la modélisation soit de valeur $\frac{n_c}{n} \times 7,55 \text{ W}$ au lieu de 7,55 W.

Les résultats pour chaque lot sont rapportés dans le *Tableau 3-2*. Les valeurs des diamètres de particule d'explosif mère (d_{p0}) et filles (d_{p1}) y sont également rappelées.

Lot	d_{p0} (µm)	d_{p1} (µm)	n_c/n	Facteur de réduction	I_0 équivalent (W)
100-200	163,5	6,78	0,0415	24,12	0,313
E	24	4,08	0,17	5,88	1,284
M3C	4,6	1,30	0,2826	3,54	2,134

Tableau 3-2 : Valeurs des puissances laser I_0 équivalentes tenant compte de la nouvelle répartition de noir de carbone (I_0 initial de 7,55 W).

Une autre conception possible, différente du principe des deux populations de particules filles, consiste à admettre que toutes les particules filles sont recouvertes partiellement et de manière identique par le noir de carbone.

Dès lors, les facteurs $\frac{n_e}{n}$ et $\frac{n_c}{n}$ désigneraient respectivement la proportion de surface recouverte par le N991 et celle sans N991 sur une même particule fille, au lieu de désigner la population de particules filles entièrement entourée de N991 et celle sans noir de carbone, comme proposé ci-dessus. Les proportions resteraient toutefois identiques à celles calculées ici, et les puissances équivalentes calculées seraient toujours les mêmes.

Ces résultats montrent que l'influence de la compression sur la répartition du noir de carbone n'est pas négligeable pour l'allumage laser. Elle se traduit par une diminution de la transmission de puissance à l'explosif qui est d'autant plus importante que le facteur de

réduction est grand, et peut ainsi atteindre près de 95% de transmission en moins dans le cas du lot 100-200.

3.1.4 Introduction de la loi JWL

L'ajout de la fonction laser permet de modéliser les conditions d'allumage de la charge pyrotechnique. Afin de modéliser la combustion, une équation d'état de type JWL est intégrée dans le code *EFAE*.

Cette loi est décrite dans le **Chapitre 1 – 3.6.4**. Elle a l'avantage de s'appliquer à la fois pour des gaz et pour l'explosif solide, sur un intervalle de pression allant de la pression atmosphérique à des pressions de détonation. La même équation d'état est utilisée dans *LS-DYNA* avec le modèle de combustion de Lee-Tarver. Pour assurer la continuité entre *EFAE* et *LS-DYNA*, il est donc avantageux d'introduire la loi JWL dans *EFAE*.

Le principal défaut de cette loi est qu'elle nécessite la détermination empirique d'un jeu de cinq coefficients, qui est propre à la nature, à l'état et à la masse volumique initiale de l'explosif utilisé. La modification de la charge pyrotechnique donne impérativement lieu à de nouveaux coefficients.

Dans le DOP, la charge est constituée d'Octogène graphité de densité initiale 1600 kg/m³. L'influence du noir de carbone dans la combustion est négligée pour les raisons déjà évoquées précédemment.

La détermination des coefficients pour les produits gazeux est décrite dans l'**Annexe 4**. Elle est réalisée pour la forme générale de l'équation JWL (équation [1-51]) à l'aide du code de calcul thermodynamique *TDS Thermodynamics* ([3.7]).

La détermination des coefficients pour l'explosif solide est plus complexe à réaliser *in situ*, et requiert de très nombreuses données expérimentales. Les coefficients considérés ici sont issus de la littérature et se rapportent à un explosif de type LX-04 de masse volumique initiale $\rho_0 = 1,865 \text{ g/cm}^3$ (composition : 85% HMX, 15% Viton ; voir *Tableau 1-12*) ([3.8], [3.9]). Le choix est fait de se référer à des données relatives au LX-04 pour les coefficients de l'explosif non réagi, en raison de l'absence de données pour le HMX et considérant la proportion élevée d'Octogène présente dans le LX-04 (85 %).

Le jeu de coefficients complet est donné dans le *Tableau 3-3*.

	Produits de réaction	Explosif non réagi ⁶
A [Mbar]	11,775	7320
B [Mbar]	0,17586	-0,052654
R ₁	5,45	14,1
R ₂	1,31	1,41
Γ	0,23	0,8867
e _{v0} [(Mbar-cm ³)/cm ³]	0,067615	0,007411

Tableau 3-3 : Jeu de données pour l'équation d'état JWL considéré pour un explosif HMX de masse volumique initiale $\rho_0 = 1,6 \text{ g/cm}^3$.

Pour la phase initiale de DDT durant laquelle les pressions sont peu élevées, l'influence de l'explosif non réagi peut être supposée faible en comparaison de celle des produits de réaction sur le profil de pression durant la combustion. L'approximation faite sur les coefficients de l'explosif non réagi ne perturbe donc pas la mise en place de la DDT dans les modèles. Ce jeu de coefficients pour l'explosif non réagi est toutefois nécessaire dans certains modèles de combustion, tels que celui de Lee-Tarver qui est utilisé dans *LS-DYNA*.

3.1.5 Génération de fichiers de résultats

L'un des enjeux de la modélisation numérique est de pouvoir transférer les données du code *EFAE* vers le logiciel *LS-DYNA*. Pour cela, une interface créée en *JAVA* permet de traiter et d'adapter les valeurs calculées sous *EFAE* au format adéquat pour *LS-DYNA*.

Comme expliqué dans la section 1.2, l'interfaçage repose sur un compromis entre le domaine de validité des hypothèses du code *EFAE* et celui des modèles de combustion de *LS-DYNA*. Le critère choisi pour exprimer ce compromis se base sur la pression calculée en bout de chambre de combustion, au sein des cellules numériques qui sont en contact avec l'opercule fermant la chambre.

Le choix de la pression comme paramètre critique s'explique par le fait qu'elle sert de repère à la fois pour la déformation du confinement et pour la combustion convective. Dans la combustion convective en effet, il existe un important différentiel de vitesse et de température entre les gaz et les particules, qui tend à s'équilibrer avec le temps si la chambre est courte et fermée comme dans le cas de l'étude. Cet équilibre est corrélé avec un certain niveau de pression. Parallèlement à cela, la pression en chambre sollicite mécaniquement les parois du confinement et peut provoquer une déformation ou une rupture au-delà d'un certain seuil. La pression occupe donc un rôle central commun aux deux aspects de l'interfaçage.

Davantage de détails sont apportés sur ce sujet dans la partie 5 de ce chapitre.

⁶ Données issues de la référence [3.9]

Ainsi, lorsque la condition critique est dépassée, le code *EFAE* génère un fichier de données au format ASCII comportant les principales caractéristiques physiques pour chaque cellule du maillage à l'instant où le calcul a été arrêté (*Figure 3-7*). Les grandeurs physiques sont celles nécessaires pour l'interfaçage, à savoir la masse volumique du mélange (gaz et solide), la vitesse du mélange, la fraction brûlée et l'énergie interne massique du mélange. *LS-DYNA* détermine la valeur de la pression à partir de la masse volumique, de l'énergie interne massique du mélange et de la fraction brûlée en utilisant la même équation d'état que le code *EFAE*. Cette donnée n'est donc pas requise.

```

time (us) = 2.839896E+00; step= 11556
NX= 40:
0.00000000E+00 1.00000000E-04 2.00000000E-04 3.00000000E-04
1.00000000E-03 1.10000000E-03 1.20000000E-03 1.30000000E-03
2.00000000E-03 2.10000000E-03 2.20000000E-03 2.30000000E-03
3.00000000E-03 3.10000000E-03 3.20000000E-03 3.30000000E-03
4.00000000E-03
NY= 20:
0.00000000E+00 1.00000000E-04 2.00000000E-04 3.00000000E-04
1.00000000E-03 1.10000000E-03 1.20000000E-03 1.30000000E-03
2.00000000E-03
Mixt. Rho centr. follow below:
1.31065503E+03 1.31088831E+03 1.32035535E+03 1.32803772E+03
1.39246313E+03 1.40432239E+03 1.41685974E+03 1.43004309E+03
1.53345898E+03 1.54855847E+03 1.56339453E+03 1.57777832E+03
1.64215698E+03 1.64215137E+03 1.64141919E+03 1.63293909E+03
    
```

Figure 3-7 : Aperçu d'un fichier résultat.

Ce fichier est à la base de l'interfaçage décrit à la partie 5, et permet d'initier le modèle *LS-DYNA* associé.

3.2 Etalonnage du code

Afin de valider le code *EFAE*, il est nécessaire d'ajuster à la fois les paramètres d'entrée numériques (maillage, résolution, nombre de Courant,...) et les propriétés de l'explosif. L'objectif est d'optimiser le temps de calcul, mais également de retrouver des valeurs expérimentales ou des valeurs de la littérature.

3.2.1 Tests de convergence de grille

Les tests de convergence de grille permettent d'optimiser le nombre de mailles et le nombre de Courant. L'objectif est de trouver le meilleur compromis qui permet à la fois un calcul précis et stable (maillage dense, nombre de Courant faible), et un temps de calcul court (maillage grossier, nombre de Courant élevé).

Ces tests se déroulent en deux temps, et doivent être répétés pour chaque lot d'explosif et chaque configuration différente de chambre de combustion. Cette étude est réalisée pour la chambre de combustion du DOP, de longueur 4 mm et de diamètre 4mm.

Dans un premier temps, la taille de maille est fixée et le nombre de Courant est modifié jusqu'à la convergence du calcul. Plusieurs critères de convergence existent. Il y a par exemple convergence dès que les temps de passage à la détonation t_{ddt} de deux résolutions différentes sont quasi-confondus, ce qui se traduit par la formule suivante :

$$\left| \frac{(t_{ddt})_i}{(t_{ddt})_{i-1}} - 1 \right| \ll 1 \quad [3-12]$$

Avec i la i -ème itération. Dans un second temps, considérant le nombre de Courant déterminé lors de la première étape, la résolution du maillage est modifiée jusqu'à ce que la convergence soit à nouveau atteinte. Le maillage le moins résolu pour lequel la convergence a lieu peut être conservé pour l'étude. Il s'agit du meilleur compromis entre la précision et la durée de calcul.

Pour ces simulations, les calculs sont d'abord effectués en coordonnées planes dans le cas monodimensionnel. Les résultats obtenus servent à initialiser les calculs en coordonnées cylindriques dans le cas bidimensionnel avec une configuration équivalente. Une résolution deux fois plus importante de la grille augmente le temps de calcul par 8 dans le cas bidimensionnel, puisqu'il y a quatre fois plus de points et que le pas de temps devient deux fois plus petit.

La *Figure 3-8* présente les résultats obtenus pour un diamètre de particule de 6,78 μm et pour un nombre de Courant de 0,01. Pour ce cas, les temps de passage à la détonation sont monotones, puisque $t_{ddt}(N_x = 4800) < t_{ddt}(N_x = 3200) < t_{ddt}(N_x = 2400) < t_{ddt}(N_x = 1600) < t_{ddt}(N_x = 800)$. Cela n'est pas toujours le cas. Pour un diamètre de particule de 163,5 μm par exemple, les temps obtenus sont tels que $t_{ddt}(N_x = 4800) < t_{ddt}(N_x = 2400) < t_{ddt}(N_x = 3200) < t_{ddt}(N_x = 800) < t_{ddt}(N_x = 1600)$.

Pour le diamètre de particule de 6,78 μm , la convergence peut être établie en monodimensionnel lorsque le nombre de mailles est fixé à 2400, pour une chambre de 4 mm de longueur. Cela implique dans ce cas une taille de maille de 1,67 μm , ce qui est plus petit que le diamètre moyen de particule, et surtout plus petit que la longueur de la zone de réaction (environ 0,1 mm), dans laquelle les paramètres du flux subissent des modifications importantes. Cette seconde inégalité est l'une des principales hypothèses pour l'utilisation de la théorie d'écoulement multiphasique et elle doit être vérifiée.

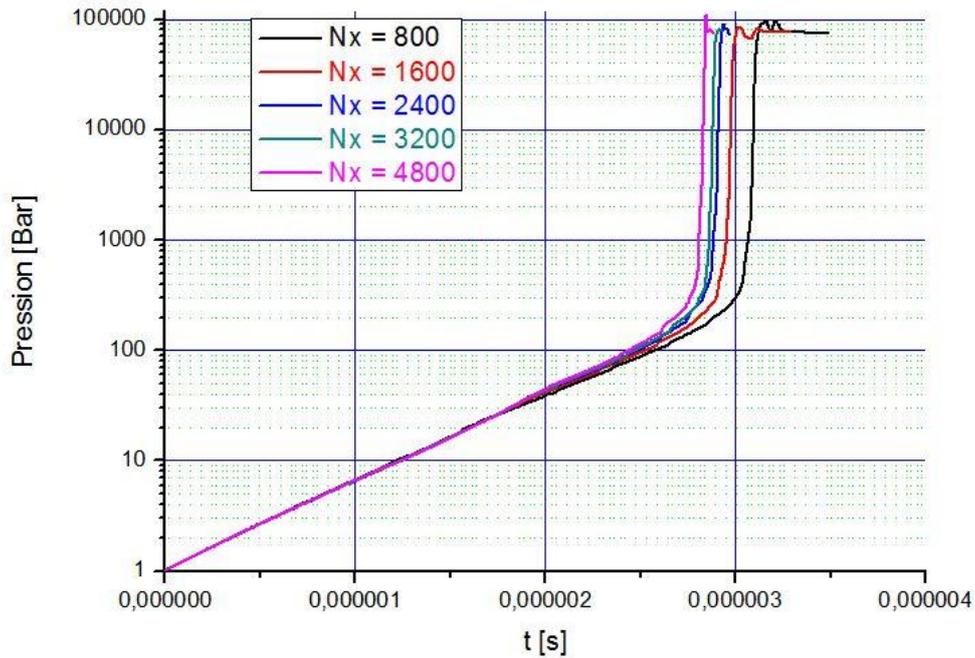


Figure 3-8 : Résultat du test de convergence de grille en coordonnées planes dans le cas monodimensionnel au point $X = 0$ pour la granulométrie $6,78 \mu\text{m}$ avec un nombre de Courant de $0,01$.

Le *Tableau 3-4* résume les valeurs optimales du nombre de Courant et de la taille de maille pour lesquelles la convergence du calcul est observée, considérant les diamètres de particules après chargement sous pression qui sont compilés dans le *Tableau 3-2*.

Diamètre initial d_{p1} de particule après compression (μm)	Nombre de Courant	Nombre de mailles N_x le long de l'axe de propagation de longueur $L = 4 \text{ mm}$	Taille de maille (μm) $\Delta x = L/N_x$
6,78	0,01	2400	1,67
4,08	0,01	2400	1,67
1,30	0,005	10000	0,4

Tableau 3-4 : Valeurs du nombre de Courant et taille de maille pour différentes granulométries dans un tube de longueur 4 mm et de rayon 2 mm.

Plus le diamètre de particule est faible, plus il est difficile d'atteindre la convergence avec un nombre de Courant et un maillage raisonnables. Dans le cas de particules de diamètre $1,30 \mu\text{m}$ par exemple, un nombre de Courant de l'ordre de $0,005$ est nécessaire pour assurer la stabilité du calcul, et la convergence nécessite au moins 10000 mailles sur une distance de 4 mm , pour une configuration monodimensionnelle en coordonnées planes.

3.2.2 Cas test de la littérature

Pour tester la validité des calculs effectués avec *EFAE*, ceux-ci ont été comparés avec d'autres calculs de la littérature, en l'occurrence ceux de Beckstead et *al.* ([3.10]), dans lequel un explosif HMX est étudié. Le *Tableau 3-5* résume les paramètres d'entrée nécessaires pour l'utilisation du programme *EFAE*. Les calculs sont effectués en coordonnées planes dans le cas monodimensionnel.

Caractéristiques de l'explosif	Symbole	Données de Beckstead et <i>al.</i>	Données supplémentaires
Diamètre initial des particules (μm)	d_{p0}	200	
Masse volumique TMD (kg/m^3)	ρ_{TMD}	1910	
Masse volumique apparente initiale (kg/m^3)	ρ_0	1337	
Porosité initiale	φ_0	0,3	
Capacité calorifique des particules à volume constant ($\text{J}/\text{kg}/\text{K}$)	c_{vg}	/	1350
Energie chimique dégagée par la combustion (J/g)	Q	5670	
Constante du taux de combustion ($\text{m}/\text{s}/\text{Pa}^u$)	β	$8,03 \times 10^{-9}$	
Exposant du taux de combustion	u	0,9	
Divers			
Température initiale (K)	T_0	295	1,013
Pression initiale (bar)	p_0	/	
Masse molaire des produits gazeux (g/mol)	M_{mg}	24,09	
Indice polytropique des gaz	γ	1,333	
Puissance du laser (W)	I_0	/	7,55
Rayon de la fibre optique (μm)	r_λ	/	105
Coefficient d'absorption de l'explosif (m^2/kg)	k'	/	14
Variance de Gauss (μm)	L_g	/	0
Durée du pulse laser (s)	τ	/	0,1
Longueur du tube (mm)	-	/	80

Tableau 3-5 : Résumé des principales caractéristiques pour le HMX tirées de la publication de Beckstead et al., et injectées dans le programme EFAE.

L'intérêt des données de Beckstead et *al.* est l'utilisation d'un explosif dont la densité TMD et la taille de particule sont proches de celles du lot 100-200 utilisé dans ce projet (mais avant la compression en chambre). En raison de l'absence de certaines données dans la publication, des paramètres d'entrée ont été renseignés par analogie avec le DOP. Cela peut expliquer les différences observées à la *Figure 3-9*, laquelle permet de comparer la meilleure corrélation obtenue jusqu'à présent.

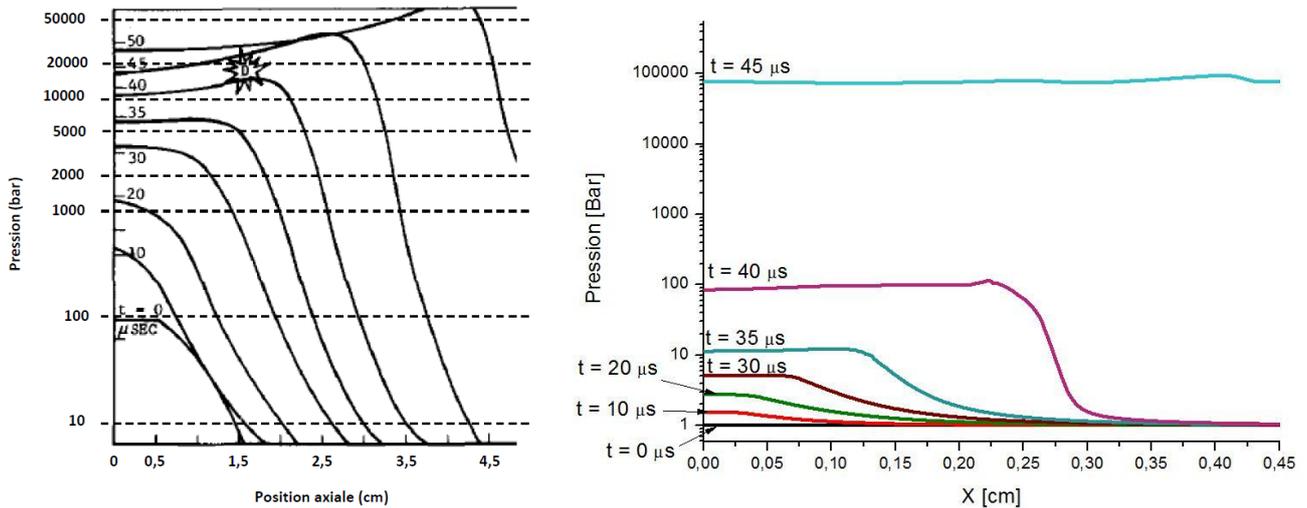


Figure 3-9 : Comparaison des profils de pression obtenus dans les travaux de Beckstead et al. (à gauche) avec ceux issus d'un calcul EFAE équivalent (à droite).

En jouant sur les paramètres de l'allumage laser (puissance, coefficient d'absorption), il est possible d'obtenir le même temps de passage à la détonation que les auteurs, d'environ 40 μs . Toutefois, les différences sont importantes sur le temps de montée en pression et sur la distance de transition. La distance nécessaire à la DDT dans le calcul EFAE est en effet 10 fois plus courte que celle obtenue par les auteurs, et la montée en pression y est bien plus raide. Au temps 40 μs par exemple, la pression est d'environ 10000 bars pour Beckstead et al. et seulement de 100 bars dans le calcul EFAE.

Ces différences peuvent s'expliquer par les données non renseignées qui influent notablement sur le phénomène de DDT.

Concernant l'amorçage de la charge, Beckstead et al. utilisent ainsi une amplitude de pression de 100 bars, tandis qu'un laser d'intensité 7,55 W est utilisé dans le calcul EFAE. L'utilisation d'une explosion ponctuelle au lieu de l'initiation laser pour l'amorçage dans EFAE n'a pas permis d'obtenir des résultats plus concordants.

Le coefficient de traînée est également un paramètre important, puisqu'il intervient dans le taux de transfert de quantité de mouvement et gouverne les interactions entre les grains de la phase condensée. Beckstead et al. font appel à la formulation d'Ergun⁷ ([3.11]) pour la traînée sans préciser davantage les constantes considérées, tandis que le code EFAE fait appel à l'équation [1-39] tirée de Nigmatulin et al. ([3.12]).

⁷ Formule d'Ergun : $\mathcal{F} = \frac{\mu_g (1-\varphi)(u_g - u_p)}{d_p^2 \varphi^2} [150(1 - \varphi) + 1,75Re]$

\mathcal{F} le taux de transfert de quantité de mouvement, μ_g la viscosité dynamique des gaz, d_p le diamètre de particule, φ la porosité, u_g la vitesse matérielle des gaz, u_p la vitesse matérielle des particules, Re le nombre de Reynolds

3.2.3 Longueur de transition à la détonation

Les distances de transition à la détonation établies au **Chapitre 2 – 4** peuvent servir à l'étalonnage du code *EFAE* pour les lots d'explosif considérés.

L'avantage par rapport à la comparaison de données issues de la littérature (voir section **3.2.2**) est que toutes les caractéristiques nécessaires sont cette fois connues. Cela permet d'étalonner le code *EFAE* en réglant certains paramètres non fixés de l'explosif, notamment le coefficient d'absorption k' (équation [3-3]) et les constantes du taux de combustion (équation [1-38]).

Le *Tableau 3-6* résume certaines valeurs d'entrée utilisées dans le programme *EFAE* pour retrouver les résultats expérimentaux. Cet essai s'applique à un lot HMX 100-200 comprimé dans un tube d'acier de diamètre intérieur 4 mm, de 80 mm de long, et de 2 mm d'épaisseur. Le diamètre de particule équivalent après compression est celui utilisé pour la simulation. Le **Chapitre 2 – 4** a permis de déterminer que la détonation a lieu à 29 mm de la source d'allumage laser pour ce lot et avec cette configuration, soit environ 10 μ s après l'amorçage de la charge.

Caractéristiques du confinement		Symbole	Valeur	Unité
Longueur du tube		-	80	mm
Diamètre intérieur du tube		-	4	mm
Epaisseur du tube		-	2	mm
Caractéristiques du maillage				
Nombre de mailles suivant la longueur		N_x	10000	-
Nombre CFL		-	0,01	-
Caractéristiques de l'explosif				
Diamètre initial des particules		d_{p0}	163,5	μm
Diamètre équivalent après chargement		d_{p1}	6,78	μm
Surface spécifique après chargement		A_{s1}	0,466	m^2/g
Masse volumique TMD		ρ_{TMD}	1900	kg/m^3
Masse volumique apparente initiale		ρ_0	1595	kg/m^3
Porosité initiale		φ_0	0,16	-
Capacité calorifique des particules à volume constant		c_{vg}	1350	$\text{J}/\text{kg}/\text{K}$
Température d'inflammation		T_{ign}	550	K
Divers				
Température initiale		T_0	293	K
Pression initiale		p_0	1,013	Bar
Masse molaire des produits gazeux		M_{mg}	29,6	g/mol
Caractéristiques du laser				
Puissance laser		I_0	7,55	W
Rayon de la fibre optique		r_λ	52,5	μm
Variance de Gauss		L_g	0	μm
Durée du pulse		τ	0,1	s
Paramètres empiriques				
Coefficient d'absorption de l'explosif		k'	14	m^2/kg
Constante du taux de combustion		β	$8,03 \times 10^{-9}$	$\text{m}/\text{s}/\text{Pa}^u$
Exposant du taux de combustion		u	0,9	-

Tableau 3-6 : Jeu de caractéristiques entré dans EFAE pour l'étude de la longueur de transition à la détonation.

Le programme EFAE effectue pour chaque calcul une estimation des valeurs caractéristiques (notamment la vitesse de détonation et la pression) de la détonation Chapman-Jouguet (CJ) ainsi que celles du pic Zel'dovich-von Neumann-Döring (ZND), à partir de la masse volumique initiale de l'explosif considéré en utilisant l'équation d'état donnée (Tableau 3-7), ce qui peut être utilisé pour l'analyse des profils en détonation stationnaire. Plus la densité de chargement est proche de la valeur TMD de l'explosif, plus cette vitesse CJ est élevée.

Caractéristiques CJ et ZND issues de l'équation d'état JWL	Symbole	Valeur	Unité
Pression CJ	p_{CJ}	248	kbar
Vitesse de détonation CJ	D_{CJ}	8180	m/s
Vitesse matérielle CJ	u_{CJ}	1898	m/s
Pression ZND	p_{ZND}	295	kbar
Vitesse matérielle ZND	u_{ZND}	2259	m/s

Tableau 3-7 : Estimations par le code EFAE des valeurs caractéristiques de la détonation CJ et de celles du modèle ZND pour un explosif HMX de masse volumique apparente initiale $\rho_0 = 1595 \text{ kg/m}^3$.

La théorie des modèles CJ et ZND est détaillée dans le **Chapitre 1 – 3.4**. Les estimations obtenues avec le modèle CJ sont en bon accord avec les formules théoriques [1-25] et [1-27]. Cela n'est pas le cas pour celles du pic ZND. Dans le **Chapitre 1 – 3.4**, il est en effet indiqué que les pressions p et les vitesses matérielles u sont telles que $p_{CJ} = p_{ZND}/2$ et que $u_{CJ} = u_{ZND}/2$, ce qui n'est pas vérifié avec les valeurs du *Tableau 3-7*. Cela peut s'expliquer par l'utilisation d'une équation d'état de type JWL, laquelle est bien plus complexe que l'équation d'état des gaz parfaits pour établir des estimations.

Pour la suite, seules les valeurs du modèle CJ sont donc utilisées pour l'exploitation du calcul.

La *Figure 3-10* montre que ces estimations sont en bon accord avec celles issues du logiciel de calcul thermodynamique *TDS Thermodynamics* ([3.7]), ou encore celles issues de la résolution des équations de conservation pour la détonation stationnaire à partir de l'équation d'état JWL (voir **Chapitre 1 – 3.6.4**).

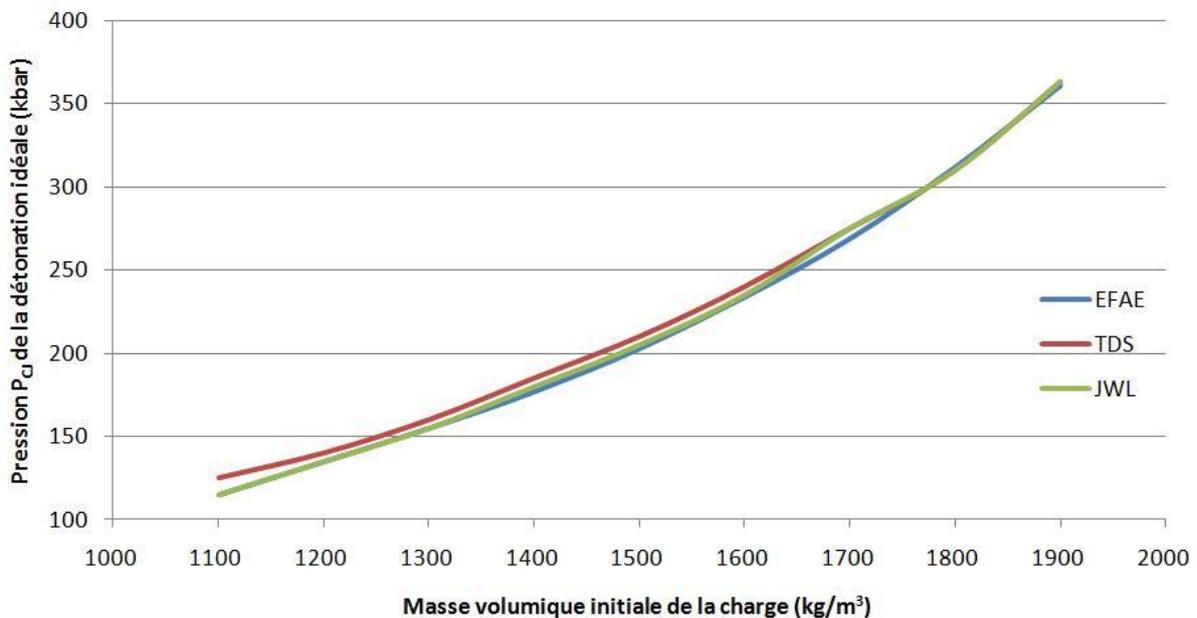


Figure 3-10 : Comparaison des estimations de EFAE pour la vitesse CJ avec celles du code de calcul TDS Thermodynamics et celles de la résolution des équations de conservation (JWL).

Les *Figure 3-11* et *Figure 3-12* présentent respectivement des résultats de pression et de vitesse matérielle obtenus pour le cas monodimensionnel plan.

Le coefficient d'absorption k' de l'explosif est tiré du *Tableau 3-1*, et résulte de données fournies par Strakovskiy et *al.* ([3.13]). Les autres sont issues de Beckstead et *al.* (section **3.2.2**, *Tableau 3-5*), qui utilisent un explosif dont les propriétés à la masse volumique TMD et la taille initiale des particules sont proches de celles du lot 100-200 étudié ici avant sa compression en chambre.

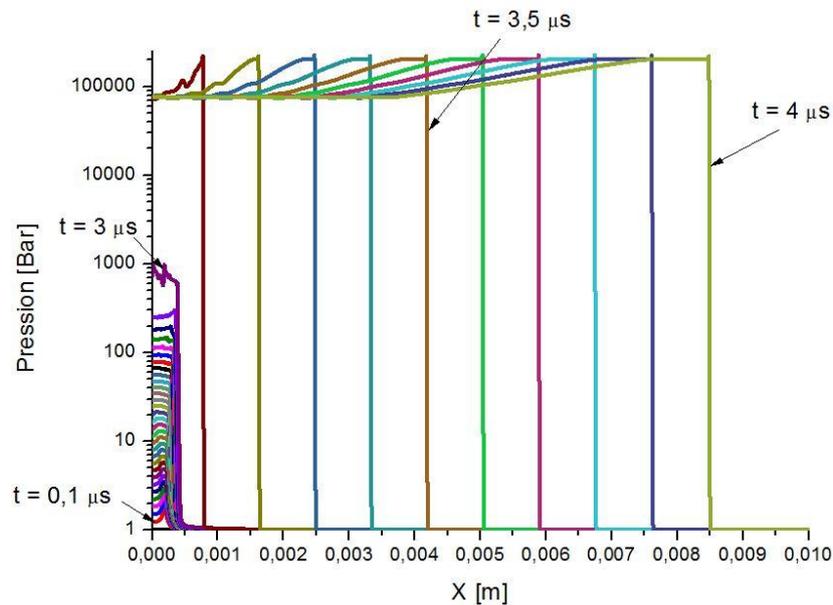


Figure 3-11 : Evolution de la pression lors de la transition à la détonation en coordonnées planes pour le cas monodimensionnel.

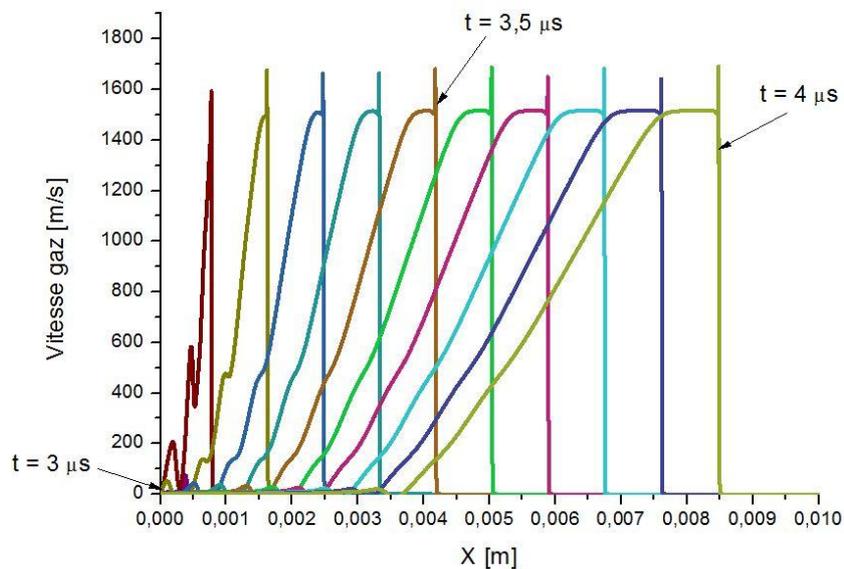


Figure 3-12 : Evolution de la vitesse matérielle lors de la transition à la détonation en coordonnées planes pour le cas monodimensionnel.

Sur la *Figure 3-11*, le régime de détonation apparaît à partir d’une distance d’environ 0,5 mm et 3 μs après l’amorçage de la charge, ce qui est bien plus court que la distance mesurée expérimentalement. Cela s’explique par le choix des coefficients k' , β et u , lesquels ne conviennent pas pour le lot étudié.

En particulier, les coefficients β et u sont estimés et utilisés par Beckstead *et al.* pour un diamètre de particule de 200 μm , qui est relativement proche du diamètre initial de particule du 100-200 avant compression (163,5 μm) mais pas du diamètre équivalent après le chargement en chambre (6,78 μm). Dans le code *EFAE*, les coefficients β et u interviennent dans l’expression du taux de transfert de masse (équation [1-38]), lequel est inversement proportionnel au diamètre de particule. La réduction du diamètre de particule par un facteur donné augmente donc la valeur du taux de transfert de masse par ce même facteur lorsque le même β est considéré.

Pour cette raison, le cas du *Tableau 3-6* est réutilisé en ne modifiant que le paramètre β , lequel est divisé par 5 et prend donc la valeur $1,606 \times 10^{-9} \text{ m/s/Pa}^u$. Le résultat est montré sur la *Figure 3-13*.

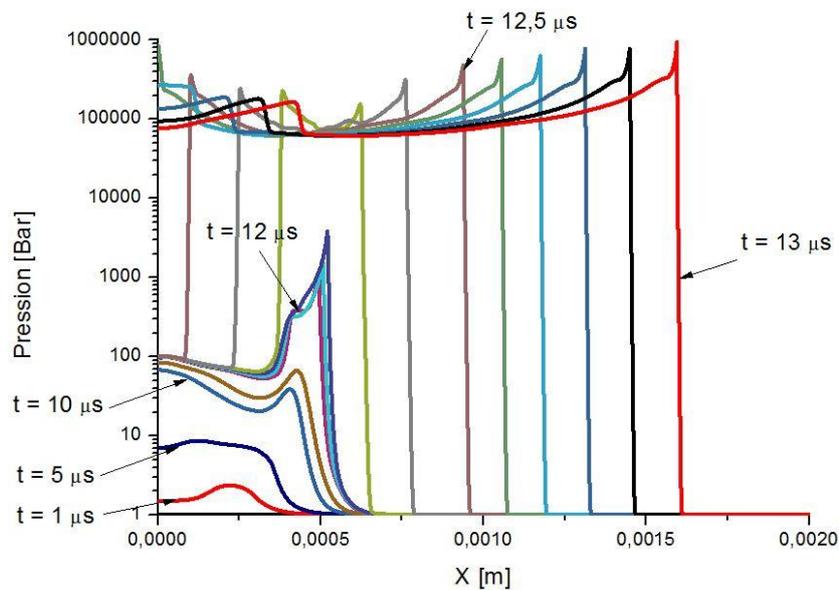


Figure 3-13 : Evolution de la pression après réduction du taux de combustion par un facteur 5, en coordonnées planes pour le cas monodimensionnel.

Sur la *Figure 3-13*, la transition à la détonation a lieu 12 μs après l’amorçage à une distance d’environ 0,6 mm. Le résultat obtenu avec une valeur de β plus faible est davantage satisfaisant d’un point de vue temporel, mais non d’un point de vue spatial. Il ne s’accorde toujours pas avec les données expérimentales. Il est possible que les pores soient trop petits pour permettre la pénétration de la combustion convective plus en avant dans la charge.

Aucun des triplets (k' , β , u) n’a pour le moment permis d’améliorer notablement l’accord avec l’expérience.

Sur la *Figure 3-11*, la détonation stationnaire semble atteinte au bout de $3,8 \mu\text{s}$, après avoir parcouru une distance de plus de $6,5 \text{ mm}$. Cela se traduit par des profils similaires et indépendants du temps se propageant à vitesse constante, qui peuvent être comparés aux profils théoriques du modèle CJ de la *Figure 1-17* au temps $4 \mu\text{s}$ (*Figure 3-14*).

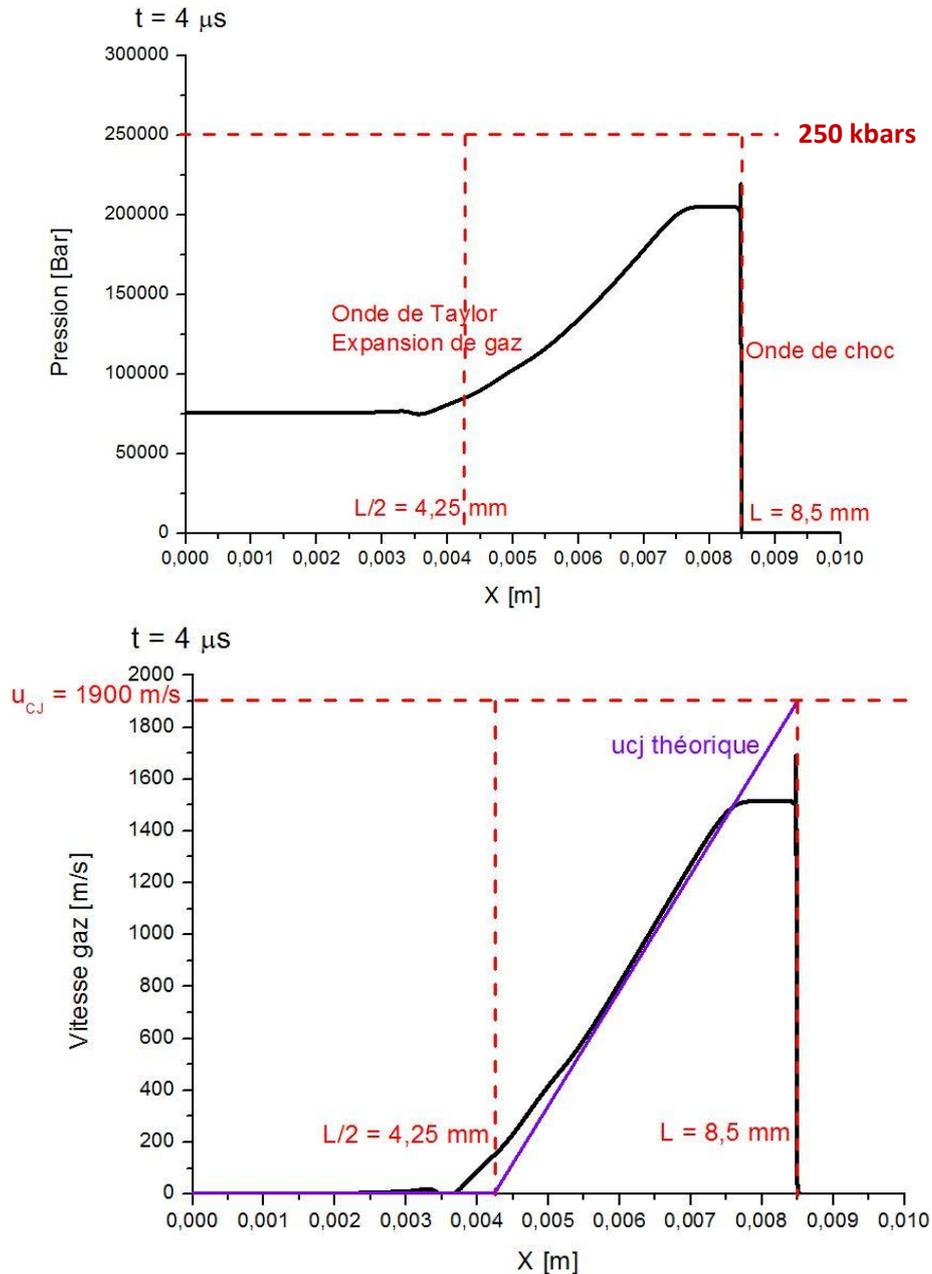


Figure 3-14 : Comparaison des courbes de pression et de vitesse matérielle obtenues par EFAE avec celles du modèle théorique au temps $4 \mu\text{s}$ en coordonnées planes pour le cas monodimensionnel.

Les valeurs maximales de la pression et de la vitesse des gaz γ sont quelque peu inférieures à celles de Chapman-Jouguet estimées par EFAE. Les particules sont ici considérées comme incompressibles, ce qui explique ce résultat. Par ailleurs, la vitesse

matérielle d'une onde à la distance L est partagée en deux phases, l'une entre $x = 0$ et $x = L/2$ où la vitesse est nulle, et l'autre entre $x = L/2$ et $x = L$ où son évolution est linéaire, comme dans le cas d'une solution auto-similaire (**Chapitre 1 – 3.4.2**).

3.3 Applications du code EFAE pour l'étude de la combustion dans la chambre du DOP

En se basant sur les propriétés des différents lots d'explosif décrits dans le **Chapitre 1**, et sur les mesures expérimentales effectuées dans le **Chapitre 2**, il est possible de modéliser la combustion des Octogènes 100-200, E et M3C dans la chambre du DOP prévue à cet effet.

Cela offre le double avantage de pouvoir à la fois comparer les solutions numériques avec les résultats expérimentaux pour trois lots d'explosif de différentes granulométries, et de comprendre les phénomènes de combustion qui pourraient se produire au sein de la chambre confinée.

3.3.1 Première étape : Etude analytique simplifiée avec les Equations Différentielles Ordinaires (ODE)

Une première étape dans l'étude des lots d'explosif consiste à effectuer des calculs sur un modèle OD simplifié. Le choix est fait de se rapporter à une situation dans laquelle les hypothèses sont proches de celles des modèles de combustion de *LS-DYNA*, afin de comparer les résultats qui en découlent avec ceux du modèle *EFAE*.

Il a été évoqué précédemment que les modèles de *LS-DYNA* ne sont pas suffisamment complets pour permettre l'étude de l'ensemble du phénomène de DDT. Deux hypothèses habituellement formulées dans les modèles de *LS-DYNA* consistent notamment à considérer d'une part que les gaz et les particules sont animés d'une même et unique vitesse et d'autre part qu'il y a un équilibre local de leur température durant la combustion. Or, durant le processus intermédiaire de la combustion convective dans la DDT, il existe un important différentiel de vitesse et de température entre les gaz et les particules, lequel s'équilibre avec le temps et avec l'augmentation de la pression.

Pour cette partie, les hypothèses sont faites que les vitesses des gaz et des particules sont nulles, et que les températures sont égales tout au long de la réaction. Une dernière hypothèse est que toutes les particules d'explosif sont enflammées simultanément dans toute la charge à l'instant 0, et que la combustion a lieu dans un milieu fermé et isochore.

Ce modèle simplifié est décrit par des Equations Différentielles Ordinaires (ODE).

3.3.1.a Obtention des équations du modèle

Partant des équations du **Chapitre 1 – 3.5.2** et compte-tenu des hypothèses citées ci-dessus ($u_g = u_p = 0$ et $T_g = T_p = T$), il vient le système suivant pour la phase gazeuse :

$$\frac{d}{dt}(\rho_1) = \mathcal{M} \quad [3-13]$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_1 E_g) = \mathcal{M}(Q + E_p) \quad [3-14]$$

$$\text{Avec } E_g = e_g + \frac{u_g^2}{2} = e_g \text{ et } E_p = e_p + \frac{u_p^2}{2} = e_p$$

Et pour la phase solide :

$$\frac{d}{dt}(\rho_2) = -\mathcal{M} \quad [3-15]$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_2 e_p) = -\mathcal{M} e_p \quad [3-16]$$

$$\frac{d}{dt}(n_p) = 0 \quad [3-17]$$

La signification des termes utilisés dans les équations [3-13] à [3-17] est la même que celle employée au **Chapitre 1**, soit :

- t : temps
- ρ_1 : masse volumique de la phase gazeuse $\rho_1 = \varphi \rho_g$
- ρ_g : masse volumique du gaz
- φ : porosité (fraction volumique occupée par les gaz)
- E_g : énergie totale (massique) des gaz
- e_g : énergie interne (massique) des gaz ($e_g = c_{vg} T_g$)
- c_{vg} : capacité massique thermique des gaz à volume constant
- T_g : température des gaz
- Q : chaleur spécifique dégagée par unité de masse par la réaction chimique
- \mathcal{M} : taux de transfert de masse entre les phases par unité de volume
- ρ_2 : masse volumique de la phase condensée $\rho_2 = (1 - \varphi) \rho_{TMD}$
- ρ_{TMD} : masse volumique théorique maximale de l'explosif
- E_p : énergie totale (massique) des particules
- e_p : énergie interne (massique) des particules ($e_p = c_{vp} T_p$)
- c_{vp} : capacité massique thermique des particules à volume constant
- T_p : température des particules d'explosif
- n_p : nombre de particules par unité de volume

Compte-tenu de l'absence de vitesse matérielle dans cette situation, il n'y a pas d'écoulement de fluide, ce qui explique que les équations de quantité de mouvement ne sont pas prises en compte.

En sommant les équations [3-13] et [3-15], il vient :

$$\frac{d}{dt}(\rho_1 + \rho_2) = 0 \Rightarrow \rho_1 + \rho_2 = \rho_{10} + \rho_{20} \quad [3-18]$$

De l'équation [3-17], il résulte :

$$n_p = \frac{\rho_2}{\rho_{TMD} \frac{4}{3} \pi r_p^3} = n_{p0} = \frac{\rho_{20}}{\rho_{TMD} \frac{4}{3} \pi r_{p0}^3} \Rightarrow \frac{\rho_2}{r_p^3} = \frac{\rho_{20}}{r_{p0}^3} \quad [3-19]$$

Avec :

ρ_{10} : masse volumique initiale de la phase gazeuse

ρ_{20} : masse volumique initiale de la phase condensée

r_p : rayon des particules d'explosif

r_{p0} : rayon initial des particules d'explosif

La combinaison de l'équation [3-18], adaptée au cas de cette étude ($\mathcal{M} = \frac{3}{r_p} \rho_2 \beta p^v$), avec la relation [3-19] permet d'expliciter le terme \mathcal{M} lorsque la réaction a lieu :

$$\mathcal{M} = \frac{3}{r_p} \rho_2 \beta p^v = \frac{3}{r_p} \times \beta p^v \times n_{p0} \times \rho_{TMD} \frac{4}{3} \pi r_p^3 = n_{p0} \times 4\pi \beta p^v r_p^2 \rho_{TMD} \quad [3-20]$$

Avec :

p : pression

β : constante du taux de combustion

v : exposant du taux de combustion (adimensionné)

Enfin, la combinaison des équations [3-18] et [3-19] permet d'exprimer l'évolution du rayon des particules d'explosif en fonction des masses volumiques :

$$r_p = r_{p0} \sqrt[3]{\frac{\rho_2}{\rho_{20}}} = r_{p0} \sqrt[3]{\frac{\rho_{10} + \rho_{20} - \rho_1}{\rho_{20}}} \quad [3-21]$$

Les équations [3-13] et [3-14] deviennent finalement :

$$\frac{d}{dt}(\rho_1) = 4\pi \beta n_{p0} \rho_{TMD} \times p^v \times r_p^2 \quad [3-22]$$

$$c_{vg} \frac{d}{dt}(\rho_1 T) = 4\pi \beta n_{p0} \rho_{TMD} \times p^v \times r_p^2 \times (Q + c_{vp} T) \quad [3-23]$$

Les équations [3-22] et [3-23] forment un système de deux équations indépendantes à trois inconnues (ρ_1, p, T).

Afin de fermer le système, l'équation d'état des gaz est prise en compte. Il s'agit d'une équation de type JWL dans sa forme isentropique, utilisée par le modèle Lee-Tarver introduit dans *LS-DYNA*.

$$p = Ae^{-R_1 \rho^{20}/\rho_1} + Be^{-R_2 \rho^{20}/\rho_1} + C \left(\frac{\rho_1}{\rho_{20}} \right)^{1+\Gamma} \quad [3-24]$$

A , B , R_1 , R_2 et Γ sont des coefficients propres à la loi JWL dont les valeurs sont celles des produits de réaction données au *Tableau 3-3*. Le coefficient C est propre à la forme isentrope de l'équation JWL, et n'apparaît donc pas au *Tableau 3-3*. Sa valeur est donnée au *Tableau 3-8*.

3.3.1.b Mise en forme des équations

Le système à trois inconnues (ρ_1, p, T) est donc le suivant :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(\rho_1) = \Delta_1 \times p^v \times r_p^2 \\ c_{vg} \frac{d}{dt}(\rho_1 T) = \Delta_1 \times p^v \times r_p^2 \times (Q + c_{vp} T) \\ p = Ae^{-R_1 \rho^{20}/\rho_1} + Be^{-R_2 \rho^{20}/\rho_1} + \frac{C}{\rho_{20}^{1+\Gamma}} \rho_1^{1+\Gamma} \end{cases}$$

Avec la constante $\Delta_1 = 4\pi\beta n_{p0} \rho_{TMD}$. À ces équations, il faut également ajouter la relation [3-21] qui lie le rayon des particules à la masse volumique des gaz.

Avant la résolution par des ODE, chaque équation doit être mise sous la forme canonique suivante :

$$\begin{cases} \frac{df}{dt} = F(t, f) \\ F(0, f) = \alpha \end{cases} \quad [3-25]$$

Avec f les inconnues, F une fonction et α une constante. L'équation [3-22] est déjà sous cette forme. L'équation [3-23] devient :

$$c_{vg} \frac{d}{dt}(\rho_1 T) = \Delta_1 \times p^v \times r_p^2 \times (Q + c_{vp} T) = c_{vg} \rho_1 \frac{d}{dt}(T) + c_{vg} T \frac{d}{dt}(\rho_1)$$

Le terme $\frac{d}{dt}(\rho_1)$ peut être remplacé par l'équation [3-22], ce qui donne :

$$\Delta_1 p^v r_p^2 (Q + c_{vp} T) = c_{vg} \rho_1 \frac{d}{dt}(T) + c_{vg} T \Delta_1 p^v r_p^2$$

Finalement :

$$\frac{d}{dt}(T) = \frac{\Delta_1 Q}{c_{vg}} p^v r_p^2 \rho_1^{-1} + \frac{\Delta_1 c_{vp}}{c_{vg}} p^v r_p^2 T \rho_1^{-1} - \Delta_1 p^v r_p^2 T \rho_1^{-1}$$

Ou encore
$$\frac{d}{dt}(T) = [Q + (c_{vp} - c_{vg})T] \frac{\Delta_1 p^v r_p^2 \rho_1^{-1}}{c_{vg}} \quad [3-26]$$

L'équation [3-26] est de la même forme que l'équation [3-25]. Par dérivation de l'équation [3-24], il vient enfin pour la pression :

$$\frac{d}{dt}(p) = \frac{AR_1 \rho_{20}}{\rho_1^2} \frac{d}{dt}(\rho_1) e^{-R_1 \rho_{20}/\rho_1} + \frac{BR_2 \rho_{20}}{\rho_1^2} \frac{d}{dt}(\rho_1) e^{-R_2 \rho_{20}/\rho_1} + \frac{C}{\rho_{20}^{1+\Gamma}} (1 + \Gamma) \rho_1^\Gamma \frac{d}{dt}(\rho_1)$$

Et donc avec l'équation [3-22] :

$$\frac{d}{dt}(p) = \left[\frac{AR_1 \rho_{20}}{\rho_1^2} e^{-R_1 \rho_{20}/\rho_1} + \frac{BR_2 \rho_{20}}{\rho_1^2} e^{-R_2 \rho_{20}/\rho_1} + \frac{C}{\rho_{20}^{1+\Gamma}} (1 + \Gamma) \rho_1^\Gamma \right] \Delta_1 p^v r_p^2 \quad [3-27]$$

L'équation [3-27] est de la même forme que l'équation [3-25], ce qui permet d'obtenir le système d'Equations Différentielles Ordinaires (ODE) à résoudre par des méthodes classiques.

Le *Tableau 3-8* donne les valeurs des constantes utilisées dans ces équations. Afin de conserver la cohérence avec ce qui a été vu précédemment, les valeurs des coefficients JWL (A, B, R₁, R₂ et Γ) sont celles du *Tableau 3-3*, et les constantes du taux de combustion β et u sont celles évoquées à la section **3.2.3**. L'indice « 0 » se rapporte à l'état initial.

Constante	Symbole	Valeur	Unité
Masse volumique initiale de la phase gazeuse	ρ_{10}	1,2	kg/m ³
Masse volumique initiale de la phase condensée	ρ_{20}	1600	kg/m ³
Masse volumique théorique maximale de l'explosif	ρ_{TMD}	1900	kg/m ³
Rayon initial des particules	r_{p0}	variable	µm
Nombre initial de particules par unité de volume	n_{p0}	dépendant de r_{p0}	m ⁻³
Température initiale	T_0	300	K
Pression initiale	p_0	$1,03 \times 10^5$	Pa
Exposant du taux de combustion	u	0,9	-
Constante du taux de combustion	β	$8,03 \times 10^{-9}$	m/s/Pa ^u
Chaleur spécifique dégagée par la réaction chimique	Q	$5,55 \times 10^6$	J/kg
Capacité calorifique de l'explosif à volume constant	c_{vp}	1350	J/K/kg
Capacité calorifique du gaz à volume constant	c_{vg}	2500	J/K/kg
Coefficient JWL	A	$1,18 \times 10^{12}$	Pa
Coefficient JWL	B	$1,76 \times 10^{10}$	Pa
Coefficient JWL	C	$1,14 \times 10^9$	Pa
Exposant JWL	R₁	5,45	-
Exposant JWL	R₂	1,31	-
Coefficient de Gruneisen	Γ	0,23	-

Tableau 3-8 : Valeurs des constantes pour la résolution du modèle simplifié par ODE.

Les équations [3-22], [3-26] et [3-27] constituent le système d'ODE à résoudre. Elles sont implémentées dans un programme *FORTTRAN* qui permet, à partir des valeurs du *Tableau 3-8*, de déterminer l'évolution de masse volumique ρ_1 , de la pression p et de la température T des gaz en fonction du temps.

3.3.1.c Résultats obtenus

L'unique paramètre variant dans le *Tableau 3-8* est le rayon initial r_{p0} des particules d'explosif. Six tailles différentes peuvent être analysées : 1,30 µm ; 4,08 µm ; 6,78 µm ; 4,6 µm ; 24 µm ; 163,5 µm. Les trois premières tailles correspondent aux diamètres équivalents des particules après leur compression en chambre, déterminés dans le **Chapitre 2** (en tirets sur la *Figure 3-15*). Les trois autres diamètres sont respectivement ceux des particules

initiales des lots M3C, E et 100-200 avant leur compression, et sont étudiées à titre de comparaison (en trait continu sur la *Figure 3-15*).

La *Figure 3-15* montre que la durée de la combustion s’allonge avec la taille de grain. Une granulométrie fine est en effet plus réactive qu’une grosse granulométrie. Cela rejoint les observations expérimentales de la *Vélocimétrie Hétérodyne* dans le **Chapitre 2**.

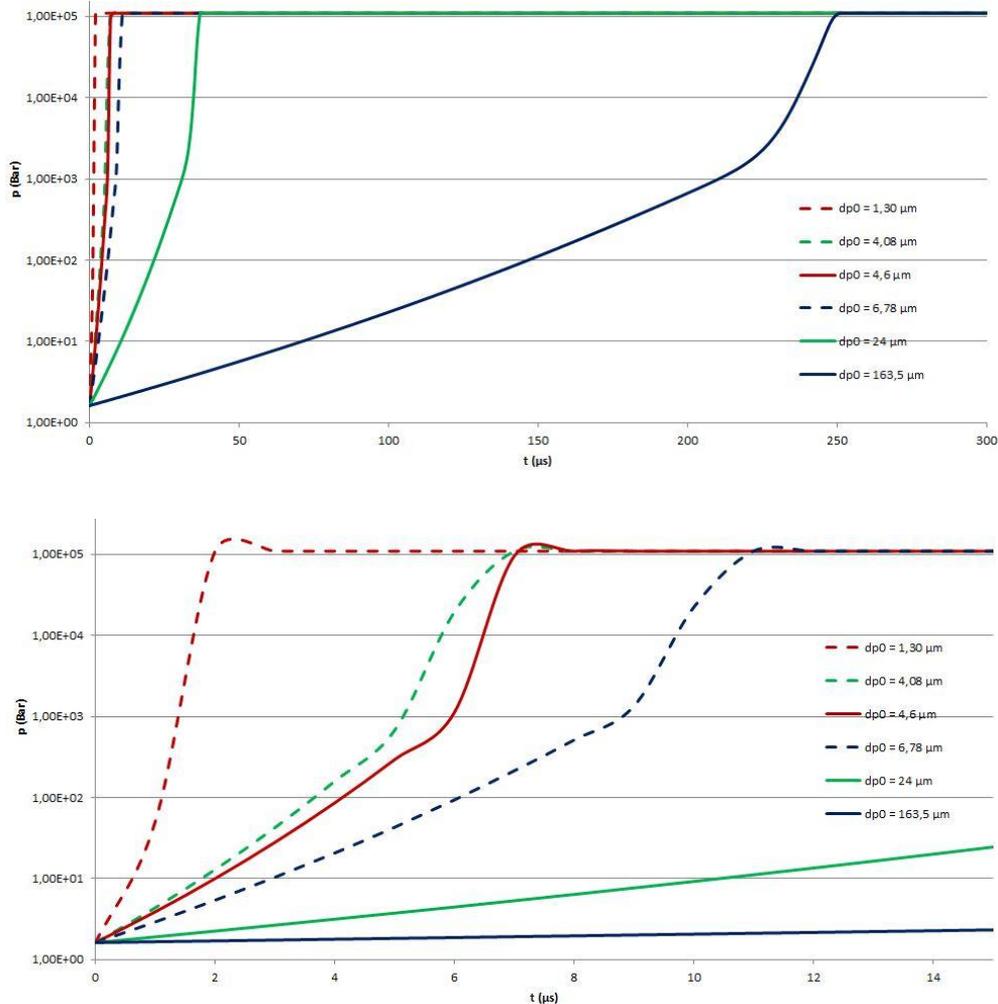


Figure 3-15 : Evolution de la pression en fonction de la granulométrie (haut), et grossissement sur les petites granulométries (bas).

La pression finale atteinte est la même quelle que soit la granulométrie initiale. Cela s’explique par le fait que la même quantité d’explosif est introduite dans une chambre de combustion fermée et isochore. La quantité d’énergie disponible est donc la même pour toutes les granulométries.

Les observations expérimentales du DOP (voir **Chapitre 2 – 3.3.3**) ont pourtant montré des écarts de pression entre les granulométries. Il a également été mis en évidence que la méthode de chargement de la chambre de combustion par compression provoque des variations dans la quantité d’explosif introduite entre les lots (et donc dans la masse d’explosif) (voir **Annexe 3**). Ces variations ne sont toutefois pas suffisamment importantes

pour expliquer ces écarts de pression. Ceux-ci résultent d'un phénomène plus complexe qui est probablement dû à des différences sur le comportement de l'opercule métallique (cisaillement, rupture), sensible à la vitesse de déformation, et sur la perte d'étanchéité de la chambre qui en découle. Le comportement du confinement ne peut toutefois être traité dans ce modèle 0D, lequel ne tient pas compte de la longueur de la chambre, ni des interactions à ses frontières. C'est l'une des limites de cette modélisation.

Sur la *Figure 3-15*, après l'inflammation des particules, $\log(p)$ (pression en échelle logarithmique) augmente d'abord de manière linéaire avec le temps, de quelques bars jusqu'à environ 1000 bars. La montée de $\log(p)$ devient ensuite beaucoup plus rapide, et se traduit par un saut de pression de 1000 bars jusqu'à plus de 100000 bars en seulement quelques microsecondes.

Les temps au bout desquels ces transitions aux hautes pressions ont lieu sont représentés sur la *Figure 3-16*. Il ne s'agit pas à proprement parler de transitions à la détonation, car le mouvement des particules et des gaz n'est pas considéré dans ce modèle. Les temps de transition sont plus courts lorsque la taille des grains diminue, ce qui est notamment provoqué par la fracturation des particules lors du chargement des lots initiaux (voir les diamètres $d_{p0} = 1,3 \mu\text{m}$, $d_{p0} = 4,06 \mu\text{m}$, $d_{p0} = 6,78 \mu\text{m}$). L'analyse de la *Figure 3-16* montre que :

$$\ln(t_{trans}^{ODE}) \approx 0,987 \ln(d_{p0}^{ODE}) + 0,508$$

D'où
$$t_{trans}^{ODE} \approx 1,662(d_{p0}^{ODE})^{0,987} \approx 1,662d_{p0}^{ODE} \quad [3-28]$$

Il apparaît que les temps de transition sont approximativement proportionnels au diamètre de grain initial.

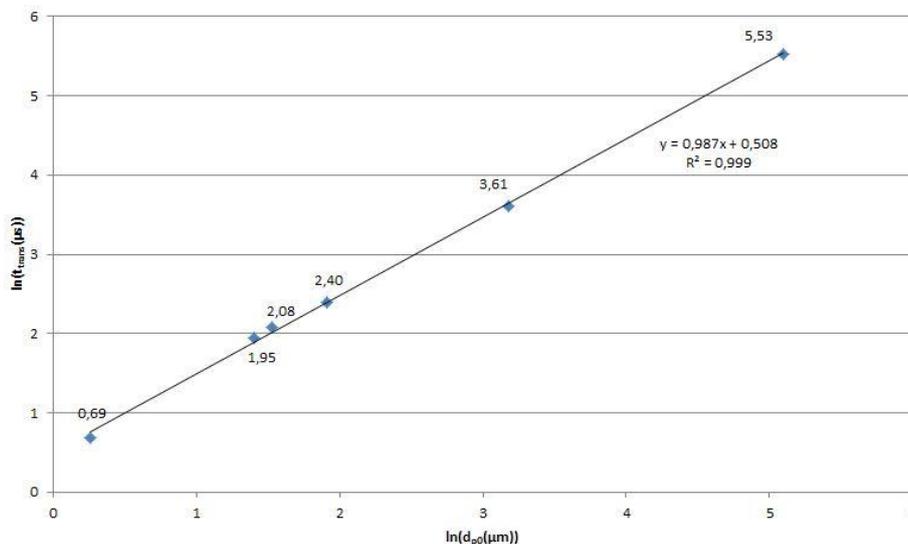


Figure 3-16 : Temps de transition aux hautes pressions en fonction de la granulométrie.

Une des différences importantes de ce modèle par rapport au cas réel est que toutes les particules s'enflamment instantanément dès l'instant initial. Le modèle ne tient pas compte non plus du temps d'initiation thermique des particules par le laser, ce qui conduit à sous-estimer les temps de passage aux hautes pressions. En revanche, les hypothèses du modèle font qu'il ne peut pas se produire d'échanges inter-phasiques, ni de combustion convective, étape clef de la DDT dont l'effet est d'accélérer sensiblement le phénomène de combustion jusqu'à la formation du choc qui permet la transition à la détonation. C'est une autre limite de cette modélisation.

Il apparaît que le temps de passage aux hautes pressions pour le lot 100-200 comprimé (donc avec un diamètre de particule de $6,78 \mu\text{m}$) est du même ordre de grandeur (environ $10 \mu\text{s}$) que le temps de transition à la détonation mesuré expérimentalement au **Chapitre 2-4**. Compte-tenu des hypothèses du modèle, cela ne permet pas d'émettre des conclusions mais donne une idée sur les durées de combustion et caractérise l'évolution de pression dans la chambre. Les temps de passage aux hautes pressions établis par ce modèle doivent être considérés de manière qualitative plutôt que quantitative.

3.3.2 Seconde étape : Etude complète avec le code EFAE

Les cas étudiés dans la section précédente à l'aide d'un modèle simplifié ODE peuvent être repris par le code *EFAE*, en considérant les mêmes valeurs de paramètres que la section précédente, en particulier pour les constantes du taux de combustion et les coefficients JWL (voir *Tableau 3-3*). L'amorçage de la combustion est effectué par un laser de puissance $7,55 \text{ W}$. Le coefficient d'absorption de l'explosif, d'une valeur de $14 \text{ m}^2/\text{kg}$ est repris de la section **3.2.3**. Le cas monodimensionnel est d'abord considéré afin de comparer les résultats aux solutions d'ODE.

La *Figure 3-17* montre que les temps de transition à la détonation sont plus longs pour des granulométries plus grosses, ce qui rejoint les observations réalisées avec le modèle simple sur les temps de passage aux hautes pressions.

De plus, l'évolution de $\log(p)$ en fonction du temps est similaire avec les courbes de la *Figure 3-15*, lente et linéaire au début, puis très rapide à partir de 100 bars dans *EFAE* au lieu de 1000 bars avec le modèle simple. Le changement brutal de comportement intervient donc plus tardivement dans le cas du modèle simple. Cette différence peut s'expliquer par les hypothèses simplificatrices du modèle OD, notamment le fait que les vitesses de phase sont nulles. Le modèle *EFAE* est plus complet, et tient compte des différences de vitesse et de température entre les deux phases, ainsi que des efforts inter-granulaires dans la phase solide qui apparaissent au fur et à mesure que la pression augmente. Il modélise ainsi le phénomène de combustion convective, processus essentiel dans le déroulement de la DDT qui accélère sensiblement la vitesse de réaction et précipite la détonation.

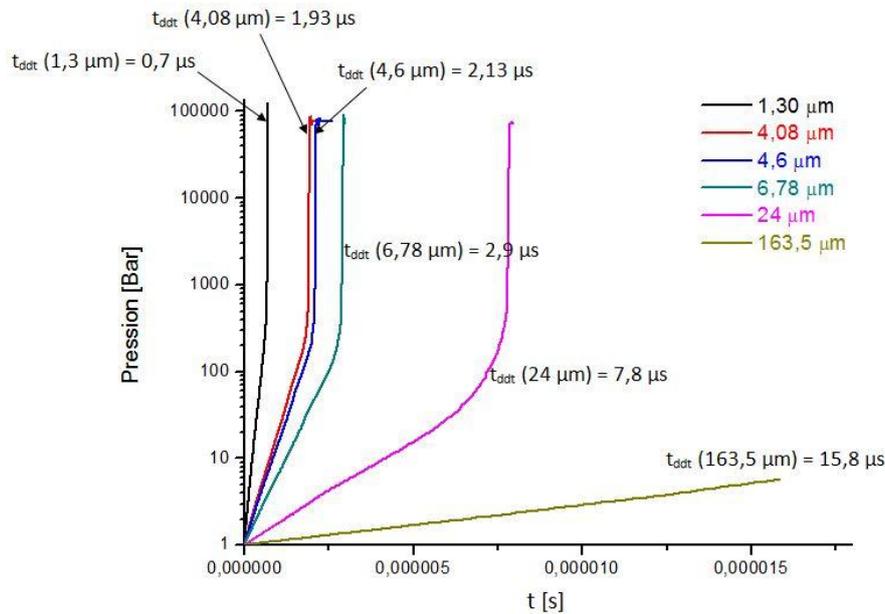


Figure 3-17 : Evolution de la pression dans la chambre en fonction du temps, en coordonnées planes pour le cas monodimensionnel.

La Figure 3-18 montre que les temps de transition obtenus dans EFAE sont plus courts que dans le modèle OD. De la Figure 3-18, il vient la relation approximative :

$$\ln(t_{trans}^{EFAE}) \approx 0,6413 \ln(d_{p0}^{EFAE}) - 0,2745$$

D'où
$$t_{trans}^{EFAE} \approx 0,76(d_{p0}^{EFAE})^{0,641} < t_{trans}^{ODE} \quad [3-29]$$

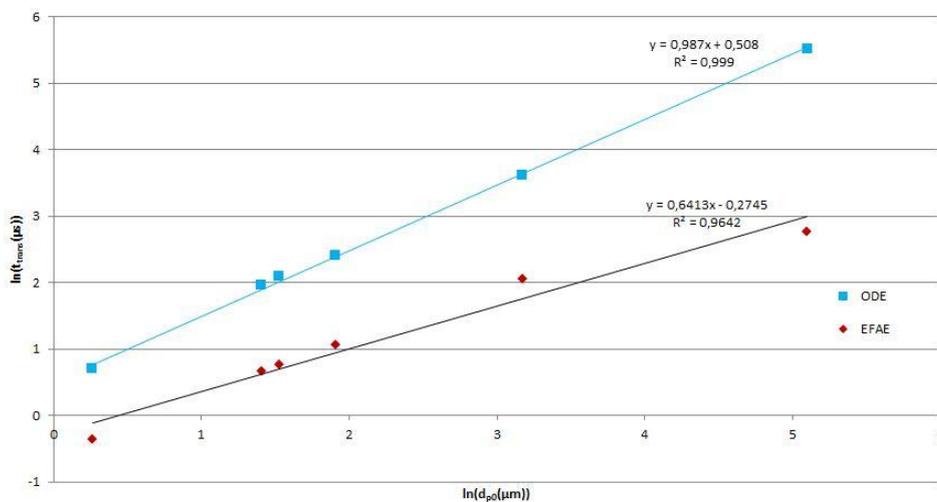


Figure 3-18 : Comparaison des temps de changement de pente établis par EFAE et par le modèle ODE pour les mêmes granulométries.

Les résultats pour les différentes granulométries peuvent également être donnés en fonction de la distance à différents instants, ce qui est intéressant pour l'étude de sécurité au sein du DOP (Figure 3-19).

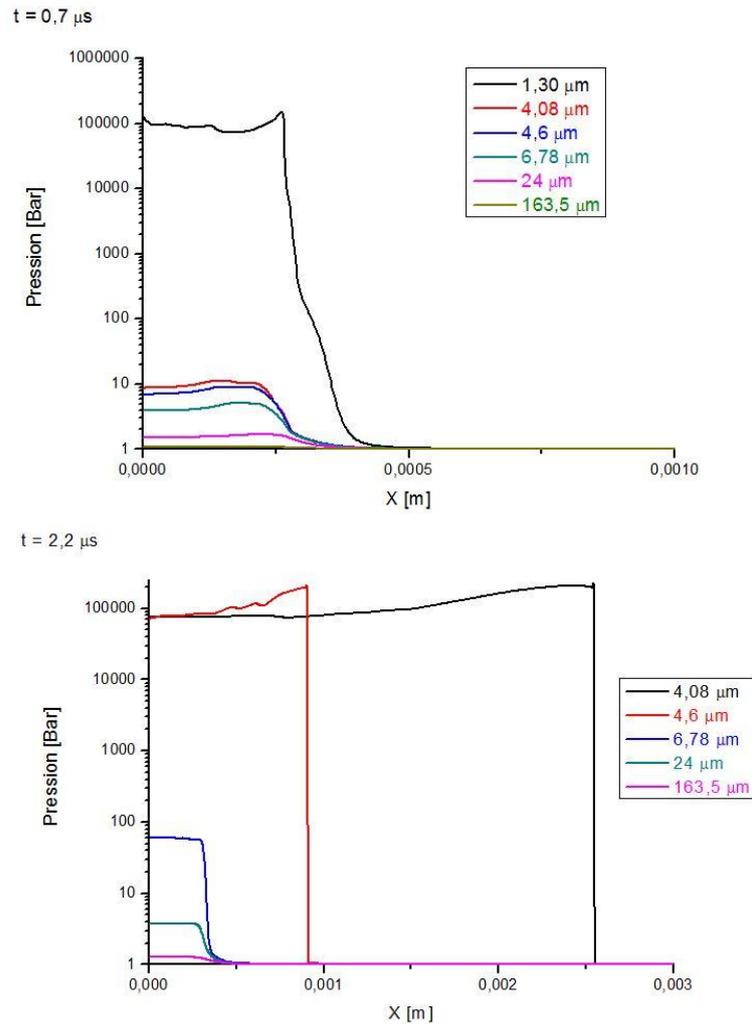


Figure 3-19 : Evolution de la pression à $t = 0,7 \mu\text{s}$ et $t = 2,2 \mu\text{s}$ dans la chambre en fonction de la distance, en coordonnées planes pour le cas monodimensionnel.

La Figure 3-19 montre que la pression augmente très rapidement et atteint des niveaux typiques de la détonation, quelle que soit la granulométrie. Cela rejoint les remarques sur la quantité similaire d'énergie libérée dans la chambre isochore et fermée, faites à la section 3.3.1.c.

Les résultats du code *EFAE* induisent cependant l'apparition prématurée de la détonation au regard des résultats expérimentaux, dans lesquels aucun phénomène similaire n'a été obtenu au sein du DOP. Une explication de ce résultat est l'utilisation de coefficients pour le taux de combustion tirés de Beckstead et *al.* ([3.10]), lesquels ne sont pas adaptés aux lots étudiés ici puisque les tailles de grain deviennent plusieurs dizaines de fois plus petites que dans le cas de Beckstead et *al.* après le chargement en chambre de combustion. Cela provoque la détonation prématurément (voir section 3.2.3).

Les calculs peuvent être étendus au cas bidimensionnel en coordonnées cylindriques. La Figure 3-20 permet de visualiser les profils de la pression, de la masse volumique et de la vitesse longitudinale des gaz dans le cas d'une granulométrie de $6,78 \mu\text{m}$ (lot 100-200). Tant que l'onde n'a pas impacté le mur latéral de la chambre de combustion, le front se propage

sphériquement de manière quasiment symétrique avec pour centre le point d'amorçage laser, ce qui crée une zone de compaction devant le front de combustion. Lorsque l'onde de choc atteint le bord supérieur du confinement (en $R = 0,002$ m), la réflexion qu'elle subit sur la paroi provoque une brutale augmentation de pression qui correspond à l'apparition de la détonation, laquelle a lieu au tout début de la chambre (moins de 0,5 mm). Cela illustre le rôle déterminant du confinement dans l'apparition de la détonation.

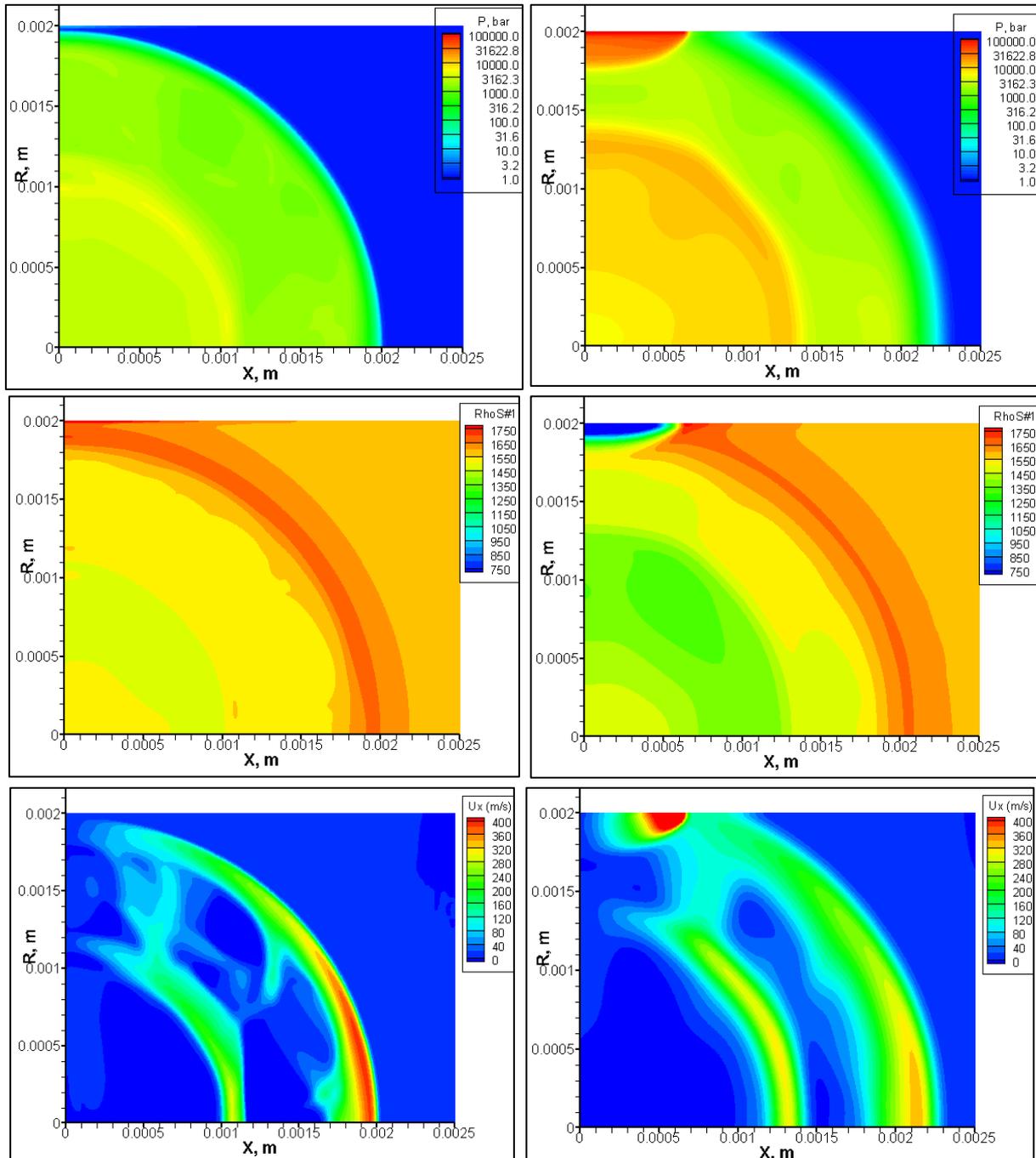


Figure 3-20 : Evolution de la pression (haut), de la masse volumique (milieu) et de la vitesse longitudinale du gaz (bas) juste avant le début de la détonation à $t = 2,8 \mu\text{s}$ (colonne de gauche) et juste après à $t = 2,9 \mu\text{s}$ (colonne de droite), dans la chambre de combustion pour la granulométrie $6,78 \mu\text{m}$.

Le confinement est indéformable dans *EFAE*. Cela n'est pas le cas dans la pratique, où les parois se déforment sous l'effet d'une pression trop importante. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser le logiciel *LS-DYNA*.

3.3.3 Etude paramétrique

En dépit des problèmes rencontrés durant l'étalonnage, le programme *EFAE* permet de varier certains paramètres du calcul et d'analyser qualitativement leur influence sur les profils de pression. Parmi ces paramètres peuvent être analysés le diamètre de particules, comme cela a été fait à la section précédente, mais aussi la vitesse de combustion, la puissance du laser d'amorçage, ou la masse volumique initiale.

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus pour des coordonnées planes dans le cas monodimensionnel.

La *Figure 3-21* présente quelques profils de pression obtenus aux instants 0,7 μs et 2 μs en variant les granulométries et les puissances du laser. Les diamètres d_{p0} de 1,30 μm , 4,08 μm et 6,78 μm sont ici considérés. Pour la puissance du laser I_0 , il est choisi d'étudier la puissance standard de 7,55 W, les puissances équivalentes du *Tableau 3-2*, ainsi qu'une puissance plus importante de 100 W à titre de comparaison, mais qui ne peut pas être transmise en pratique par une diode laser.

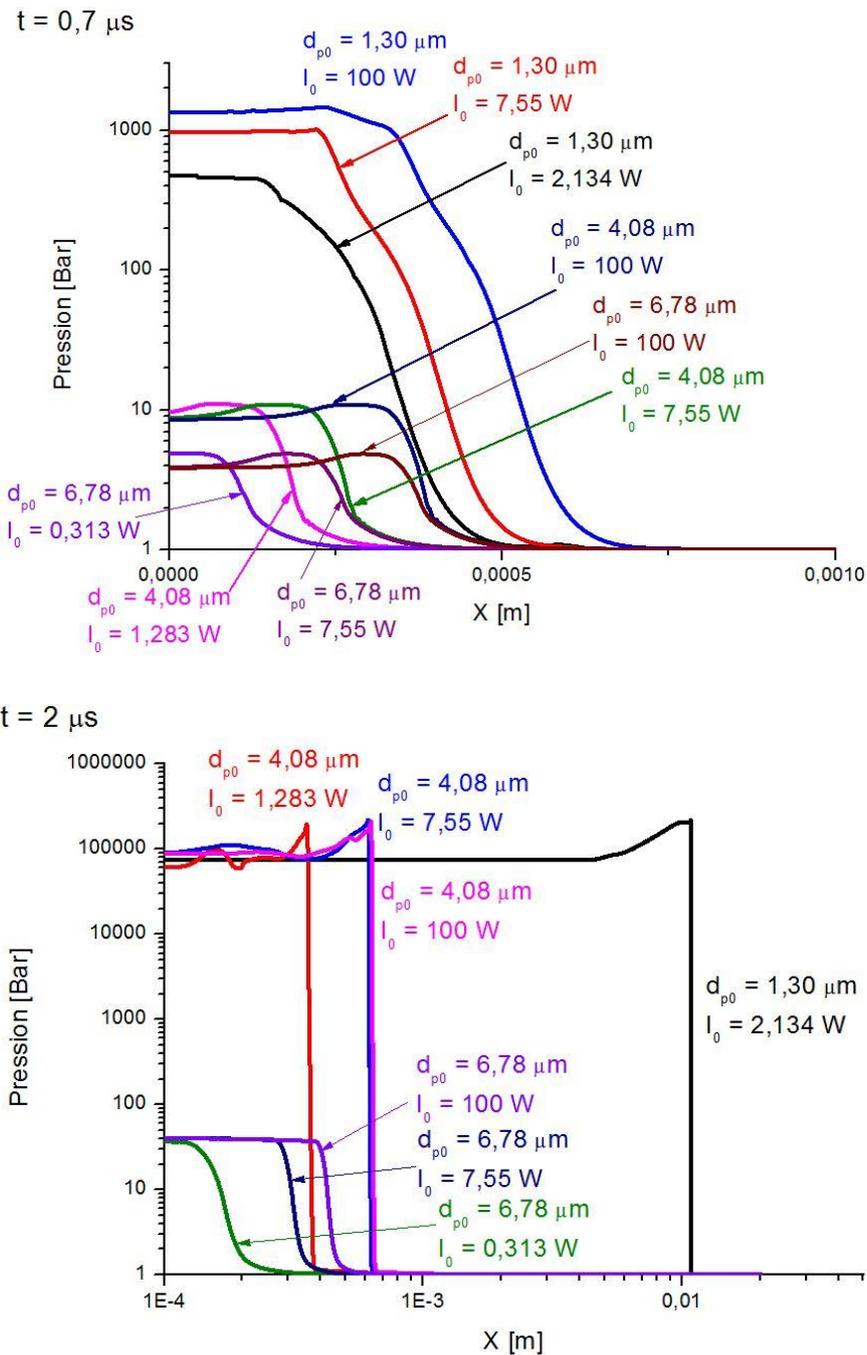


Figure 3-21 : Variation de la puissance du laser et de la granulométrie et effets sur la pression à $t = 0,7 \mu\text{s}$ et $t = 2 \mu\text{s}$.

La Figure 3-21 permet de confirmer l'aspect fondamental de la granulométrie dans la vitesse de propagation de l'onde, ce qui s'explique par son influence déjà constatée précédemment sur la surface spécifique. Une granulométrie fine augmente généralement la vitesse de combustion. Cela est qualitativement cohérent avec les résultats expérimentaux présentés dans le **Chapitre 2**.

La puissance du laser a également une influence sur le profil de pression. Plus sa puissance est élevée, plus l'allumage de la charge est rapide. En revanche, la puissance du

laser n'influe pas sur la pression de détonation stationnaire. L'énergie apportée par le laser est négligeable devant celle libérée par la réaction de l'explosif.

La *Figure 3-22* confirme ces observations pour la granulométrie de $4,08 \mu\text{m}$. Celle-ci montre que l'influence du laser se limite à la vitesse d'amorçage, mais influe peu sur les profils de pression une fois que la combustion s'autoalimente. Une fois la détonation amorcée (à $t = 1,93 \mu\text{s}$ pour cette granulométrie avec $I_0 = 7,55 \text{ W}$), les profils de pression deviennent similaires. La pression maximale atteinte est en deçà de la pression théorique de Chapman-Jouguet en raison de l'incompressibilité supposée des particules dans cette étude.

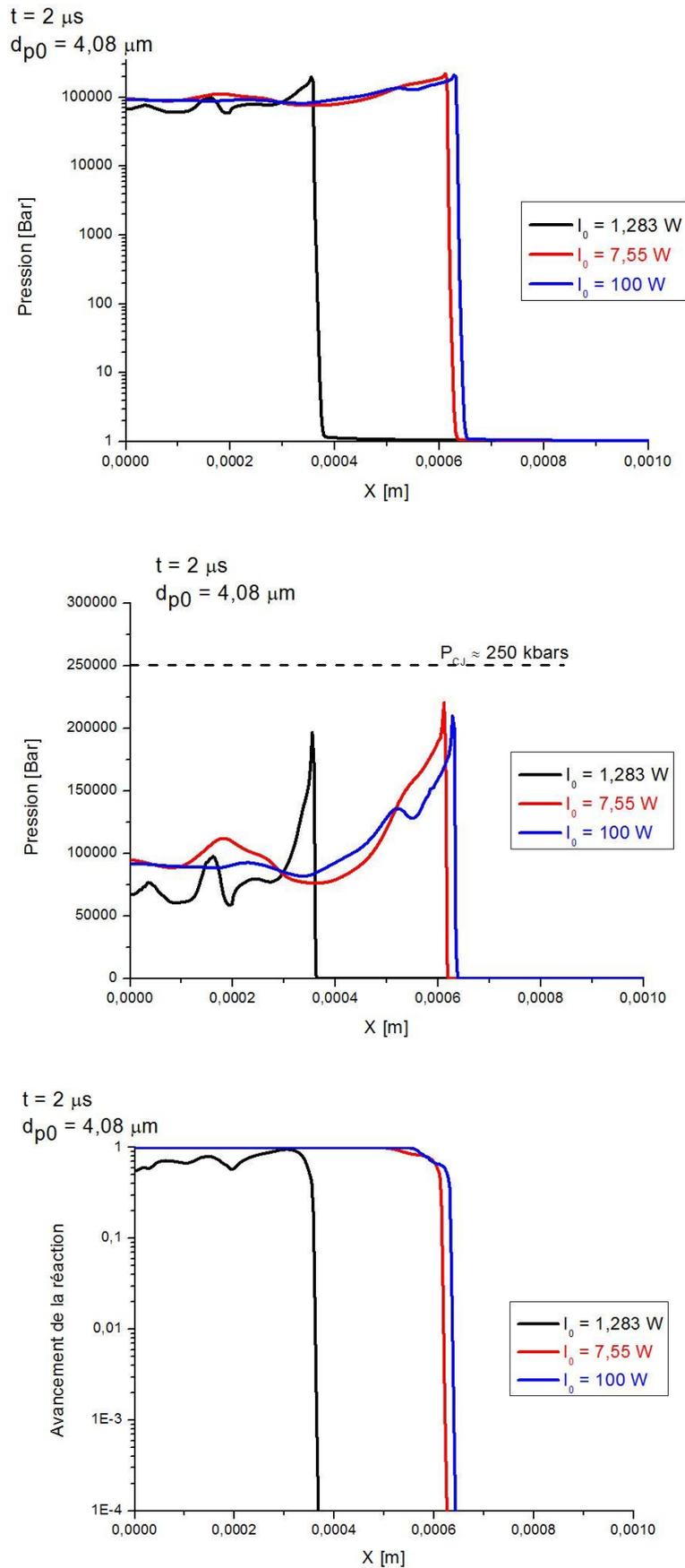


Figure 3-22 : Effet de la puissance du laser sur la pression et l'avancement de la réaction pour une granulométrie de $4,08 \mu\text{m}$ à l'instant $t = 2 \mu\text{s}$.

Sur la *Figure 3-23*, la première partie (en haut) montre l'évolution de la pression au bout de $1 \mu\text{s}$ lorsque la constante du taux de combustion β est modifiée (voir équation [3-20]), et que tous les autres paramètres sont conservés. Le diamètre initial des particules y est de $6,78 \mu\text{m}$.

Il apparaît que l'onde de pression se propage plus rapidement lorsque ce coefficient est élevé, ce qui correspond à une combustion plus rapide, donc à dégagement de produits gazeux plus important.

L'augmentation du taux de combustion tend à réduire l'épaisseur du front de flamme. Cela est visible sur la seconde partie de la *Figure 3-23* qui présente l'avancement de la réaction à $1 \mu\text{s}$. Lorsque la vitesse de combustion devient suffisamment rapide, la réaction est quasiment instantanée et provoque une DDT très rapide.

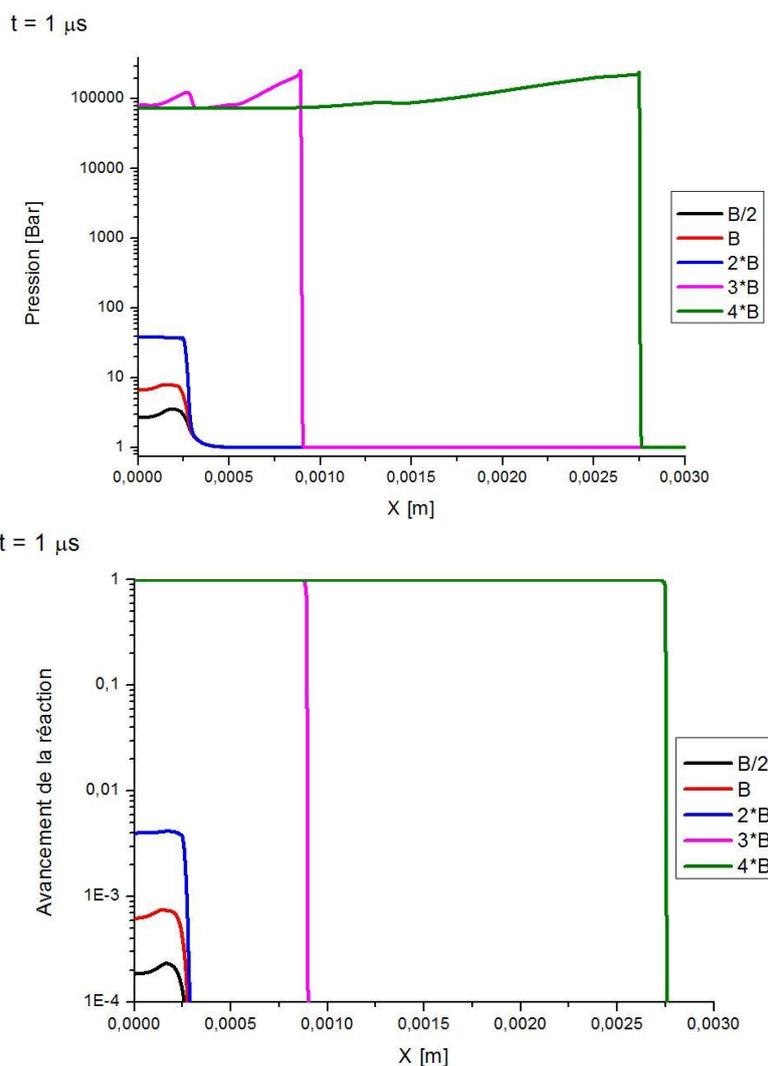


Figure 3-23 : Variation du coefficient β du taux de combustion de l'explosif et effet sur la pression et l'avancement de la réaction.

Les conséquences de la variation de la masse volumique sont présentées sur la *Figure 3-24*. Le diamètre initial des particules est supposé constant et de même valeur que

précédemment, à savoir $6,78 \mu\text{m}$. La valeur de la surface spécifique diminue donc avec l'augmentation de la densité de chargement conformément à l'équation [1-7a]. L'équation d'état utilisée pour ces simulations est l'équation HOM (voir **Chapitre 1 – 3.6.3**), car elle ne nécessite pas de recalculer ses coefficients dès que la masse volumique initiale de l'explosif est modifiée, ce qui est requis avec l'équation d'état JWL.

L'utilisation d'une équation d'état différente pour ce cas explique les différences de résultats qui peuvent survenir avec les courbes précédentes, concernant la propagation du front de combustion. Qualitativement, les résultats restent néanmoins comparables entre eux. Cela illustre l'importance du choix de l'équation d'état dans la modélisation.

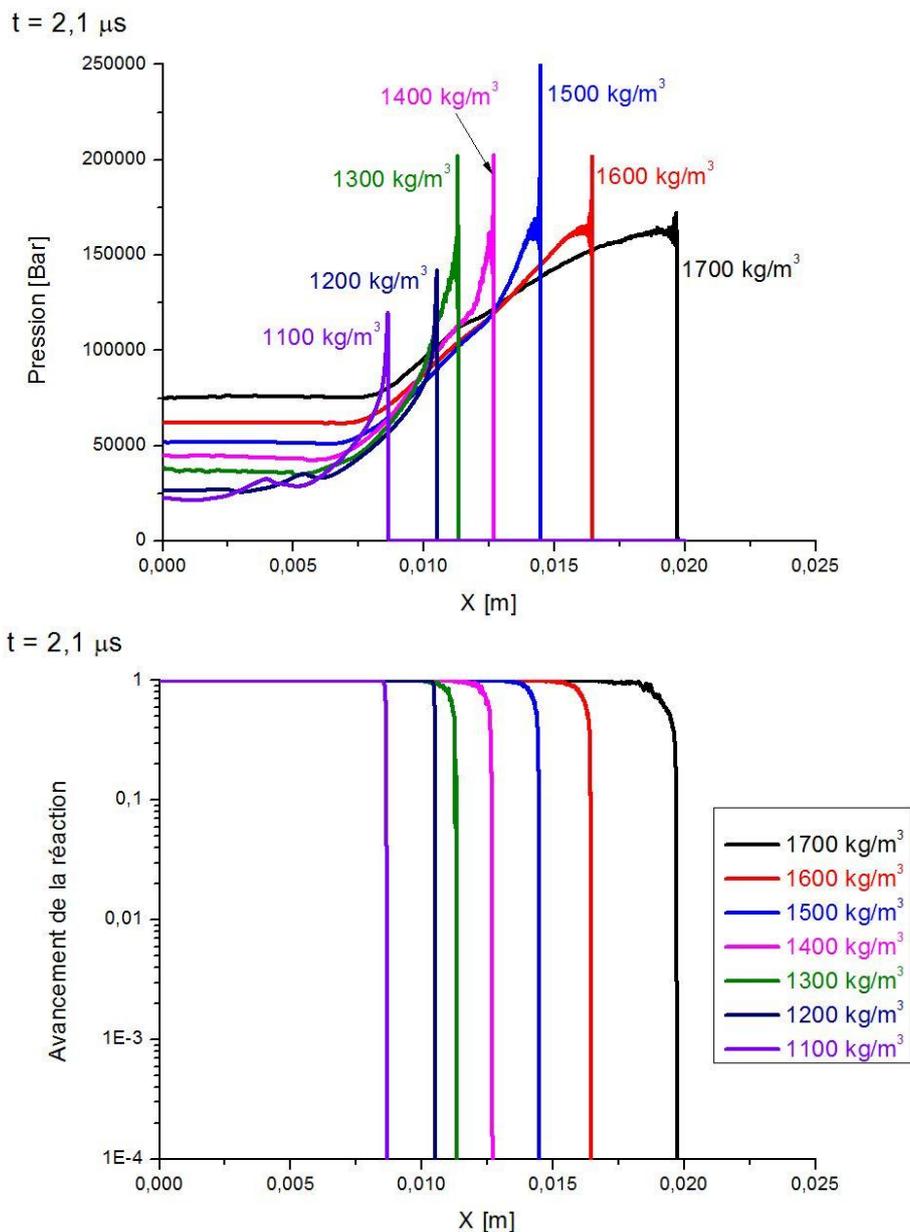


Figure 3-24 : Variation de la masse volumique de l'explosif et effet sur la pression et le l'avancement de la réaction.

La première observation est que l'onde se propage plus rapidement (la vitesse de détonation augmentant linéairement avec la masse volumique) et que les niveaux de pression atteints augmentent lorsque la masse volumique est plus importante. Dans un volume constant, l'augmentation de la masse volumique traduit en effet une quantité d'explosif plus importante, et donc une plus grande énergie libérée lors de la réaction.

Une seconde remarque est que la zone de réaction est plus épaisse pour des masses volumiques importantes. Son épaisseur est ainsi de 3-4 mm dans le cas d'une masse volumique de 1700 kg/m^3 , alors qu'elle est de moins d'un millimètre avec une masse volumique de 1100 kg/m^3 . Lorsque la masse volumique augmente, il y a une compétition entre l'augmentation de pression qui accélère la réaction, et la réduction de la porosité de la charge (donc de la surface de l'explosif accessible à la combustion), ce qui « ralentit » la réaction avec des coefficients constants pour le taux de combustion. La réduction de la granulométrie compenserait en partie l'effet dû à la masse volumique, puisqu'une petite granulométrie augmente sensiblement la valeur de la surface spécifique comme le montre l'équation [1-7a].

3.4 Limites et conclusions partielles

Le programme *EFAE* permet d'étudier la combustion d'un explosif condensé dans un volume isochore et fermé, en prenant en compte l'ensemble des caractéristiques de l'explosif (nature, granulométrie, masse volumique, équation d'état). Par ailleurs, les conditions initiales et la méthode d'initiation thermique de la charge peuvent être contrôlées. Dans le cadre de cette étude, une fonction laser pour l'amorçage de la charge a ainsi été ajoutée, ce qui permet de reproduire les conditions expérimentales et industrielles.

Ces possibilités offertes par le code nécessitent néanmoins de renseigner de très nombreuses données, lesquelles influent sur les résultats. Il est indispensable de lever certaines inconnues par une phase d'étalonnage qui concerne à la fois les caractéristiques numériques et les propriétés du matériau énergétique. Cet ajustement n'a malheureusement pas pu aboutir à un jeu de données satisfaisant, puisque les simulations montrent l'apparition très prématurée d'une détonation avec tous les explosifs considérés.

Malgré tout, le programme *EFAE* est adapté pour l'étude qualitative des paramètres évoqués jusqu'à présent et associés aux caractéristiques de l'explosif, notamment sa nature (i. e. ses propriétés thermodynamiques), sa granulométrie et sa densité de chargement. Il apparaît que la modification de la granulométrie et de la densité de chargement ont un effet majeur sur le comportement de l'explosif. Cela peut s'expliquer par la grandeur de la surface spécifique, qui dépend de ces deux derniers paramètres. La surface spécifique traduit la surface exposée à la combustion, et conditionne par conséquent à la fois la vitesse de combustion, l'épaisseur de la zone de réaction et le profil de pression résultant. Cette valeur est donc fondamentale dans la sécurité et les performances du dispositif.

Toutefois, il apparaît que l'effet de l'augmentation de la surface spécifique n'est pas monotone sur la DDT, et que dans le cas de pores très petits (impliquant une valeur élevée de surface spécifique), la combustion convective ne peut pas se propager, comme cela est illustré expérimentalement au **Chapitre 2 – 4.3**.

Le code *EFAE* ne peut pas considérer la déformation du confinement. Toutefois, par la création de fichiers de données pouvant être exploités dans le logiciel *LS-DYNA*, *EFAE* assure la continuité dans le suivi des résultats, et permet l'analyser des autres paramètres influents.

4. Etude de la structure par LS-DYNA

La chambre de combustion du DOP (voir *Figure 2-11*) se déforme sous l'effet de la réaction, et le cisaillement dynamique de l'opercule fermant la chambre permet la création puis la mise en vitesse d'un projectile. L'ensemble de ces phénomènes mécaniques peut être simulé à l'aide du logiciel *LS-DYNA*.

4.1 Présentation générale

LS-DYNA est un logiciel permettant des calculs aux éléments finis de dynamique transitoire, créé en 1976 par John O. Hallquist ([3.3]), et aujourd'hui développé par *Livermore Software Technology Corporation* (LSTC).

Ce logiciel est particulièrement employé dans les domaines de l'automobile, notamment pour les études de crash, mais aussi en aérospatiale ou encore dans certaines technologies biologiques.

LS-DYNA se compose d'un corps exécutable simple (*Figure 3-25*). Son solveur explicite lui autorise la résolution de problèmes multi-physiques, dynamiques et non-linéaires. *LS-DYNA* permet également un couplage thermomécanique, des interactions fluides-structures et un basculement implicite-explicite dans le même calcul.

Parmi ses fonctionnalités générales, il faut noter l'intégration complète des géométries 2D et 3D, ainsi que les formulations spécifiques supplémentaires (formulations Eulérienne, *Arbitrary Lagrangian or Eulerian ALE*, *Smooth Particle Hydrodynamics SPH* ou encore *Element-Free Galerkin EFG*). Chaque nouvelle version (dans le travail proposé, version 971_R7) est complétée par l'apparition de nouveaux modules.

Pour utiliser le logiciel, il suffit de disposer de l'exécutable et d'un fichier d'entrée principal (appelé un « Keyword »). Tous les « Keyword » sont dans un format ASCII et peuvent être préparés en utilisant un éditeur de texte, ou encore à l'aide d'un

préprocesseur. LSTC développe son propre logiciel de pré-processing, *LS-PREPOST*, qui est en licence libre et permet également le dépouillement des résultats.

Le fichier d'entrée ne nécessite pas d'extension, mais il est d'usage de lui attribuer l'extension « .k ». La seule contrainte du fichier est qu'il doit commencer par la ligne de commande « *KEYWORD » et se terminer par « *END ».

Chaque « Keyword » peut inclure des « Sous-Keyword », ce qui permet de décomposer un modèle en plusieurs fichiers d'entrée. Cela autorise par exemple la séparation du maillage et des propriétés du modèle, rendant ainsi le fichier plus lisible et permettant de travailler à part sur l'un des « Sous-Keyword » sans conséquence sur les autres éléments du modèle.

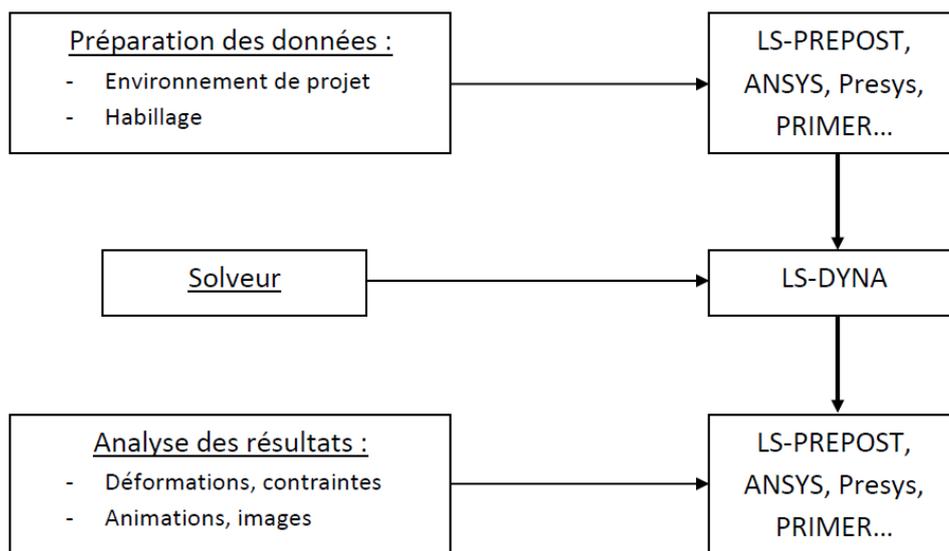


Figure 3-25 : Environnement de LS-DYNA.

L'utilisation de *LS-DYNA* dans ce projet est motivée par son très large catalogue de lois matériaux et d'équations d'état, capables de modéliser l'ensemble des pièces du DOP. Il existe notamment des modèles de combustion pour traiter le processus de Transition Choc-Détonation.

Un autre avantage est la possibilité de pouvoir coupler *LS-DYNA* de manière assez simple avec un autre code de calcul tel que *EFAE*, soit par l'intermédiaire d'une loi utilisateur, soit par l'utilisation de certaines « cartes » spécifiques qui agissent directement sur les variables du modèle. La seconde démarche est suivie dans ce projet.

Enfin, les perspectives de *LS-DYNA* offertes par la création de nouvelles lois utilisateurs laissent des pistes d'amélioration futures des travaux présentés dans le projet.

Le système d'unité *LS-DYNA* est laissé au choix de l'utilisateur. Il est par conséquent nécessaire de fixer un système d'unité cohérent avec les équations de la mécanique. Plusieurs systèmes sont envisageables (Tableau 3-9).

Unités de base			Unités dérivées				
Longueur [L]	Temps [T]	Masse [M]	Force [M][L][T] ⁻²	Pression [M][L] ⁻¹ [T] ⁻²	Energie [M][L] ² [T] ⁻²	Vitesse [L][T] ⁻¹	Masse volumique [M][L] ⁻³
m	s	kg	N	Pa	J	m/s	kg/m ³
mm	ms	g	N	MPa	mJ	m/s	kg/cm ³
cm	μs	g	MdaN	Mbar	10⁵ J	cm/μs	g/cm³
μm	ns	pg	mN	GPa	nJ	km/s	g/cm ³

Tableau 3-9 : Quelques systèmes d'unité existants.

Compte-tenu des dimensions du dispositif et des durées des processus étudiés, le troisième système est utilisé ici (en rouge dans le *Tableau 3-9*).

4.2 Lois de comportement et équations d'état

Cette section présente quelques lois de comportement et équations d'état du logiciel *LS-DYNA* qui servent à l'étude du dispositif.

Les lois de comportement regroupent les propriétés mécaniques et thermiques des matériaux. Deux cartes sont détaillées ici : la carte « Johnson-Cook » qui décrit le confinement en acier, et la carte « High_Explosive_Burn » qui peut être attribuée au matériau explosif pour initier une détonation Chapman-Jouguet (voir section **4.3.4**).

Les équations d'état lient les trois grandeurs fondamentales du système que sont la pression, le volume et l'énergie. Le **Chapitre 1** décrit quelques équations d'état traditionnellement réservées à des gaz et des explosifs solides (voir **Chapitre 1 – 3.6**), notamment la loi « JWL ». La loi « Linear_polynomial » peut servir à décrire l'acier Inox 304L. Le modèle de Lee-Tarver, sous le nom de carte « Ignition_and_Growth_of_reaction_in_HE », est rangé dans la catégorie des équations d'état dans *LS-DYNA*. Il ne s'agit toutefois pas d'une équation d'état, mais d'un modèle complet qui tient compte du mélange entre produits et réactifs et de la cinétique chimique, et qui utilise deux équations d'état (celle du réactif et celle des produits) de type JWL, lesquelles sont directement incluses dans la carte. Ce modèle est utilisé pour la description de l'explosif.

Dans *LS-DYNA*, il est généralement nécessaire d'associer une loi de comportement avec une équation d'état. Parce qu'elle est limitée à la pression, l'équation d'état fournit une description hydrodynamique (fluide). Pour prendre en compte les spécificités du solide (réponse élastique-plastique, endommagement, etc.), il faut lui adjoindre une loi de comportement, qui régit notamment la partie déviatoire du tenseur des contraintes.

4.2.1 Modélisation du confinement et de l'opercule

Le confinement et le projectile du DOP sont tous deux constitués d'acier Inox 304L.

4.2.1.a Loi Johnson-Cook

La loi de Johnson-Cook ([3.14]) est particulièrement adaptée à la simulation du comportement d'un acier soumis à des conditions extrêmes de déformation et de température. Elle couple la description hydrodynamique avec un comportement élasto-plastique, et permet de plus de prendre en compte les effets de la vitesse de déformation et de la température sur la plasticité (viscoplasticité). Cette loi est utilisée pour des problèmes dans lesquels les taux de déformation varient sur un large intervalle, ou pour lesquels il se produit de l'adoucissement thermique.

Lorsqu'un solide est purement hydrodynamique, il se comporte comme un fluide en regard des hautes pressions et des grandes déformations qu'il subit, et son caractère est représenté par l'équation d'état qui lui est associée (voir section **4.2.1.b**). Cela ne traduit pas le comportement réel des matériaux tel que l'élasticité, la plasticité ou un changement de phase.

L'élasticité du matériau est renseignée par le module d'élasticité (ou module d'Young) et le coefficient de Poisson, tant que la contrainte déviatoire σ_d reste inférieure à la limite d'élasticité dynamique \mathcal{A} .

Au-delà de cette valeur, la plasticité est modélisée avec la loi d'écrouissage de Hollomon (équation [3-30]), qui traduit l'augmentation de la limite élastique avec la déformation plastique.

$$\sigma_d = (\mathcal{A} + \mathcal{B}\varepsilon_p^N) \quad [3-30]$$

Avec :

σ_d : contrainte déviatoire, $\sigma_d = -p + \sigma$

p : pression

σ : contrainte

\mathcal{A} : limite élastique

ε_p : déformation plastique équivalente

\mathcal{B} : module d'écrouissage

N : coefficient d'écrouissage

Dans la loi de Johnson-Cook, les contributions de la vitesse de déformation et de la température sur la plasticité sont également prises en compte et complètent l'équation [3-30]. C'est la viscoplasticité. La contrainte déviatoire σ_d est alors donnée par :

$$\sigma_d = (\mathcal{A} + \mathcal{B}\varepsilon_p^N) \left(1 + \mathcal{C} \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) \left(1 - \left[\frac{T - T_0}{T_{fus} - T_0} \right]^M \right) \quad [3-31]$$

Les termes supplémentaires qui apparaissent à l'équation [3-31] sont :

- \mathcal{C} : coefficient sur la vitesse de déformation
- $\dot{\varepsilon}$: vitesse de déformation plastique
- $\dot{\varepsilon}_0$: vitesse de déformation plastique de référence
- M : exposant sur la température
- T : température
- T_{fus} : température de fusion du matériau
- T_0 : température de référence

Dans l'équation [3-31], lorsque le coefficient « \mathcal{C} » est nul, il n'y a pas de contribution de la vitesse de déformation. Lorsque le terme en « M » est nul, il n'y a pas de contribution de la température. Lorsque « \mathcal{A} », « \mathcal{B} » et « N » sont nuls, il n'y a pas de contribution élasto-plastique, et le solide est purement hydrodynamique. Lorsque « \mathcal{A} » n'est pas nul, et que « \mathcal{B} » et « N » sont nuls, le solide est plastiquement parfait. Il n'y a donc pas d'écrouissage.

Ces coefficients sont propres à chaque matériau, et sont susceptibles de varier sensiblement d'une étude à l'autre dans la littérature, y compris pour un même échantillon.

Les coefficients utilisés pour cette thèse dans la loi Johnson-Cook de l'acier Inox 304L sont détaillés dans le *Tableau A5-1* de l'**Annexe 5**. Ces données sont tirées de la thèse de Maurel-Pantel ([3.15]), dans laquelle sont regroupées des données pour plusieurs types d'acier. La loi a été caractérisée par des essais de compression dynamique sur barres de Hopkinson, qui consistent à transmettre des impulsions mécaniques à travers un matériau pour en étudier la réponse et identifier ainsi les coefficients correspondants par comparaison aux mesures.

Les propriétés mécaniques et thermiques de l'Inox 304L peuvent être tirées du *Tableau 1-13* pour compléter la carte.

4.2.1.b Equation d'état pour l'Inox 304L

L'équation d'état qui décrit le caractère hydrodynamique du milieu est formulée à l'aide d'une expression polynomiale appelée « Linear_Polynomial » dans *LS-DYNA*. Cette équation se présente sous la forme suivante :

$$p = \mathcal{P}_0 + \mathcal{P}_1\mu + \mathcal{P}_2\mu^2 + \mathcal{P}_3\mu^3 + (\mathcal{P}_4 + \mathcal{P}_5\mu + \mathcal{P}_6\mu^2)e_{v0} \quad [3-32]$$

Où $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$, avec $\frac{\rho}{\rho_0}$ le rapport de la masse volumique sur la masse volumique de référence. p est la pression. e_{v0} correspond à l'énergie interne volumique initiale. Les coefficients \mathcal{P}_i sont déterminés par les formules suivantes, issues d'une identification entre l'équation [3-32] et le développement limité à l'ordre 2 de la forme de Mie-Gruneisen pour la phase condensée non réagie (voir **Chapitre 1**, équation [1-48]) :

$$\mathcal{P}_0 = p_0 \quad [3-33a]$$

$$\mathcal{P}_1 = \rho_0 C_s^2 - \frac{\Gamma_0}{2} p_0 \quad [3-33b]$$

$$\mathcal{P}_2 = \rho_0 C_s^2 (2s - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \rho_0 C_s^2 \quad [3-33c]$$

$$\mathcal{P}_3 = \rho_0 C_s^2 (s - 1)(3s - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \rho_0 C_s^2 (2s - 1) \quad [3-33d]$$

$$\mathcal{P}_4 = \mathcal{P}_5 = \Gamma_0 \quad [3-33e]$$

Avec p_0 la pression de référence, s le coefficient hydrodynamique dans l'Hugoniot de choc, C_s la vitesse du son dans l'Hugoniot de choc et Γ_0 le coefficient de Gruneisen. Le comportement dynamique est dans ce cas entièrement décrit par les grandeurs ρ_0 , C_s , s et Γ_0 . A partir des valeurs de ces paramètres issues du *Tableau 1-13*, et des équations [3-33a] à [3-33e], un jeu de coefficients de la loi « Linear_Polynomial », donné en **Annexe 5**, peut être déterminé pour l'acier Inco 304L (*Tableau A5-2*).

4.2.1.c Cisaillement de l'opercule

En plus des lois de comportement et des équations d'état, une loi d'endommagement doit être intégrée au disque de fermeture métallique (ou opercule) pour permettre la rupture en cisaillement à l'origine du projectile.

Une possibilité pour modéliser la rupture dans *LS-DYNA* consiste à réaliser une « érosion » du maillage, autrement dit à une suppression de certaines de ses mailles, qui survient lorsqu'un critère de rupture est atteint. Cette érosion s'accompagne d'une perte de la conservation de masse et d'énergie dans le maillage.

Un premier critère de rupture simple est fourni par la carte appelée « Add_Erosion ». Il s'agit d'une carte matériau qui se cumule avec une autre carte matériau en usage (par exemple, avec la loi Johnson-Cook). Elle permet de définir la valeur limite d'une ou de plusieurs grandeurs physiques (parmi lesquelles la déformation, la contrainte élastique, la contrainte de Von-Mises, etc.), au-delà de laquelle les éléments du maillage concernés sont érodés.

Un critère de rupture plus sophistiqué est disponible et peut être activé dans la loi matériau Johnson-Cook, à la suite des paramètres détaillés en section **4.2.1.a**. Il s'agit d'un modèle à dommages cumulatifs portant sur les déformations, particulièrement adapté à des conditions extrêmes de températures et de pression. Pour un élément de matière, la variable d'endommagement \mathcal{D} est définie par :

$$\mathcal{D} = \sum_t \frac{\Delta \varepsilon_p}{\varepsilon_f}$$

Avec $\Delta \varepsilon_p$ la variation de la déformation plastique au cours d'un pas de temps, et ε_f la déformation équivalente de rupture. Lorsque $\mathcal{D} \geq 1$, la rupture a lieu. La déformation équivalente de rupture est donnée par l'équation [3-34] :

$$\varepsilon_f = \left[\mathcal{D}_1 + \mathcal{D}_2 \exp \left(\mathcal{D}_3 \left[\frac{p}{\sigma_{VM}} \right] \right) \right] \left[1 + \mathcal{D}_4 \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[1 + \mathcal{D}_5 \left[\frac{T - T_0}{T_{fus} - T_0} \right] \right] \quad [3-34]$$

La signification des termes supplémentaires qui apparaissent à l'équation [3-34] est donnée par :

σ_{VM} : contrainte équivalente de Von-Mises

\mathcal{D}_i : i-ème coefficient d'endommagement (constante sans dimension caractéristique du matériau)

Le premier terme $\left[\mathcal{D}_1 + \mathcal{D}_2 \exp \left(\mathcal{D}_3 \left[\frac{p}{\sigma_{VM}} \right] \right) \right]$ indique que la déformation de rupture diminue lorsque la pression hydrostatique augmente. Le second terme et le troisième terme désignent respectivement l'effet de la déformation et de la température.

Les paramètres à renseigner sont les facteurs adimensionnés \mathcal{D}_i qui sont donnés par la littérature. Il existe peu d'information à propos des facteurs de l'acier Inox 304L. Johnson et Cook ([3.14]) donnent les paramètres d'un acier 4340 et d'un fer ARMCO, lesquels se trouvent dans l'**Annexe 5** (Tableau A5-3). L'acier 4340 est plus dur que l'acier Inox 304L, mais ses coefficients peuvent toutefois être choisis pour ce projet. Le fer ARMCO est quant à lui plus mou.

Un avantage du modèle d'endommagement de Johnson-Cook est qu'il prend en compte les effets de l'adoucissement thermique lors de la déformation. L'inconvénient majeur est la nécessité de renseigner cinq coefficients d'endommagement, pour lesquels les données sont très limitées.

En pratique, la conception de l'opercule est telle que la partie séparant la jupe et le futur projectile est celle qui subit les contraintes les plus élevées et se rompt la première, ce qu'ont confirmé les observations microscopiques (voir **Chapitre 2 – 5**). Il s'agit d'une rupture très nette, caractéristique de la formation de bandes de cisaillement adiabatique (ASB, voir **Chapitre 1 – 4.2**).

Idéalement, un modèle d'endommagement adéquat devrait donc prendre en compte le phénomène des ASB. Il n'existe pas de tels modèles dans la version de base de *LS-DYNA*. La création d'une loi utilisateur peut permettre d'en implémenter un dans le logiciel. Un exemple est le travail de Longère et Dragon ([3.16]). Cela n'a néanmoins pas été effectué pour cette thèse.

A défaut d'un modèle adapté aux ASB, une solution pour se rapprocher de cette configuration consiste à séparer numériquement l'opercule en deux parties, et à appliquer uniquement le modèle d'endommagement sur la zone de contrainte maximale, de telle sorte que seule cette zone puisse être cisailée. L'autre partie de l'opercule se déforme ainsi sans rupture (voir *Figure 3-26*).

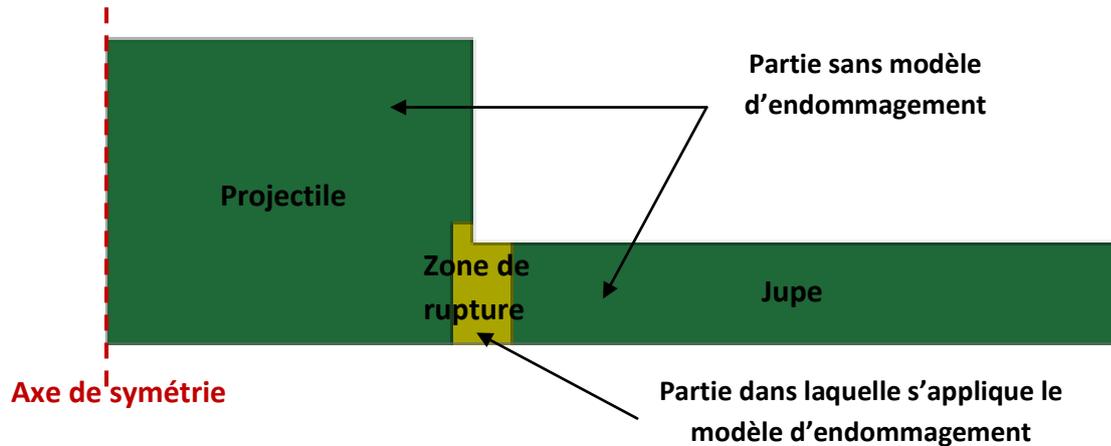


Figure 3-26 : Modélisation de l'opercule en deux parties (visualisation 2d-axisymétrique).

4.2.2 Modélisation du matériau énergétique

Le matériau énergétique est un explosif HMX de masse volumique 1600 kg/m^3 .

4.2.2.a Initiation d'une détonation Chapman-Jouguet

Une première manière de modéliser l'explosif avec *LS-DYNA* consiste à utiliser la loi intitulée « High_Explosive_Burn ». Cette carte s'utilise uniquement avec une équation d'état de type JWL.

L'intérêt de cette loi est qu'elle permet de simuler numériquement le phénomène de détonation selon la théorie Chapman-Jouguet (CJ, voir **Chapitre 1 – 3.4.2**), en imposant l'initiation par une explosion ponctuelle *via* la carte « Initiation_Detonation ».

Ce modèle simple n'est pas adapté à l'étude du DOP où l'initiation se fait à l'aide d'une source laser et où l'étude porte sur l'éventualité d'une Transition Déflagration-Détonation. Néanmoins, cette carte peut être utilisée en première approximation pour étalonner le modèle numérique (voir section **4.3.4**).

4.2.2.b Modèle Lee-Tarver

Le modèle Lee-Tarver ([3.17]) est implémenté dans *LS-DYNA* sous l'intitulé « Ignition_and_Growth_of_reaction_in_HE ». Ce modèle est considéré comme une équation

d'état dans *LS-DYNA*, et doit donc être couplé à une loi de comportement (carte « Mat_Null » qui renseigne uniquement la masse volumique de l'explosif).

Le modèle Lee-Tarver est constitué de deux équations d'état de type JWL (une pour chaque phase), ainsi que d'une équation empirique qui lie la vitesse de réaction locale à la pression et à l'état d'avancement de la réaction (équation [3-35]).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbb{x}}{\partial t} = freq \times & \left[\max \left(0; \frac{1}{\tilde{v}_s} - 1 - ccrit \right) \right]^{eetal} \times (1 - \mathbb{x})^{f rer} \quad \{0 < \mathbb{x} < fmxig\} \\ & + grow1(1 - \mathbb{x})^{es1} \mathbb{x}^{ar1} p^{em} \quad \{0 < \mathbb{x} < fmxgr\} \\ & + grow2(1 - \mathbb{x})^{es2} \mathbb{x}^{ar2} p^{en} \quad \{fmngr < \mathbb{x} < 1\} \end{aligned} \quad [3-35]$$

Avec \mathbb{x} la fraction massique de produits de réaction, $\tilde{v}_s = v_s/v_{s0}$ est le rapport des volumes spécifiques relatif au solide, et où les autres inconnues sont les coefficients associés au modèle Lee-Tarver, lesquels sont davantage détaillés dans la description de la physique du modèle Lee-Tarver de l'**Annexe 6**.

L'**Annexe 5** donne un jeu de paramètres de l'Octogène pour le modèle Lee-Tarver (*Tableau A5-4*). Les coefficients JWL sont ceux déjà utilisés au *Tableau 3-3* pour le code *EFAE*, ce qui est indispensable pour assurer la continuité de la simulation entre les deux codes. Il est important de préciser que les données peuvent varier entre différentes études, y compris sur le même échantillon, et que le modèle est sensible non seulement à la nature de l'explosif, mais également à la granulométrie, à la masse volumique et aux conditions initiales. Pour chaque cas, il est donc nécessaire de repreciser de nouveaux coefficients.

Afin d'initier l'explosif décrit par la loi Lee-Tarver dans *LS-DYNA*, il est nécessaire de lui appliquer une pression locale supérieure à 0,03 Mbar, ou encore d'imposer une vitesse locale de manière à ce que plusieurs mailles soient suffisamment comprimées pour pouvoir débiter la réaction. Une troisième méthode consiste enfin à initier les variables historiques de la loi de comportement *via* la carte « Initial_Stress_Shell ». C'est ce qui est exécuté dans ces travaux et qui permet de transmettre des grandeurs physiques issues du calcul *EFAE* dans le modèle numérique.

Pour chaque loi de comportement et/ou équation d'état dans *LS-DYNA*, il est associé un certain nombre de variables, appelées variables historiques. Leur nombre et leur définition varient en fonction de la loi. Les variables historiques correspondent à des grandeurs physiques (énergie interne, volume, masse volumique, avancement de réaction, etc.) qui sont enregistrées en fonction du temps, pour chaque maille du modèle numérique, et durant toute la simulation.

Le modèle « Ignition_and_Growth_of_reaction_in_HE » dispose de dix variables historiques, notées HISVn où n est le numéro de la variable, dont les significations sont données ci-dessous :

- HISV1 : Energie interne
- HISV3 : Volume
- HISV4 : Température
- HISV6 : Capacité calorifique
- HISV7 : Fraction de gaz brûlés
- HISV8 : Fraction d'explosif non réagi
- HISV9 : Rapport de la masse volumique sur la masse volumique initiale de l'explosif solide

Les autres variables historiques (HISV2, HISV5 et HISV10) ne sont pas documentées. Après différents tests, il apparaît que ces variables inconnues sont sans incidence sur le modèle, et peuvent être initialisées à 0 dans la carte « Initial_Stress_Shell ». Cette carte est davantage décrite dans l'**Annexe 7**.

Les variables principales qui permettent l'interfaçage avec *EFAE* sont l'énergie interne (HISV1), la fraction de gaz brûlés (HISV7) et la masse volumique (HISV9). Les vitesses matérielles doivent également être transmises, mais une autre carte de *LS-DYNA* est utilisée à cette fin (« Initial_Velocity_Node », voir **Annexe 7**).

4.3 Applications de LS-DYNA pour l'étude du confinement du DOP

Les lois de comportement et les équations d'état définies auparavant sont utilisées pour la modélisation du DOP dans *LS-DYNA*. Quelques autres paramètres importants sont abordés dans la suite, laquelle détaille les dernières étapes suivies pour préparer le modèle final.

4.3.1 Choix de la formulation

LS-DYNA permet de choisir entre différentes formulations (Lagrangien, Eulérien, ALE, etc.), en 3D ou en 2D.

La géométrie du dispositif incite à l'utilisation d'un modèle 2d-axisymétrique, qui a l'avantage de simplifier considérablement le maillage et donc de réduire le temps de calcul. Dans *LS-DYNA*, cela se traduit par le choix d'une section coque (« Section_Shell ») de type 14 (ELFORM = 14). L'axe « Y » est imposé pour axe de symétrie par le logiciel.

Compte-tenu de la présence de gaz (les gaz brûlés), une formulation Eulérienne ou ALE pourrait être utilisée. Toutefois, l'utilisation de la carte « Initial_Stress_Shell » pour l'initiation de grandeurs dans les mailles de l'explosif implique nécessairement une formulation Lagrangienne, puisqu'elle n'est pas applicable avec les autres formulations.

4.3.2 Gestion des interfaces explosif/confinement

Un autre aspect à modéliser est le contact entre l'explosif et son confinement. Une gestion automatique peut être laissée au soin du logiciel *LS-DYNA*, via la carte « 2D_Automatic_Surface_To_Surface ». Cette carte met en place une relation nœuds maîtres/esclaves entre les deux parties en contact, reliées entre elles par des « ressorts » numériques dont la raideur empêche l'interpénétration.

Cette carte est utilisée dans la plupart des cas de modélisation, et gère en général efficacement les contacts.

Toutefois, dans ce cas, l'utilisation de la formulation Lagrangienne provoque une distorsion de maille importante. Cela peut mener à des erreurs de calcul et mettre fin prématurément à la simulation.

Une première solution pour pallier le problème consiste à utiliser la carte « Add_Erosion » vue précédemment (voir section 4.2.1.c) sur un critère de déformation, afin de supprimer les mailles dont la déformation devient exagérée. La suppression de mailles de l'explosif entraîne toutefois la non conservation de la masse et de l'énergie, et affecte par conséquent les performances de l'explosif.

Une autre solution consiste à diminuer le pas de temps du calcul. Cette démarche n'est toutefois pas toujours suffisante pour corriger le problème aux interfaces et possède l'inconvénient d'allonger considérablement le temps de calcul. Cette solution est donc limitée.

Une troisième solution consiste à fusionner les nœuds communs entre l'explosif et le confinement aux interfaces. Ces nœuds sont appelés des nœuds doubles, car il s'agit de nœuds distincts possédant les mêmes coordonnées. En supprimant cette double identité, les nœuds sont « soudés », ce qui empêche les singularités mais rend le comportement moins physique puisqu'il n'y a plus de glissement possible entre les deux constituants aux interfaces.

4.3.3 Utilisation de la loi Lee-Tarver pour l'analyse de l'effet de l'épaisseur du confinement

Une première série de simulations a porté sur l'effet de l'épaisseur du confinement sur le comportement du matériau énergétique imposé.

Dans un premier temps, une configuration de tube semblable à celle utilisée pour les observations de la DDT du **Chapitre 2 – 4** et pour les calculs *EFAE* de la section 3.2.3 de ce chapitre est considérée. Il s'agit donc d'une charge cylindrique de rayon 0,2 cm et de longueur 8 cm, entièrement entourée d'un confinement en acier d'épaisseur 0,2 cm. Le modèle Lee-Tarver est appliqué à l'explosif, tandis qu'une loi Johnson-Cook sans

endommagement définit le comportement du confinement. Les entrées sont les valeurs prises dans les tableaux correspondants de l'Annexe 5.

Le tube est ouvert à ses extrémités, et la charge est initiée par l'application d'une pression (Figure 3-27). Des jauges sont positionnées chaque millimètre sur l'axe de symétrie, ce qui permet de relever les pressions dans l'explosif. La première jauge est positionnée au point d'application de la pression, permettant ainsi de visualiser le profil de pression initial imposé pour l'initiation. La taille de maille initiale pour ces simulations est de de 0,01 cm.

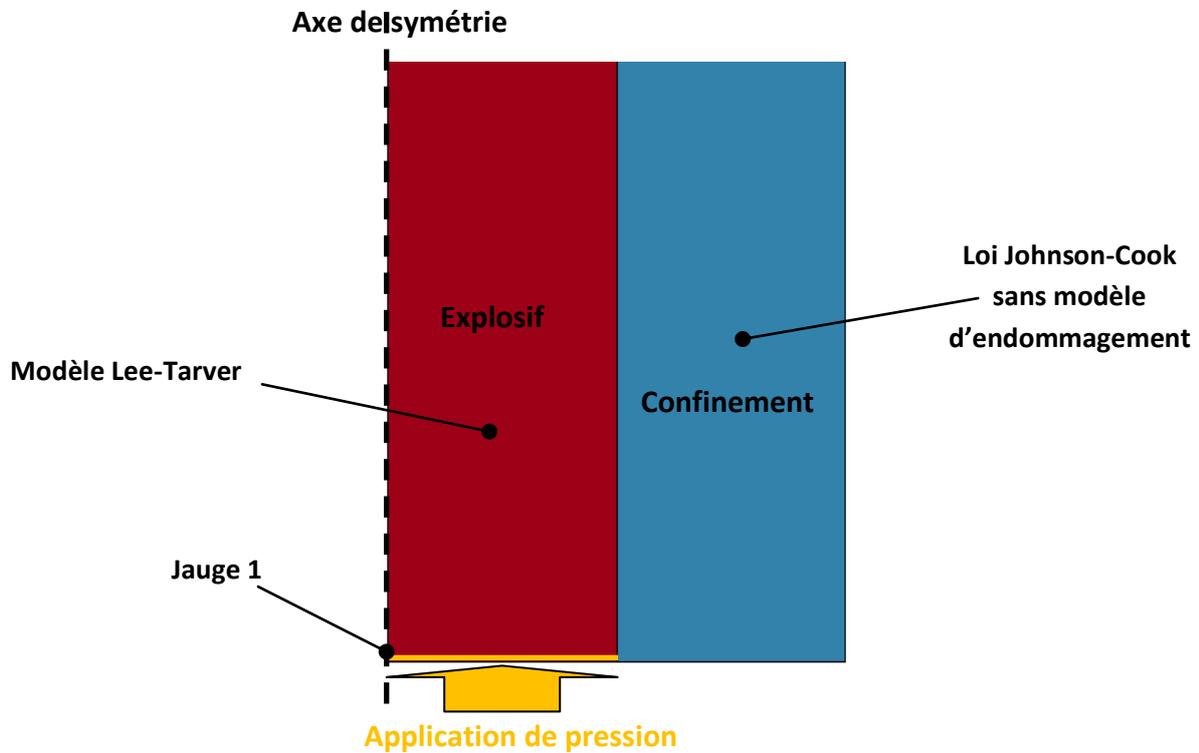


Figure 3-27 : Modélisation 2d-axisymétrique pour l'étude de l'épaisseur du confinement.

La Figure 3-28 affiche les résultats de pression obtenus, et montre qu'une détonation apparaît puis se propage dans le tube, comme dans le cas expérimental avec le lot 100-200.

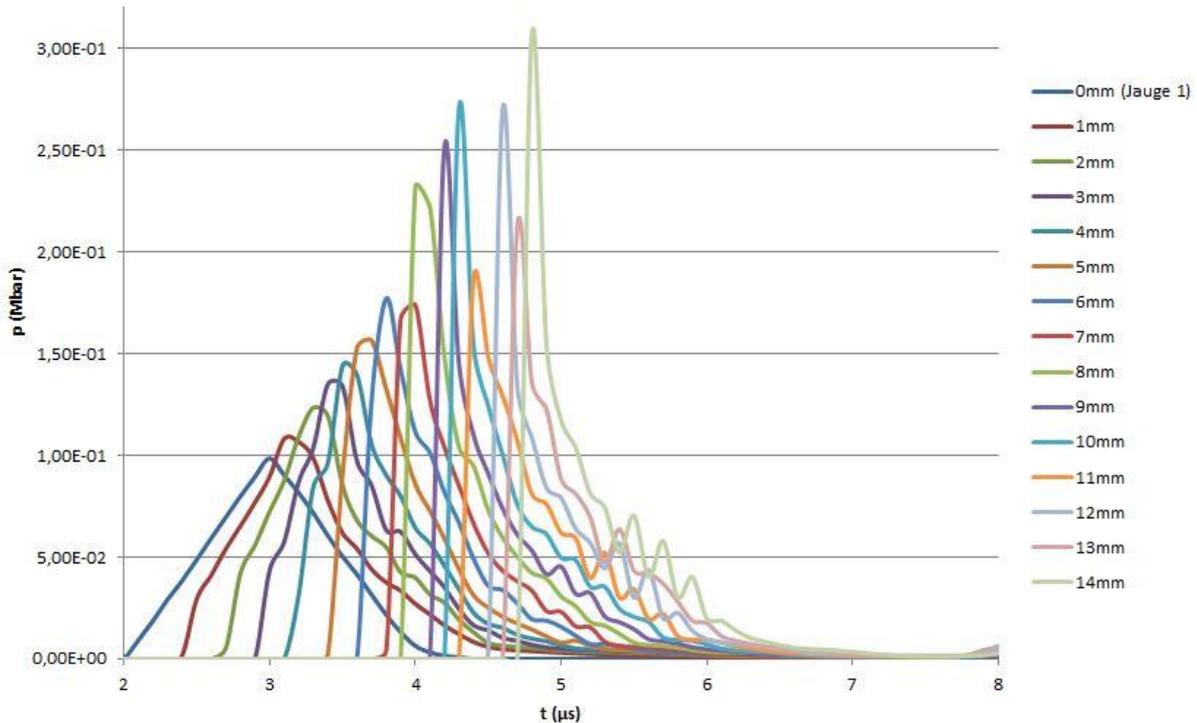


Figure 3-28 : Pressions calculées à différentes distances (données à droite) le long de la charge de diamètre 0,4 cm confinée dans un tube d'épaisseur de paroi 0,2 cm.

Dans la Figure 3-28, la pression augmente subitement et atteint des valeurs typiques de pression Chapman-Jouguet (de l'ordre de 250 kbars d'après le Tableau 3-7 de la section 3.2.3) à partir de la dixième jauge, ce qui correspond à 1 cm de distance dans la charge. Cette longueur peut être assimilée à la distance de transition à la détonation dans le tube. La valeur trouvée est inférieure à celle mesurée expérimentalement dans le cas du 100-200 ($l_{\text{dtt}} = 2,9$ cm, voir Chapitre 2 – 4). Toutefois, il faut noter que le moyen d'initiation est ici différent (par compression et non par induction laser), que les coefficients choisis pour la loi Lee-Tarver et tirés de la littérature ne correspondent pas nécessairement à ceux de cet explosif (il faudrait effectuer pour cela des expériences spécifiques) et que la granulométrie de l'explosif n'est pas prise en compte dans LS-DYNA.

Dans un second temps, la configuration précédente est conservée, mais l'épaisseur du confinement y est modifiée de manière à observer son influence sur le profil de pression dans l'explosif.

Avec un confinement en acier d'épaisseur 0,6 cm, ce qui correspond à l'épaisseur de paroi du DOP (voir Chapitre 2 – 3.2.2), les résultats obtenus montrent que la détonation existe et se propage de manière similaire à celle du cas précédent (Figure 3-29). L'augmentation subite de la pression à des valeurs typiques de l'état Chapman-Jouguet intervient également vers la dixième jauge, soit 1 cm de distance dans la charge.

Au contraire, avec un confinement en acier d'épaisseur 0,05 cm, la pression diminue au fur et à mesure que le front de choc se propage dans le tube, et la détonation n'est pas initiée.

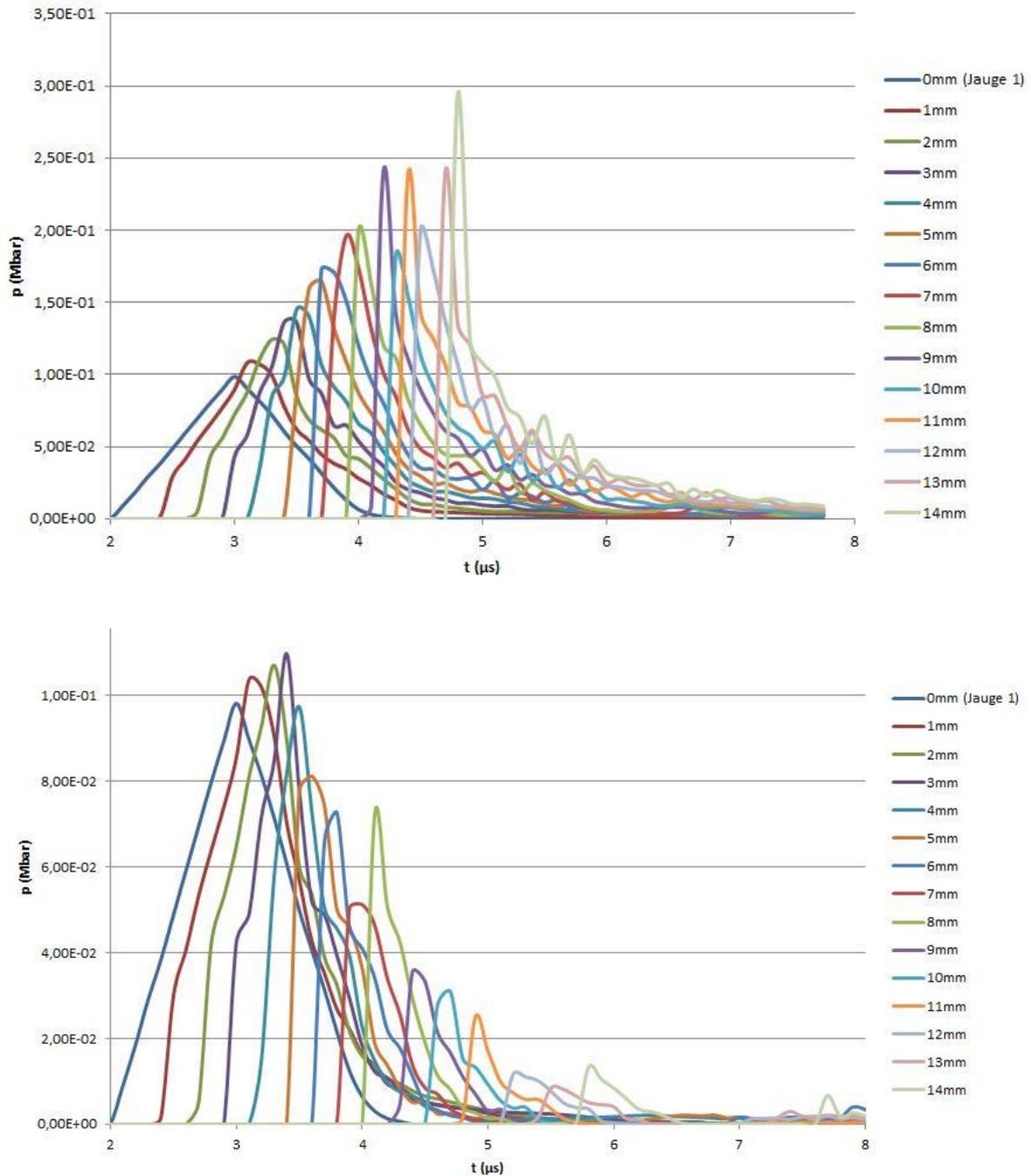


Figure 3-29 : Pressions calculées dans une charge de diamètre 0,4 cm confinée dans un tube d'épaisseur de paroi 0,6 cm (haut) et d'épaisseur 0,05 cm (bas).

Pour analyser l'effet de l'épaisseur du confinement, les courbes des Figure 3-28 et Figure 3-29 sont comparées aux jauges 10 et 15 (Figure 3-30), ce qui correspond respectivement à des distances de 9 mm et 14 mm dans la charge par rapport au point d'amorçage.

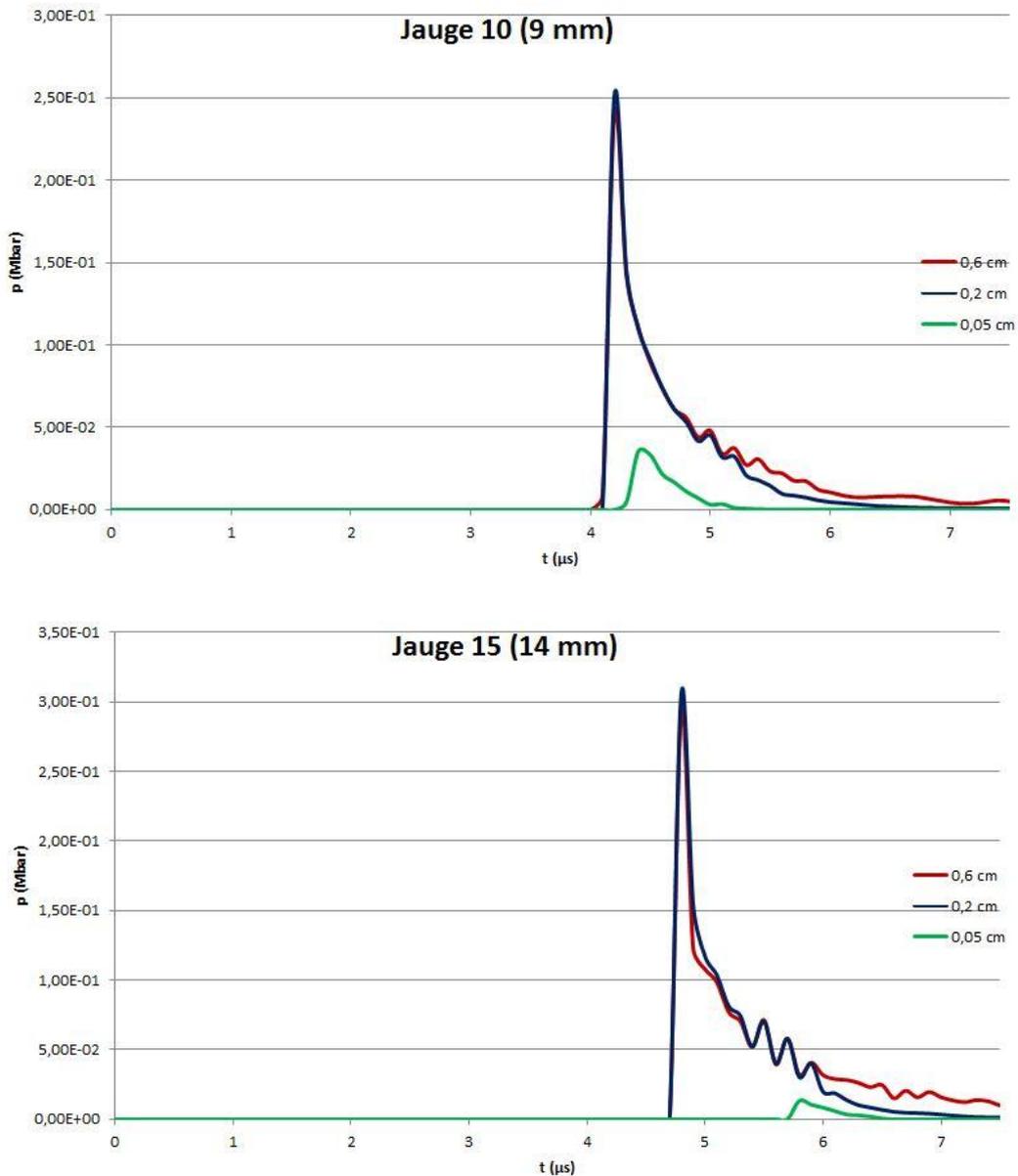


Figure 3-30 : Comparaisons des profils de pression calculés à 9 mm et 14 mm du point d'amorçage avec un confinement de 0,2 cm, 0,6 cm et 0,05 cm d'épaisseur.

Les résultats sont très similaires pour les confinements de 0,6 cm et 0,2 cm. Les résultats obtenus sur la propagation de la détonation sont les mêmes, et les profils de pression ne sont pas modifiés de manière notable. Cela peut s'expliquer par le fait que 0,2 cm d'acier est suffisant pour résister à 300 kbars pendant un temps très court. Une épaisseur de 0,6 cm n'apporte donc rien de plus.

Avec un confinement de 0,05 cm en revanche, le profil de pression est très différent. L'onde se déplace bien plus lentement et les niveaux de pression sont faibles par rapport aux deux cas précédents. Le confinement est trop mince et se déforme trop rapidement pour permettre l'apparition puis la propagation de la détonation.

Cette application illustre l'importance du confinement pour l'apparition de la détonation.

4.3.4 Utilisation d'une détonation pour l'analyse du cisaillement de l'opercule

Une seconde modélisation a été effectuée sur un modèle complet du DOP pour analyser l'effet du cisaillement de l'opercule sur la mise en vitesse du projectile.

Une loi d'endommagement de type Johnson-Cook est utilisée pour simuler la rupture par cisaillement de l'opercule (voir section 4.2.1.c). Ne possédant pas de coefficients propres à l'Inox 304L, les coefficients \mathcal{D}_i d'un acier 4340 ([3.14]) sont choisis dans le projet pour s'appliquer à l'équation [3-34] (Annexe 5, Tableau A5-3). La vitesse résultante du projectile peut être comparée à celle issue du cisaillement d'un opercule dont les coefficients \mathcal{D}_i sont ceux d'un fer ARMCO (Annexe 5, Tableau A5-3).

Pour cela, une détonation est initiée à l'aide de la carte « Initial_Detonation » (voir section 4.2.2.a) dans un explosif « artificiel » dont la pression Chapman-Jouguet est fixée à 15 kbars, ordre de grandeur de la pression maximale attendue dans la chambre de combustion (voir Chapitre 2 – 3.3.3). La charge pyrotechnique a un diamètre de 0,4 cm et une longueur de 0,4 cm.

L'explosif dans ce cas précis ne suit plus le modèle Lee-Tarver, mais son comportement est gouverné par la loi « High_Explosive_Burn » couplée à l'équation d'état JWL. Les propriétés de l'explosif sont choisies de telle sorte que la pression Chapman-Jouguet est fixée à 15 kbars avec une masse volumique initiale d'explosif non réagi de 1,6 g/cm³. L'utilisation des équations [1-24] et [1-25] permet de déterminer les autres paramètres des cartes LS-DYNA (Tableau 3-10).

Grandeur	Notation LS-DYNA	Valeur	Unité
Masse volumique de l'explosif solide	RO	1,6	g/cm ³
Vitesse de détonation CJ	D	0,194	cm/μs
Pression CJ	PCJ	0,015	Mbar
Energie interne volumique e_{v0}	E0	0,00375	(Mbar – cm ³)/cm ³

Tableau 3-10 : Jeu de coefficients pour l'initialisation par détonation ponctuelle d'un explosif artificiel.

La Figure 3-31 illustre les différentes propriétés du modèle. Le projectile résultant possède une longueur de 0,15 cm.

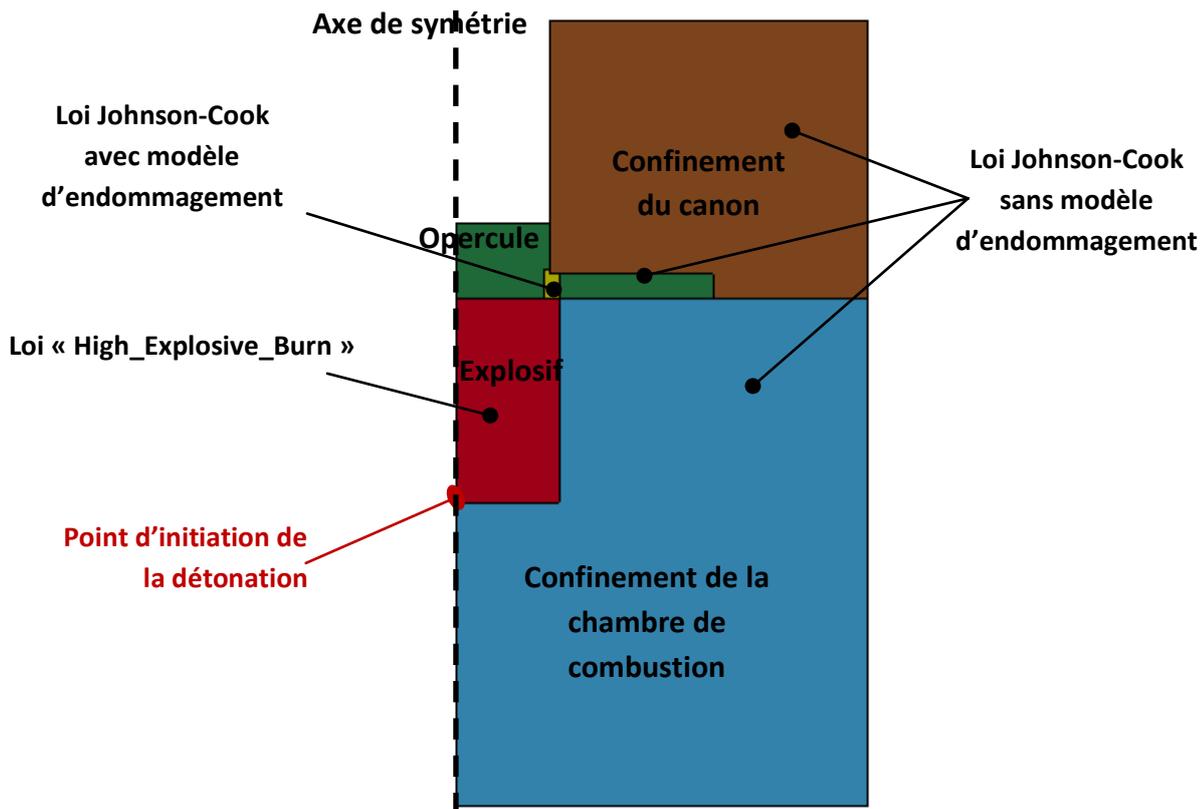


Figure 3-31 : Modélisation 2d-axisymétrique du DOP avec initiation d'une détonation.

Afin d'éviter les erreurs aux interfaces décrites en section 4.3.2, la solution consiste à réunir les nœuds doubles entre l'explosif et les parties en acier Inox 304L. L'élimination des nœuds doubles permet de supprimer les problèmes de pénétration, mais crée en revanche des déformations importantes de mailles comme le montre la Figure 3-32, puisque la fusion des nœuds interdit le glissement.

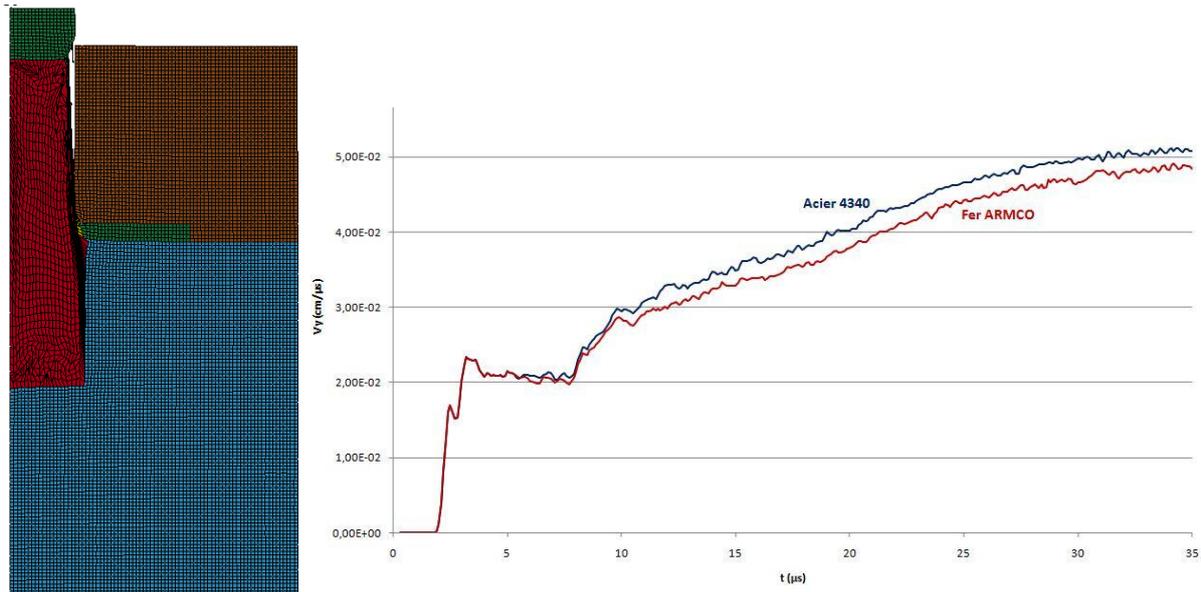


Figure 3-32 : Résultat de la simulation à $t = 20 \mu\text{s}$ et vitesses filtrées (les allers-retours de l'onde dans le projectile n'apparaissent donc pas) du projectile dans le cas d'un acier 4340 et d'un fer ARMCO.

Sur la Figure 3-32, les vitesses de projectile mesurées sur la surface libre à l'axe de symétrie sont comparées dans le cas d'un acier 4340 et d'un fer ARMCO. Les deux courbes ont un profil similaire, mais les vitesses de projectile calculées sont toutefois moins importantes dans le cas du fer ARMCO. Il faut noter que les conditions de mise en mouvement (pression en chambre) sont ici identiques entre les deux simulations, et que les seuls critères du matériau qui diffèrent sont les coefficients \mathcal{D}_i appliqués au niveau de la zone de cisaillement. Les différences obtenues peuvent s'expliquer par le fait que le fer ARMCO est plus mou que l'acier 4340, et donc plus ductile. La rupture en cisaillement nécessite davantage d'énergie, laquelle n'est pas utilisée pour la propulsion du projectile. Les différences entre les deux matériaux apparaissent durant le cisaillement, vers $t = 5 \mu\text{s}$.

La vitesse de projection obtenue au bout de $35 \mu\text{s}$ de simulation est de l'ordre de 510 m/s pour l'acier 4340, et de 490 m/s pour le fer ARMCO. Par rapport aux essais expérimentaux, la vitesse est plus faible, bien que l'ordre de grandeur soit correct. Les conditions ne sont toutefois pas identiques, puisque les effets de la granulométrie ne sont absolument pas pris en compte ici.

La vitesse augmente subitement à partir de $2 \mu\text{s}$, ce qui correspond au temps mis par l'onde pour parcourir la distance séparant le point d'amorçage de la détonation de l'opercule ($0,4 \text{ cm}$ à la vitesse de $0,194 \text{ cm}/\mu\text{s}$). La vitesse se stabilise ensuite autour de $0,02 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (200 m/s) entre $3 \mu\text{s}$ et $8 \mu\text{s}$, avant d'augmenter rapidement de nouveau. Ce palier correspond au temps nécessaire pour le cisaillement et la mise en mouvement du projectile (Figure 3-33).

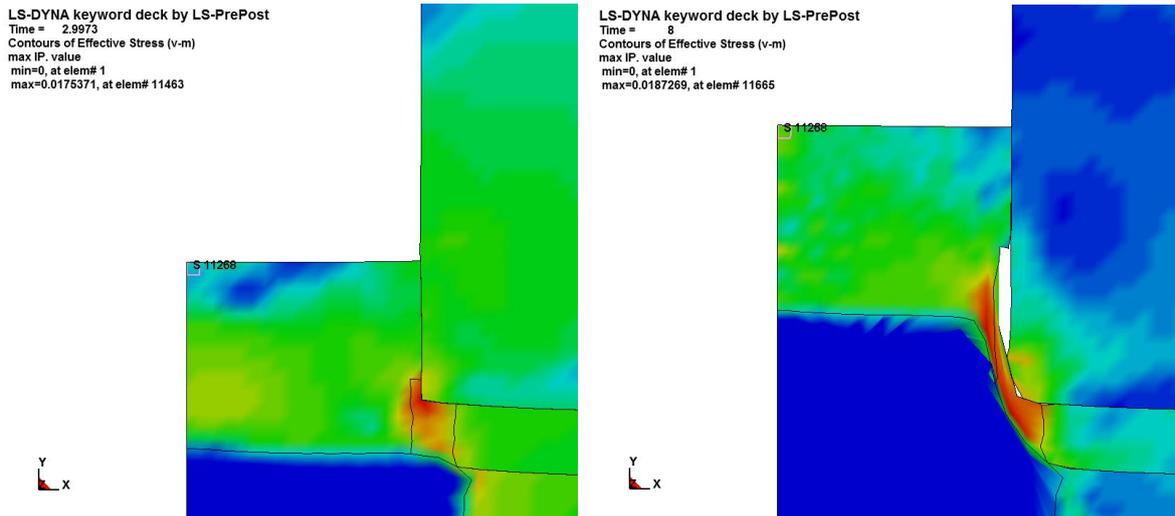


Figure 3-33 : Etat du cisaillement de l'opercule aux temps 3 μ s et 8 μ s avec une loi d'endommagement dont les coefficients sont ceux de l'acier 4340.

L'épaisseur du projectile peut également être variée pour évaluer l'influence sur la mise en vitesse. La longueur de base du projectile lors de la précédente simulation était de 0,15 cm. Les résultats obtenus pour l'acier 4340 sont comparés avec une longueur de 0,05 cm et de 0,3 cm (Figure 3-34). Les conditions de mise en mouvement (pression en chambre) sont à nouveau identiques dans cette étude.

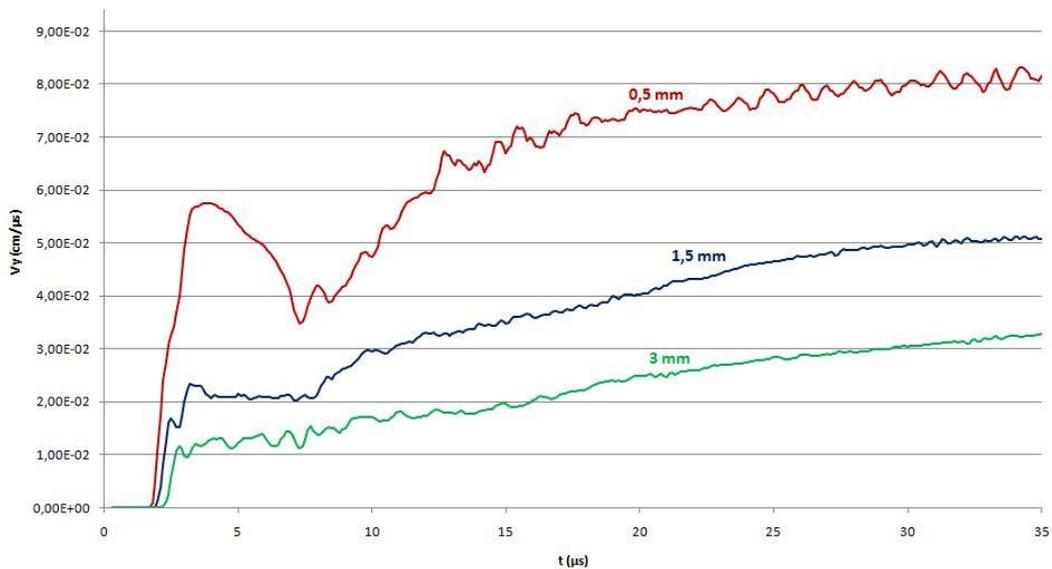


Figure 3-34 : Vitesses moyennées de projectiles de différentes épaisseurs dans le cas d'un acier 4340.

La Figure 3-34 montre que la mise en vitesse du projectile est plus difficile lorsque sa longueur (et donc sa masse) augmente, ce qui rejoint les observations expérimentales du Chapitre 2. Le comportement du cisaillement (entre 3 μ s et 8 μ s) varie également, en raison de la déformation plus importante se produisant avec un projectile mince.

Cette série de simulations montre l'importance du cisaillement et de la géométrie du projectile pour sa mise en vitesse.

Compte-tenu des résultats obtenus et des corrections effectuées aux interfaces, l'utilisation d'un modèle Lee-Tarver pour l'explosif peut être envisagée pour l'étude du comportement du DOP. L'initiation de ce modèle ne sera plus réalisée par une explosion ponctuelle mais des données physiques générées par *EFAE* seront directement transférées au modèle *via* les variables historiques de la loi.

4.4 Bilans

Le confinement influe sur le profil de pression en chambre, et donc sur la propulsion du projectile. Le matériau utilisé, les dimensions de la chambre, et surtout la manière dont est réalisée l'étanchéité, conditionnent les profils de pression. Un confinement fort favorise l'apparition de la détonation, à condition toutefois que le diamètre intérieur du tube dépasse le diamètre critique et que la longueur de charge soit suffisante.

La géométrie, le mode de cisaillement et la rupture du disque sont également essentiels pour la mise en vitesse du projectile. Un projectile plus long, et donc plus lourd, est bien entendu plus difficile à propulser, ce qui confirme les observations expérimentales.

Les propriétés du matériau utilisé conditionnent le déroulement du cisaillement, en agissant notamment sur la loi de comportement et sur le modèle d'endommagement. Les coefficients d'endommagement de deux matériaux (acier 4340 et fer ARMCO) ont été appliqués, et ont montré que des différences existent selon que le matériau soit plus dur (acier 4340) ou plus mou (fer ARMCO). La difficulté consiste, pour cette étude, à acquérir les coefficients d'endommagement pour un acier Inox 304L, dont les propriétés au cisaillement se situeraient entre l'acier A4340 et le fer ARMCO.

Le logiciel *LS-DYNA* simule les interactions entre l'explosif et le confinement, la déformation de ce dernier, et la rupture du disque de fermeture de la chambre de combustion. Il est toutefois limité dans l'étude des explosifs, ne pouvant prendre en compte l'effet de la granulométrie, de la porosité, ou de la surface spécifique. Il dispose néanmoins du modèle de combustion de Lee-Tarver, susceptible de convenir à partir d'une pression de quelques milliers de bars, et qui peut être envisagé lors du couplage séquentiel avec *EFAE*.

5. Interface entre les codes *EFAE* et *LS-DYNA*

Les étapes de la partie 4 de ce chapitre ont permis de définir les lois de comportement et les équations d'état nécessaires à la conception du modèle, ainsi que les différents moyens permettant d'assurer le bon déroulement du calcul.

Le dernier point à valider est la méthode d'initialisation des données, qui s'effectue à l'aide d'une interface entre *EFAE* et *LS-DYNA* écrite en langage *JAVA*.

L'objectif de l'interface est de permettre la lecture de certaines grandeurs physiques issues du code de calcul *EFAE*, puis d'assurer leur transfert et leur intégration dans un modèle *LS-DYNA* pour la poursuite de la modélisation.

EFAE s'appuie sur la théorie d'écoulement multiphasique (voir **Chapitre 1 – 3.5.2**) pour modéliser la combustion isochore de l'explosif confiné. Lorsqu'une pression est atteinte, *EFAE* stoppe son calcul et génère un fichier formaté de données qui peut être exploité dans *LS-DYNA* (voir section **3.1.5**). Ces données sont les valeurs (en unités S.I.) enregistrées dans chaque maille du modèle pour plusieurs grandeurs physiques à l'instant de l'arrêt.

Les grandeurs indispensables pour assurer la continuité des phénomènes physiques entre *EFAE* et *LS-DYNA* sont la masse volumique du mélange (solide et gaz), l'énergie interne massique du mélange, l'avancement de la réaction et les vitesses du mélange selon les deux axes X et Y.

L'interface *JAVA* est utilisée pour exploiter le fichier formaté généré par *EFAE* de manière à en tirer les grandeurs physiques, de convertir les dimensions de ces grandeurs pour les adapter au modèle *LS-DYNA*, et d'injecter ces données redimensionnées dans chacune des mailles du modèle. L'interface doit également traiter le changement d'axe de symétrie entre *EFAE* et *LS-DYNA*. L'axe « Y » est en effet imposé comme axe de symétrie dans *LS-DYNA*, tandis qu'il s'agit de l'axe « X » dans *EFAE*.

Une carte de *LS-DYNA* appelée « Initial_Stress_Shell » est requise pour l'injection des grandeurs thermodynamiques (masse volumique, énergie interne massique, avancement de réaction), et une carte appelée « Initial_Velocity_Node » pour celles des vitesses matérielles.

L'unique condition indispensable pour assurer ce transfert est que les maillages associés à la chambre de combustion doivent être parfaitement identiques entre *EFAE* et *LS-DYNA*.

La structure de cette interface est entièrement décrite en **Annexe 7**.

5.1 Choix de la pression critique

Au vu de la structure de l'interface, le paramètre essentiel du couplage est la pression critique p^* , qui correspond à une pression maximale acceptable dans les mailles situées en bout de chambre et au contact de l'opercule. Au-delà de cette valeur, le calcul *EFAE* s'arrête et *LS-DYNA* lui succède.

La pression critique est un compromis entre la pression p_1 à partir de laquelle la chambre de combustion se déforme, entraînant une modification du maillage, et la pression p_2 au-delà de laquelle la vitesse et la température entre gaz et particules peuvent être considérées à l'équilibre.

La situation idéale serait que $p_2 < p^* < p_1$, autrement dit que l'équilibre des vitesses et des températures soit atteint avant que la chambre de combustion ne se déforme. Dans la réalité cependant, il semble que $p_1 < p^* < p_2$. La déformation a donc lieu avant l'équilibre des vitesses et des températures.

Une approximation consiste à supposer le volume de la chambre constant tant que l'acier du confinement est dans son domaine élastique et tant qu'il n'y a pas rupture de l'opercule. La pression p_1 peut ainsi être estimée autour de 2000 bars, ce qui est l'ordre de grandeur de la limite élastique de l'acier Inox 304L (voir *Tableau 1-13*).

La pression p_2 est plus difficile à établir dans la mesure où le phénomène associé dépend de nombreux facteurs, dont la granulométrie et la densité de chargement.

Le code *EFAE* permet de positionner des jauges pour acquérir les valeurs de la pression, de la vitesse des gaz et de celle des particules. La *Figure 3-35* représente l'évolution de ces trois valeurs mesurées par une jauge positionnée sur l'axe de symétrie à une distance de 0,4 mm de l'amorçage laser, dans le cas d'une chambre de combustion de 4 mm chargée d'un explosif HMX dont le diamètre des particules est de 6,78 μm et la masse volumique apparente est de 1600 kg/m^3 . Dans ce cas, le calcul prédit que la transition à la détonation a lieu au bout de 2,9 μs à une distance d'environ 0,5 mm de l'amorçage laser (section **3.3.2**).

La *Figure 3-35* montre que les deux vitesses sont assez faibles tant que la pression ne dépasse pas 2000-3000 bars, puis elles s'accroissent sensiblement. La vitesse des gaz est supérieure à celle des particules, jusqu'à ce qu'elles s'équilibrent parfaitement une fois seulement que la détonation a eu lieu.

Un point de repère pour estimer p_2 peut être la pression à partir de laquelle la zone de compaction devant le front de combustion devient suffisamment dense pour empêcher la convection des gaz, et où le déplacement des gaz entraîne alors un déplacement équivalent des particules. Ce phénomène intervient entre le processus de combustion convective et la formation d'une onde de choc, dans ce qui est appelé un régime de combustion compressive (voir **Chapitre 1 – 3.1**). Sur la *Figure 3-35*, cet état est atteint lors de la montée en pression entre les temps 2,938 μs et 2,94 μs et pourrait être établi autour de 15 kbars, ce qui ne permet néanmoins pas l'équilibre des vitesses d'après cette figure. Dans la littérature ([3.18], [3.19]), la pression p_2 est estimée autour de 3000-4000 bars.

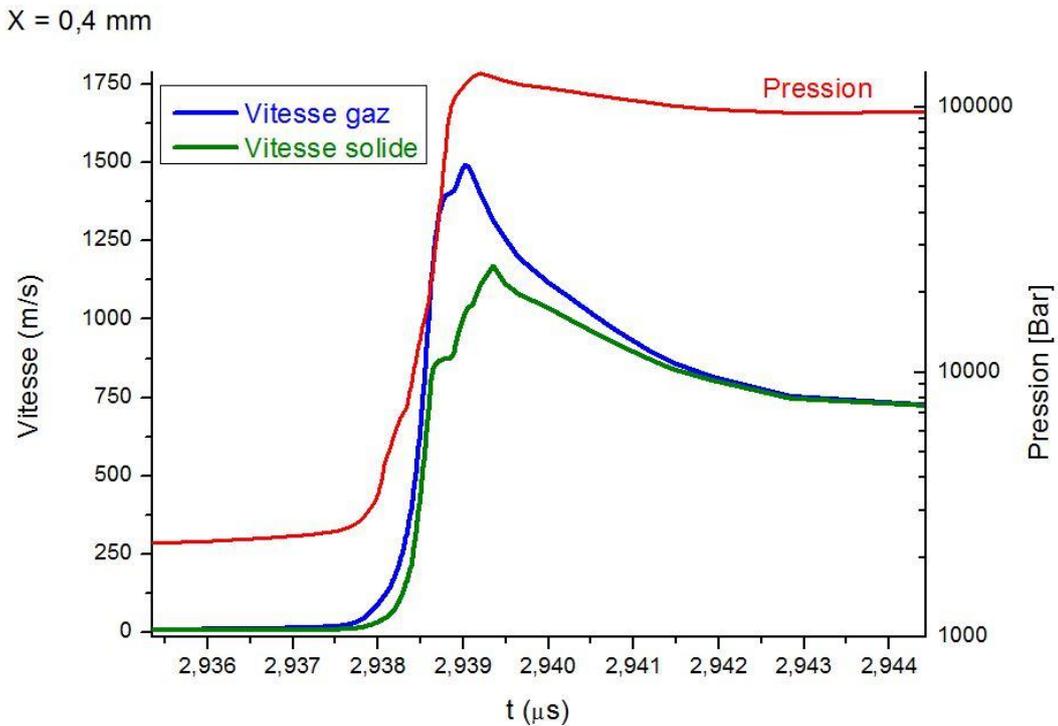


Figure 3-35 : Evolution temporelle de la pression, de la vitesse des gaz et de la vitesse des particules, mesurées par une jauge positionnée en $x = 0,4$ mm et $y = 0$.

La valeur initiale choisie pour la pression critique p^* est de 2000 bars, ce qui respecte donc davantage la condition de non déformation de chambre que celle de l'équilibre de vitesse et de température.

5.2 Utilisation de la carte « Initial_Stress_Shell »

5.2.1 Modèle « 0D »

Avant d'utiliser l'interface JAVA à proprement parler, une première application de la carte « Initial_Stress_Shell » à l'explosif est effectuée sur un modèle simple de LS-DYNA, afin de comprendre, d'analyser et de vérifier ses caractéristiques, cette carte étant peu utilisée dans la littérature.

Cette étape a notamment permis de déterminer la définition et l'implication des différentes entrées de la carte, détaillées en **Annexe 7**.

Pour cela, un modèle dit « 0D » est utilisé (Figure 3-36). Concrètement, il s'agit d'une seule maille possédant les propriétés de l'explosif détaillées dans les sections précédentes (utilisation d'une loi Lee-Tarver, etc.). Parmi les quatre nœuds de la maille, deux nœuds d'une même face sont encastés tandis que les deux autres sont animés d'une vitesse constante. La maille est donc comprimée au fur et à mesure que se déroule la simulation, ce qui permet d'initier la réaction.

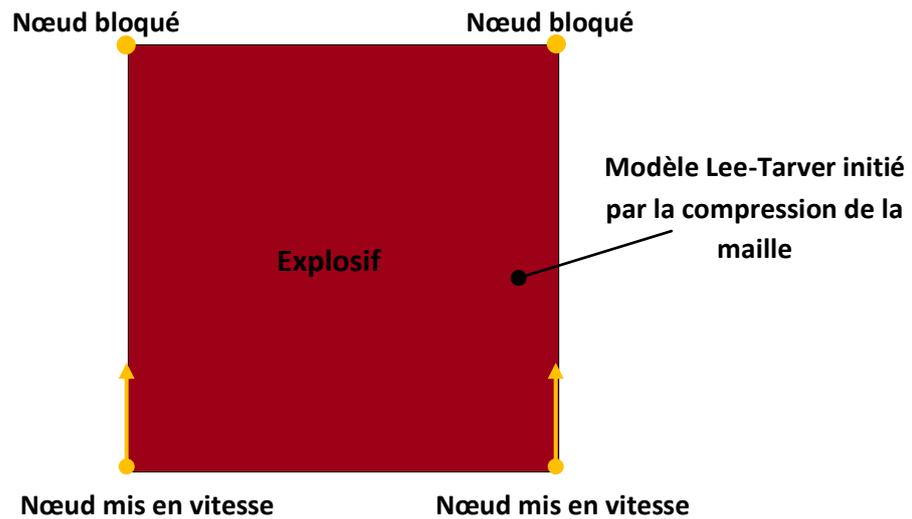


Figure 3-36 : Modèle « 0D ».

Partant du modèle *LS-DYNA* ci-dessus, deux simulations sont réalisées en parallèle. La première consiste à comprimer la maille de manière continue sur une durée déterminée, par exemple 5 μs .

La seconde simulation est semblable à la première, à la différence qu'elle est effectuée en deux étapes. La maille est d'abord comprimée de manière continue sur une durée écourtée, par exemple 2 μs . Ensuite, partant d'une géométrie exactement identique à celle de la fin de cette première étape, la maille est à nouveau comprimée de la même manière que précédemment durant 3 μs , de sorte que la compression totale dure 5 μs . Les propriétés thermodynamiques de la maille sont transmises de la première à la seconde étape par la carte « *Initial_Stress_Shell* » (Figure 3-37).

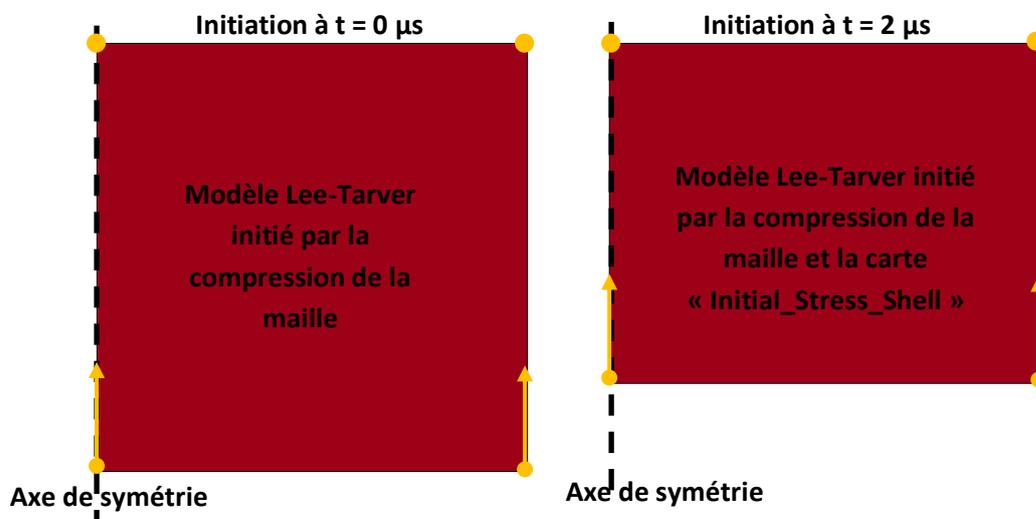


Figure 3-37 : Illustration de la seconde simulation.

Les grandeurs thermodynamiques durant ces deux simulations doivent évoluer de manière identique. *LS-DYNA* permet de générer un fichier (« *dynain* ») dans lequel figurent

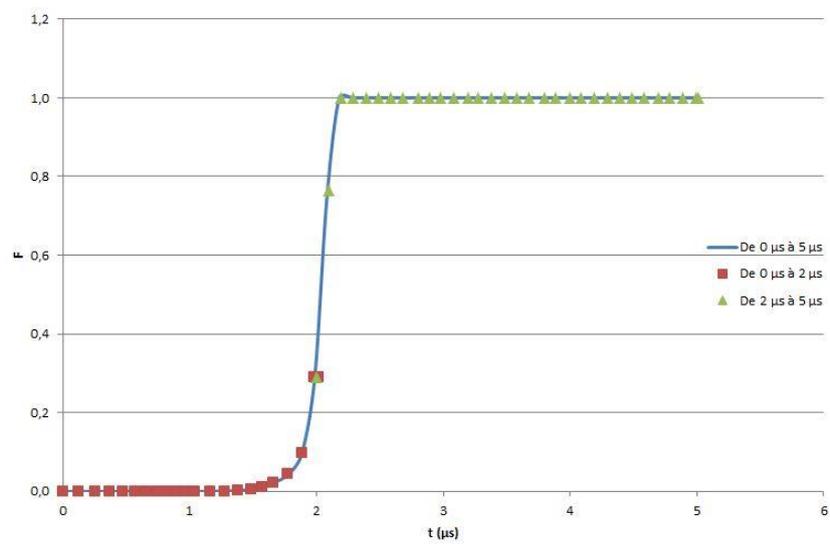
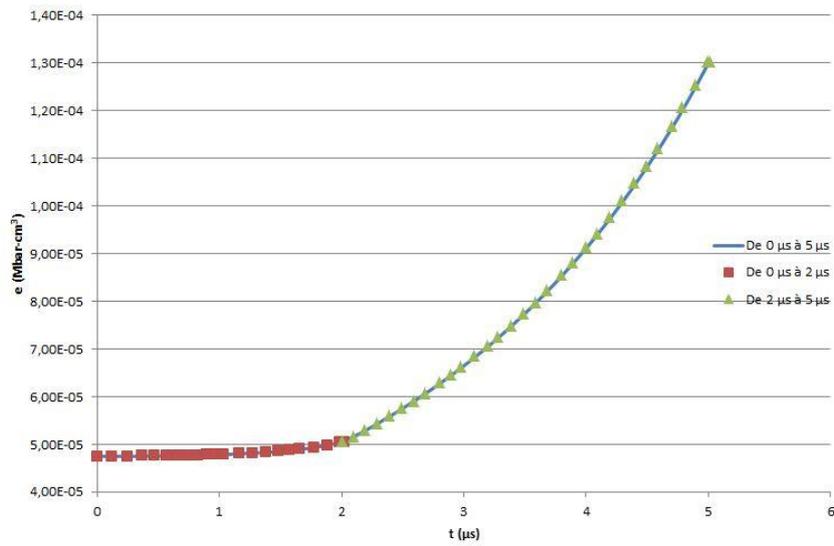
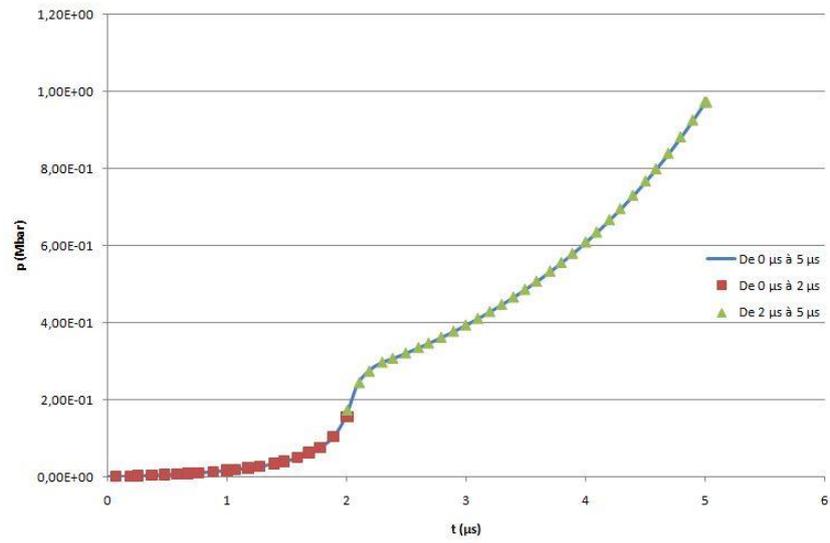
les valeurs des variables historiques à la fin de chaque simulation. Ce fichier est utilisé pour la comparaison (*Tableau 3-11*). Les variables historiques HISV2, HISV5 et HISV10, lesquelles ne sont pas documentées (voir section 4.2.2.b), n'apparaissent pas dans le *Tableau 3-11*.

HISVn	Signification physique	Valeur au bout de 2 μ s	Valeur au bout de 3 μ s après ré-initiation à 2 μ s	Valeur au bout de 5 μ s	Unité
1	Energie interne	$5,0478 \times 10^{-5}$	$1,3034 \times 10^{-4}$	$1,2975 \times 10^{-4}$	10^5 J (ou Mbar-cm ³)
3	Volume	$4,0067 \times 10^{-4}$	$2,4948 \times 10^{-4}$	$2,5023 \times 10^{-4}$	cm ³
4	Température	$7,0120 \times 10^2$	$1,7490 \times 10^3$	$1,7744 \times 10^3$	K
6	Capacité calorifique	$2,4414 \times 10^{-5}$	1×10^{-5}	1×10^{-5}	Mbar/K
7	Fraction de gaz brûlés	$2,9133 \times 10^{-1}$	1	1	-
8	Fraction d'explosif non réagi	$7,6807 \times 10^{-1}$	0	0	-
9	Rapport de la masse volumique sur la masse volumique initiale de l'explosif solide	1,3067	1,3749	1,3726	-

Tableau 3-11 : Résumé des valeurs obtenues aux variables historiques dans LS-DYNA pour les deux simulations du modèle « OD ».

Le *Tableau 3-11* montre que les valeurs finales obtenues pour les deux simulations (en rouge dans le *Tableau 3-11*) sont identiques, à quelques incertitudes près.

Le logiciel LS-DYNA permet de tracer l'évolution des variables historiques au cours du temps. La *Figure 3-38* ci-dessous montre l'évolution des grandeurs physiques principales (celles utilisées dans l'interface) pour les deux simulations. En trait continu apparaît le résultat de la première simulation, tandis que les pointillés concernent celui de la seconde simulation.



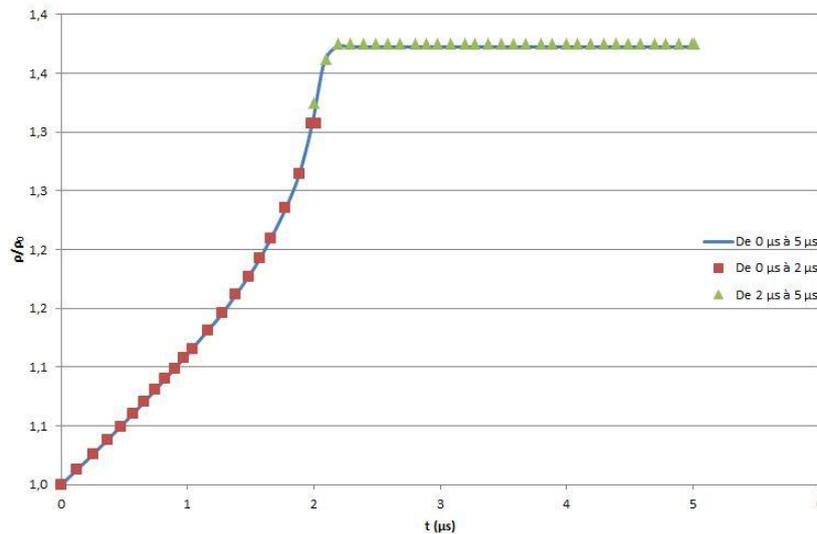


Figure 3-38 : Evolution de quelques grandeurs physiques pour les deux simulations. De haut en bas : pression, énergie interne, fraction de gaz brûlés, rapport des masses volumiques.

Les sauts de valeurs qui apparaissent au même instant sur les courbes de la Figure 3-38 sont dus à l'initiation de la réaction par compression de la maille. Les variations entre les première et seconde simulations sont parfaitement continues, ce qui conforte la pertinence de l'utilisation de cette carte pour l'interface.

5.2.2 Modèle impliquant l'initiation de plusieurs cellules

Le modèle « 0D » ne s'appliquant qu'à une unique maille, il est nécessaire de répéter le même exercice que précédemment sur un maillage constitué de plusieurs cellules en formulation 2d-axisymétrique.

Un maillage de six cellules (trois cellules le long du rayon et deux sur la hauteur) est considéré pour cette étude (Figure 3-39). Les quatre nœuds inférieurs sont mis en mouvement selon une vitesse constante dans la direction de l'axe de symétrie. Les quatre nœuds du milieu sont contraints selon l'axe de symétrie. Les quatre nœuds supérieurs sont encastés. La réaction chimique est donc également initiée par compression des mailles.

Comme dans la section 5.2.1, deux simulations sont réalisées en parallèle, la première de manière continue sur une durée de 5 μs , et la seconde en deux étapes avec injection des données *via* la carte « Initial_Stress_Shell » pour assurer la continuité entre les deux étapes. Les résultats obtenus doivent être identiques pour certifier la cohérence et le fonctionnement de cette carte.

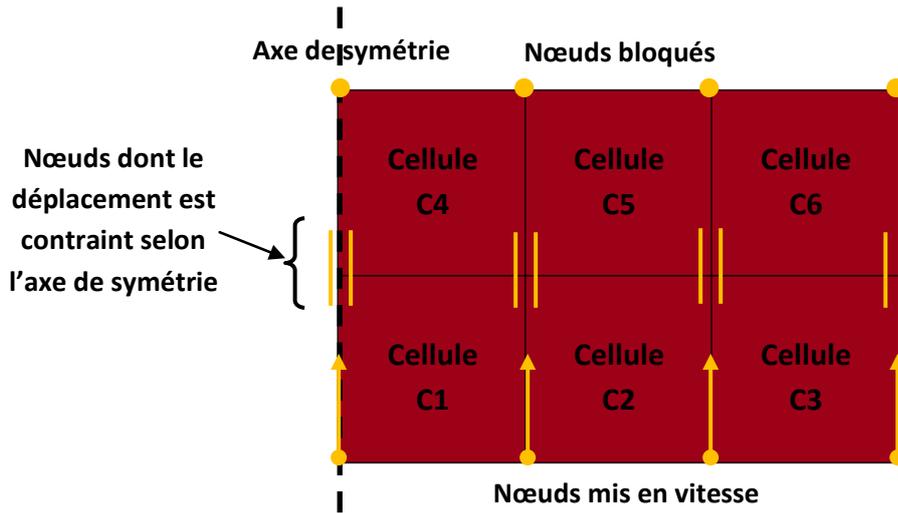


Figure 3-39 : Extension du modèle « OD » à un maillage complet.

La Figure 3-40 présente l'évolution de la pression dans chacune des six cellules durant la première simulation de 5 μ s, et compare ensuite les résultats dans la seconde simulation pour les cellules C3 et C5.

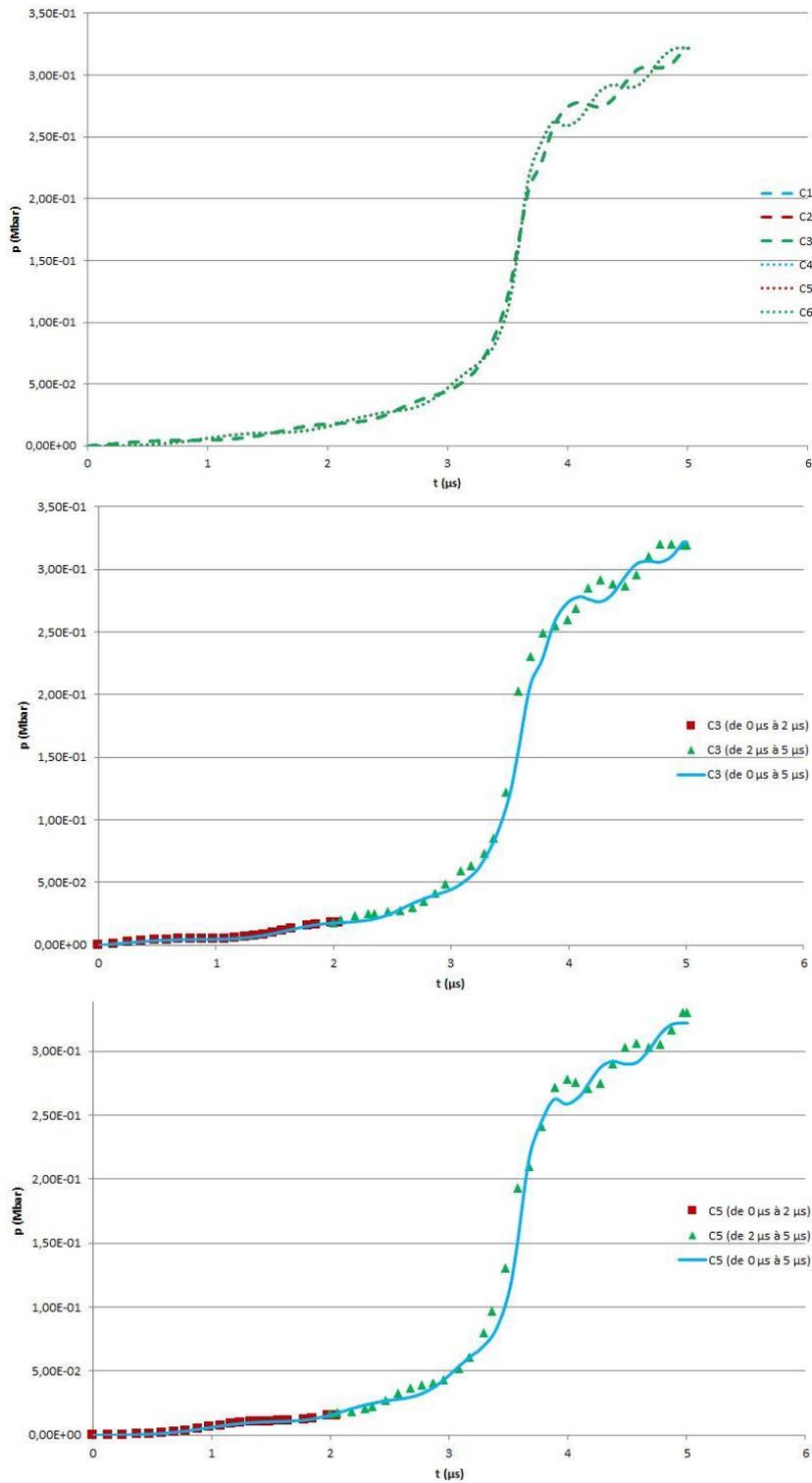


Figure 3-40 : Evolution de la pression au cours du temps (haut) et comparaison entre les deux simulations dans les cellules C3 (milieu) et C5 (bas).

Les résultats obtenus avec la pression sur la Figure 3-40 sont très similaires et montrent que la carte « Initial_Stress_Shell » permet d’assurer la continuité entre les deux simulations, y compris sur un maillage complet.

Ayant testé la validité de la carte « Initial_Stress_Shell » pour la transmission d'information, il est maintenant envisageable de faire appel à l'interface *JAVA* pour la modélisation d'un DOP complet.

5.3 Applications sur un DOP complet

L'interfaçage entre *EFAE* et *LS-DYNA* permet d'étudier le phénomène de combustion du premier étage du DOP depuis l'initiation thermique de l'explosif jusqu'à la propulsion du projectile. Ce modèle est utilisé pour analyser les performances d'explosif de différentes granulométries.

Ces résultats peuvent être comparés avec les mesures expérimentales obtenues dans le **Chapitre 2**.

Le code *EFAE* effectue le début du calcul jusqu'à l'obtention de la pression critique dans l'une des cellules appropriées, fixée à 2000 bars. L'interface *JAVA* est ensuite utilisée pour générer les fichiers adéquats qui se rajoutent au modèle *LS-DYNA* existant. Le modèle du DOP de la *Figure 3-41* avec l'ensemble des propriétés indiquées est considéré pour cette étude.

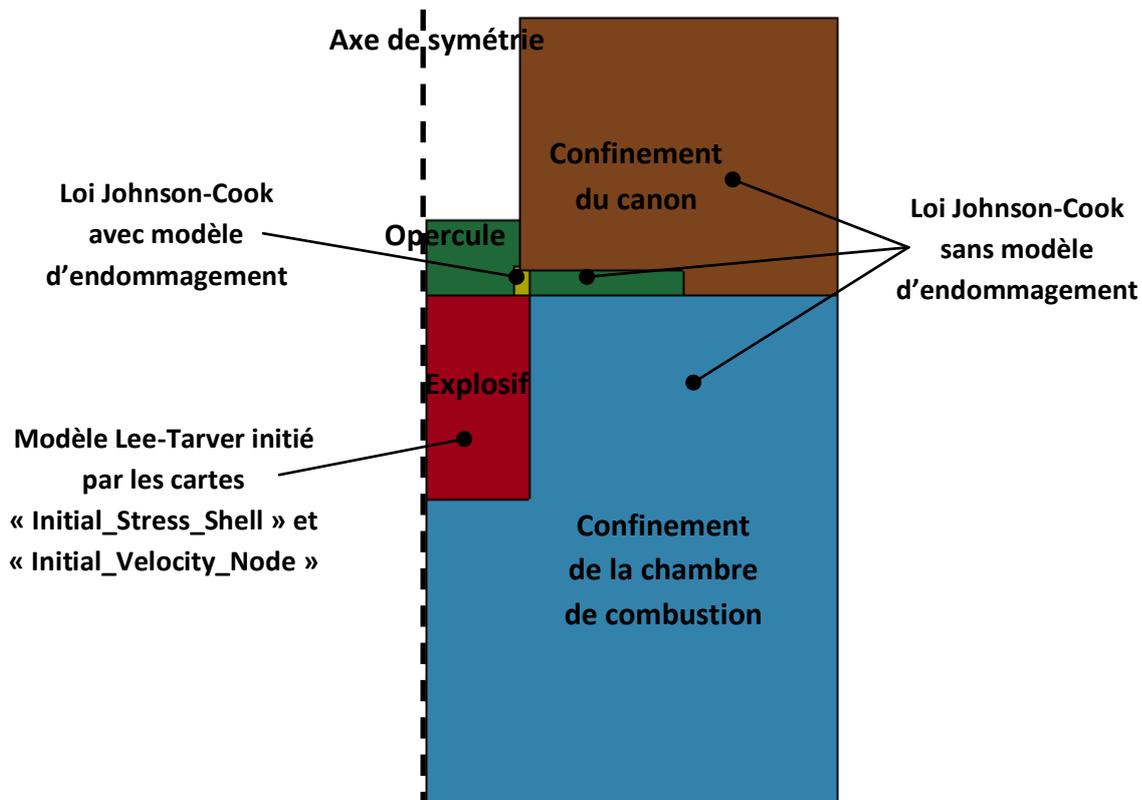


Figure 3-41 : Modélisation 2d-axisymétrique du DOP.

Le maillage utilisé dans le modèle numérique se constitue de mailles carrées de 0,01 cm de côté. Cela signifie que la charge comporte 800 mailles qui couvrent une longueur de

0,4 cm pour un rayon de 0,2 cm. Ce maillage est relativement grossier, surtout en comparaison des capacités du code *EFAE*. Pour une première approche, cela est toutefois suffisant, l'intérêt étant d'obtenir un calcul le plus rapide possible avec une précision satisfaisante.

Les trois lots présentés au **Chapitre 2** (100-200, E, M3C) sont analysés. La *Figure 3-42* présente des résultats de simulation pour la classe 100-200 au temps $t = 12 \mu\text{s}$ (par rapport au début de la simulation *LS-DYNA*, soit $14,9 \mu\text{s}$ par rapport à l'allumage du laser). Une première remarque sur la *Figure 3-42* est que les mailles de l'explosif sont très déformées, ce qui s'explique par l'utilisation de l'approche Lagrangienne, et par le soudage des nœuds communs de part et d'autre de l'interface avec le confinement afin d'éviter des erreurs de calcul, comme expliqué dans les parties précédentes.

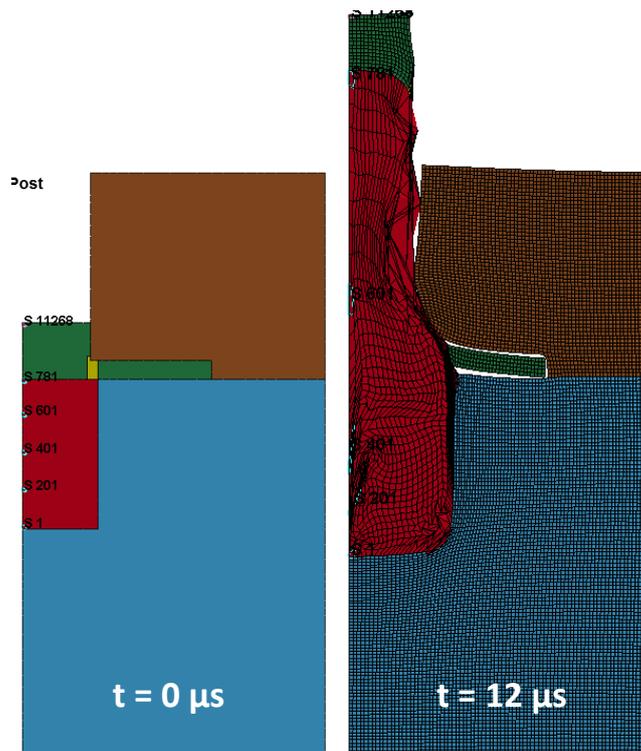


Figure 3-42 : Résultats de simulation *LS-DYNA* pour la classe 100-200 après $12 \mu\text{s}$.

Il apparaît que les résultats de simulation ne varient pas de manière visible avec les autres lots E et M3C par rapport à celui présenté à la *Figure 3-42*.

Le moyen le plus simple par lequel ces différents essais peuvent être comparés est la vitesse du projectile (*Figure 3-43*), laquelle est obtenue par l'insertion d'une jauge dans *LS-DYNA*, localisée sur la surface libre du projectile à l'axe de symétrie (jauge #11268 sur la *Figure 3-42*). La vitesse est confrontée aux mesures par VH décrites dans le **Chapitre 2** (en tirets sur la *Figure 3-43*).

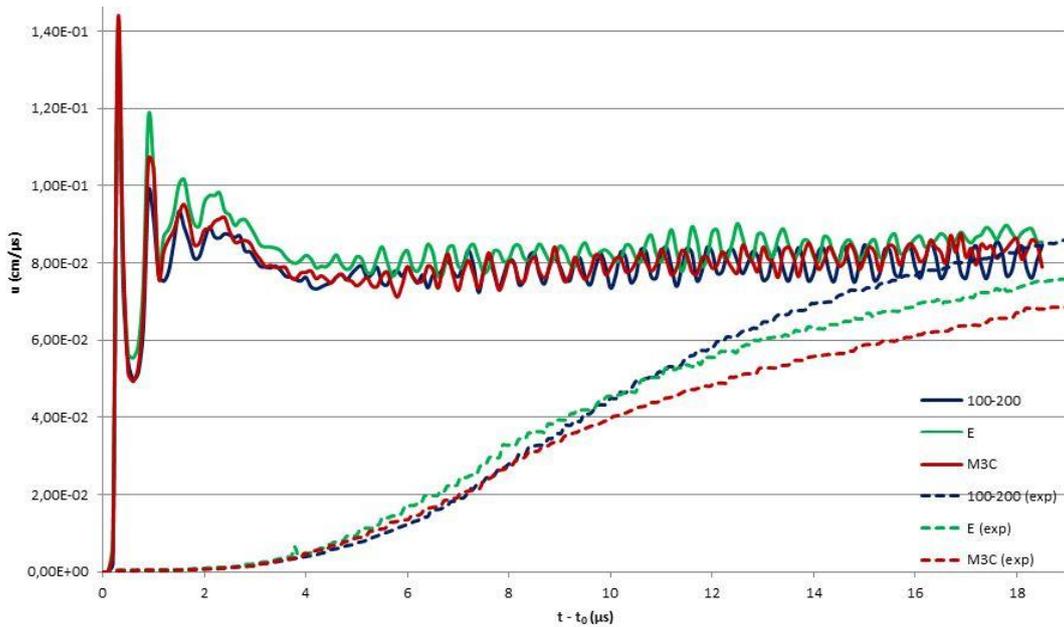


Figure 3-43 : Vitesse du projectile en fonction de la granulométrie initiale (résultats de simulation en trait plein, mesures VH en pointillés).

Les profils de vitesse sont très similaires entre les lots, ce qui est en contradiction avec les différences observées expérimentalement. En d'autres termes, la simulation ne voit pas la différence de granulométrie.

De plus, l'évolution de la vitesse est radicalement différente entre les résultats du calcul et les mesures expérimentales, en particulier sur les premiers instants. En effet, il apparaît des pics élevés de vitesse entre 0 μs et 2 μs pouvant atteindre la valeur de 1400 m/s, avant que celle-ci ne se stabilise autour de 800 m/s. Ces pics résultent de l'apparition d'une détonation, comme cela est détaillé par la suite.

Les oscillations qui apparaissent sur la Figure 3-43 correspondent à des allers-retours d'ondes dans l'épaisseur du projectile. Le Tableau A5-2 (dans l'Annexe 5) donne la vitesse du son utilisée dans la loi de comportement de l'acier constituant le projectile, laquelle est de 0,461 cm/ μs . L'épaisseur du projectile étant initialement de 0,15 cm, le temps mis par l'onde pour le traverser est alors de 0,325 μs , ce qui correspond approximativement à la demi-période de 0,3 μs mesurée entre deux oscillations successives sur la courbe entre les instants 0 μs et 2 μs (Figure 3-44).

Au-delà de 2 μs , le projectile se déforme sous l'effet du cisaillement et de la pression des gaz (voir Figure 3-42), ce qui modifie son épaisseur et donc le temps mis par l'onde pour le traverser. Entre 2 μs et 10 μs , la période est réduite de 0,3 μs à 0,25 μs . L'épaisseur du projectile au niveau de son axe de symétrie passe ainsi de 0,15 cm à 0,125 cm. Il y a une compression du projectile.

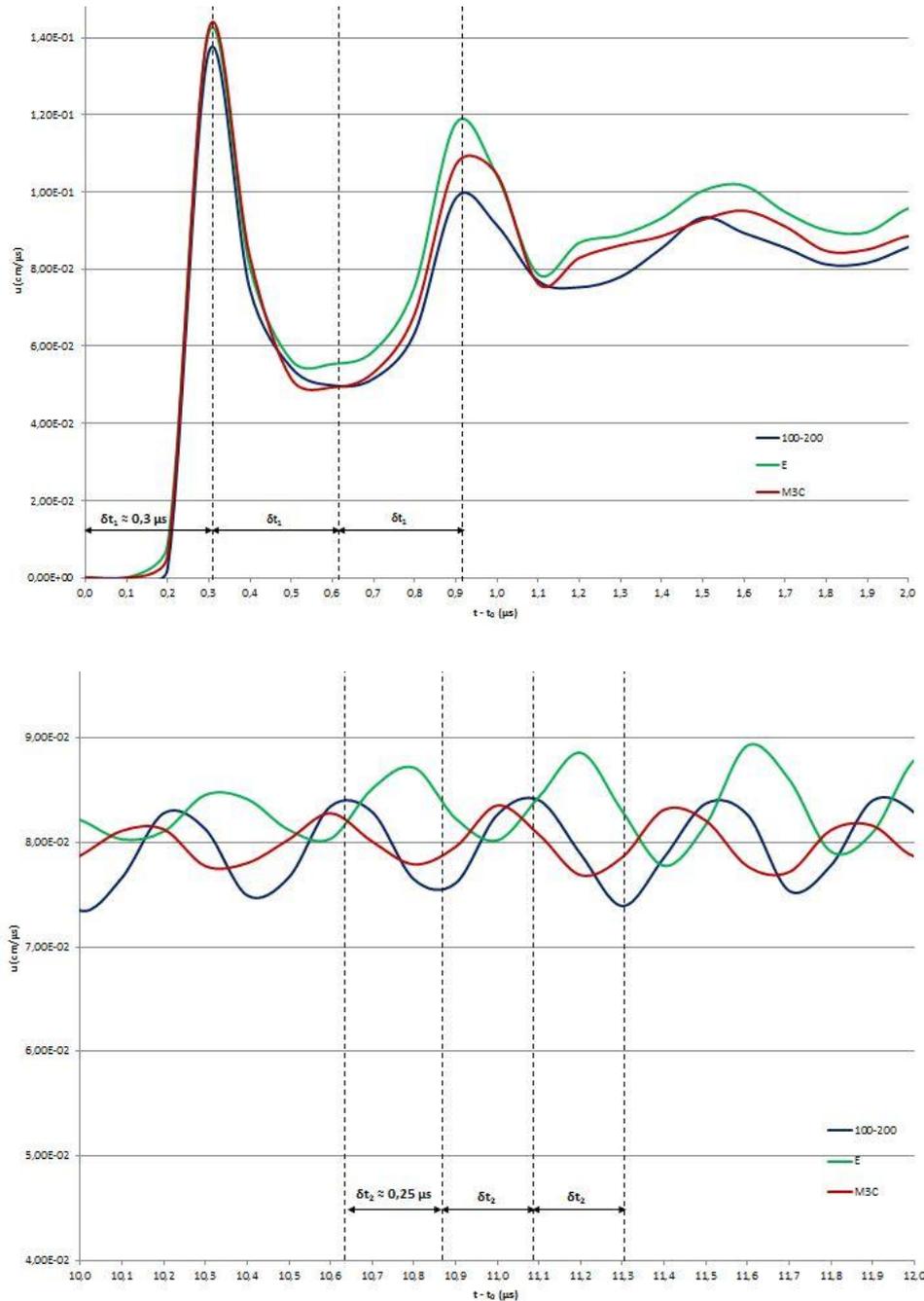


Figure 3-44 : Périodes des oscillations observées à la Figure 3-43 à différents instants.

Malgré tout, la vitesse finale obtenue par le modèle après stabilisation est du même ordre de grandeur que les vitesses expérimentales. Cela pourrait s'expliquer par le fait que l'énergie chimique libérée par l'explosif se répartit principalement entre l'énergie cinétique nécessaire à la propulsion du projectile et les pertes d'énergie dues à la déformation de la chambre de combustion. Compte-tenu de la similitude des résultats entre les lots, il est probable que la rupture de l'opercule se déroule de la même manière dans tous les cas.

Un diagnostic supplémentaire, à l'aide de jauges de pression dans la chambre de combustion, permet de comprendre ce comportement. La Figure 3-45 représente les valeurs

de pression sur l'axe de symétrie en milieu de chambre, soit à 2 mm (jauge #401 sur la Figure 3-42).

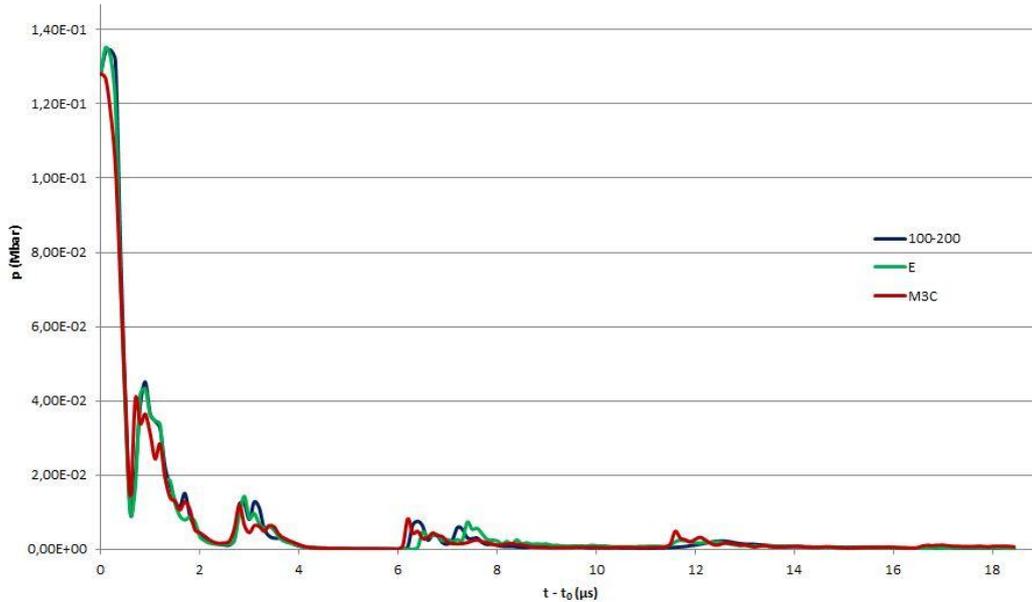


Figure 3-45 : Pressions calculées à 2 mm sur l'axe de symétrie (jauge #401), en fonction de la granulométrie initiale.

Les pressions obtenues y sont quasiment identiques quelle que soit la granulométrie, ce qui rejoint les remarques faites pour la vitesse. La pression enregistrée entre les instants 0 μs et 1 μs est très élevée, de l'ordre de 130 kbars, ce qui est typique d'une détonation. Cela rejoint les résultats des calculs *EFAE* réalisés en section 3.3.2, lesquels ont montré l'apparition systématique d'une détonation prématurée dans la chambre du DOP.

L'apparition d'une détonation à l'intérieur de la chambre explique la non différenciation entre les granulométries sur la Figure 3-43, puisque les mailles dans lesquelles est appliquée la pression critique fixée à 2000 bars sont directement atteintes par l'onde de détonation d'une pression de 100 kbars. Lorsque le calcul est stoppé dans *EFAE*, après avoir détecté la surpression due à cette onde de détonation, la détonation s'est donc déjà répandue dans l'ensemble de la chambre, et l'état thermodynamique dans la chambre est globalement le même quelle que soit la granulométrie initiale.

5.4 Perspectives

Le couplage séquentiel entre le programme *EFAE* et *LS-DYNA* permet d'analyser qualitativement l'ensemble des paramètres susceptibles d'influer sur le comportement du premier étage du DOP, que ce soit les conditions d'initiation thermique, les propriétés de l'explosif ou le confinement de la chambre. Les outils développés sous *JAVA* assurent la continuité de l'état thermodynamique du système lors du transfert entre *EFAE* et *LS-DYNA* par la transmission des grandeurs physiques nécessaires (masse volumique du mélange,

énergie interne massique du mélange, avancement de la réaction, vitesses matérielles du mélange).

Cependant, les résultats finaux obtenus à l'issue de l'interfaçage sont entièrement dépendants des données transmises par *EFAE* au logiciel *LS-DYNA*, et par conséquent de l'étalonnage du code *EFAE*. La principale incohérence est la détonation dans le calcul *EFAE*. L'apparition prématurée de cette détonation au sein de la chambre mène à des résultats erronés à la fin de la simulation dans *LS-DYNA*. L'étalonnage est donc une étape essentielle pour la modélisation et qui reste à finaliser.

En particulier, le choix des coefficients du taux de combustion, issus de données de la littérature pour des tailles de particule de 200 μm , mène à une combustion bien trop rapide. La surface spécifique résultante ne concorde pas avec les mesures expérimentales de surface spécifique, lesquelles ont montré que les grains d'explosif sont fracturés lors de leur chargement en chambre, ce qui réduit leur taille effective par un facteur de 10 à 20 par rapport à leur taille initiale. Ainsi, l'utilisation combinée de cette surface spécifique réelle avec le taux de combustion mentionné précédemment surestime largement le taux de transfert de masse et sous-évalue le temps et la distance de transition à la détonation.

Une autre source d'erreur résulte des valeurs d'entrée pour les lois utilisées dans *LS-DYNA*, principalement pour les lois Lee-Tarver et Johnson-Cook. Ces valeurs sont actuellement tirées de la littérature pour des matériaux *a priori* comparables. Toutefois, il a été constaté que les coefficients sont assez sensibles et peuvent être très différents d'un matériau à l'autre, y compris entre deux matériaux de même nature.

Pour les coefficients de la loi Johnson-Cook, il est nécessaire de réaliser des essais de compression dynamique sur barres de Hopkinson. Pour ceux de la loi Lee-Tarver, des campagnes expérimentales propres à chaque lot d'explosif, avec sa composition, sa granulométrie et ses propriétés fixées, sont indispensables.

L'acquisition de ces données reste inévitable pour l'obtention de simulations en meilleur accord avec les mesures expérimentales.

Références bibliographiques du Chapitre 3

- [3.1] Khasainov, B. A., & Veyssiere, B. (1996). Initiation of detonation regimes in hybrid two-phase mixtures. *Shock Waves*, 6, 9-15.
- [3.2] Khasainov, B. A., Presles, H.-N., & Vidal, P. (2003). Numerical Simulation of Ammonium Nitrate/Aluminium Mixtures in Underwater Detonation Tests. *5th Symp. on High Dynamic Pressures*, (pp. 143-154).
- [3.3] Hallquist, J. O. (1990). *LS-DYNA User's Manual (Nonlinear Dynamic Analysis of Solids in Three Dimensions)*. Livermore Software Technology Corporation.
- [3.4] Nigmatulin, R. I. (1970). *Prikl. Matemat. Mekh.*, 34, 1097-1112.
- [3.5] Boris, J. P., Landsberg, A. M., Oran, E. S., & Gardner, J. H. (1993). *LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations*. Naval Research Laboratory, Washington DC.
- [3.6] Meyer, R., Köhler, J., & Homburg, A. (2007). *Explosives*. Wiley-VCH.
- [3.7] Victorov, S. B., & Gubin, S. A. (2006). A double-front structure of detonation wave as the result of phase transition. *Shock Waves*, 15(2), 113-128.
- [3.8] Tarver, C. M., Hallquist, J. O., & Erikson, L. M. (1985). Modeling Short Pulse Duration Shock Initiation of Solid Explosives. *8th Symp. (Int.) on Detonation* (pp. 951-961). Albuquerque: Naval Surface Weapons Center.
- [3.9] Vandersall, K. S., Chidester, S. K., Forbes, J. W., Garcia, F., Greenwood, D. W., Switzer, L. L., et al. (2002). Experimental and modeling studies of crush, puncture, and perforation scenarios in the Steven impact test. *Proceedings of the 12th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 131-139). San Diego.
- [3.10] Beckstead, M. W., Peterson, N. L., Pilcher, D. T., Hopkins, B. D., & Krier, H. (1977). Convective Combustion, Modeling Applied to Deflagration-to-Detonation Transition of HMX. *Combustion and Flame*, 30, 231-241.
- [3.11] Ergun, S. (1952). Fluid flow through packed columns. *Chemical Engineering Progress*, 48, 89-96.

- [3.12] Nigmatulin, R. I., Vaienshtein, P. B., & Akhatov, I. S. (1983, September-October). Transition of Powered Explosive Convective Combustion Into Detonation. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 19(5), 93-97.
- [3.13] Strakovskiy, L., Cohen, A., Fifer, R., Beyer, R., & Forch, B. (1998). *Laser ignition of propellants and explosives*. Army Research Lab Aberdeen proving ground md.
- [3.14] Johnson, G. R., & Cook, W. H. (1985). Fracture Characteristics of Three Metals Subjected to Various Strains, Strain Rates, Temperatures and Pressures. *Engineering Fracture Mechanics*, 21(1), 31-48.
- [3.15] Maurel-Pantel, A. (2009). *Etude expérimentale et modélisation par éléments finis du procédé de fraisage : Applications à l'identification paramétrique des lois de comportement*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon.
- [3.16] Longère, P., Dragon, A., Trumel, H., & Deprince, X. (2005). Adiabatic shear banding-induced degradation in a thermo-elastic/viscoplastic material under dynamic loading. *International journal of impact engineering*, 32, 285-320.
- [3.17] Lee, E. L., & Tarver, C. M. (1980). Phenomenological Model of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives. *Physics of Fluids*, 23(12), 2362-2372.
- [3.18] Belyaev, A. F., Bobolev, V. K., Sulimov, A. A., Korotkov, A. I., & Chuiko, S. V. (1973). *The Transition of the Combustion of Condensed Systems to Explosion*. Moscow.
- [3.19] Bernecker, R. R., Sandusky, H. W., & Clairmont, A. R. (1985). Deflagration-to-Detonation Transition Studies of a Double-Base Propellant. *8th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 658-668). White Oak.

Conclusion générale

Le travail de thèse avait pour objectif d'étudier le fonctionnement du premier des deux étages d'un Détonateur Opto-Pyrotechnique (DOP), dans lequel un rayon laser émis par une diode, et transmis par une fibre optique, initie la combustion d'un explosif secondaire condensé. Cette analyse a mené à la constitution d'un modèle numérique pour simuler le comportement du premier étage où se produit la combustion.

L'étude bibliographique et les premiers essais expérimentaux réalisés à l'ISL ont identifié la combustion qui a lieu dans le premier étage comme les premières phases d'un phénomène de Transition Déflagration-Détonation (DDT) qui ne parvient pas jusqu'à la détonation dans les conditions normales d'utilisation du DOP. Les dimensions millimétriques de la chambre (4 mm) et la rupture précoce de son disque de fermeture métallique empêchent en effet la transition complète, ce qui est absolument indispensable pour assurer la sûreté du dispositif.

La conséquence est que les paramètres qui influent sur le phénomène de combustion du DOP peuvent être considérés comme étant les mêmes que ceux qui influent sur la DDT. Il s'agit de :

- la nature de l'explosif (propriétés chimiques, mécaniques et thermiques)
- la granulométrie de la composition (taille et forme des particules)
- la densité de chargement (ou la porosité)
- le confinement de la chambre de combustion (dimensions, matériau, étanchéité) et la forme du projectile
- les conditions initiales (en particulier les caractéristiques du laser et la température ambiante)

Afin d'analyser ces cinq paramètres et de pouvoir envisager leur hiérarchisation, la démarche a été à la fois expérimentale et numérique.

Conclusions sur les expériences

Les essais expérimentaux, instrumentés par divers diagnostics (vélocimétrie hétérodyne, mesure BET par adsorption de gaz, microscopie), ont permis l'acquisition de nombreuses mesures qui sont venues enrichir les bases de données. Ils ont notamment mis en évidence l'existence de plusieurs phénomènes physiques, lesquels ont pu être approfondis dans le modèle numérique.

La Vélocimétrie Hétérodyne (VH) a constitué le moyen principal pour l'acquisition de données reproductibles et comparables. Les mesures ont été réalisées sur un prototype initial adapté du DOP, conçu de telle sorte que la configuration du premier étage soit

similaire à celle du modèle industriel et que la vitesse du projectile interne puisse être mesurée dans le tube de lancement. Les dimensions et le chargement pyrotechnique du prototype y sont toutefois différents de ceux du dispositif industriel. La quantité d'explosif est notamment plus importante dans l'étude.

Ce prototype de base du DOP a été modifié à plusieurs reprises pour étudier certains paramètres :

- projectile long ou « guidé » (configuration de base de cette étude)
- projectile court pour l'effet de la longueur et de la masse du projectile sur les profils de vitesse et de pression en chambre
- projectile sans jupe pour l'effet du cisaillement et pour le rôle de la jupe sur l'étanchéité de la chambre de combustion
- confinement en verre pour l'effet sur les profils de pression en chambre
- essais de récupération pour l'analyse des projectiles et du mode de cisaillement, ne permettant pas dans ce cas la mesure de vitesse

Trois différents chargements pyrotechniques ont été utilisés dans les configurations du DOP décrites ci-dessus. La nature de l'explosif (HMX) et sa densité de chargement (1600 kg/m^3) sont systématiquement conservées, mais les granulométries sont variées entre le HMX 100-200 (particules de diamètre moyen initial $163,5 \mu\text{m}$), le HMX E (diamètre moyen initial $24 \mu\text{m}$), et le HMX M3C (diamètre moyen initial $4,6 \mu\text{m}$). Chaque explosif est mélangé avec 1% de noir de carbone (en masse) pour faciliter l'amorçage laser, avant d'être chargé par compressions successives dans la chambre de combustion. L'influence de la granulométrie et l'ajout d'un additif sont ainsi pris en compte.

La Vélocimétrie Hétérodyne a montré qu'une grosse granulométrie propulse le projectile à de plus grandes vitesses qu'une granulométrie fine, et que la pression atteinte dans la chambre est plus élevée. Une petite granulométrie est en revanche plus réactive, et la propulsion du projectile y débute plus rapidement. Les écarts de vitesse finale peuvent représenter 20% entre le HMX 100-200 et le HMX M3C, qui sont les lots avec respectivement les plus grosses et les plus fines particules. Ce résultat, surprenant au premier abord puisque la surface spécifique du M3C est plus grande que celle du 100-200, implique que la surface spécifique n'est pas le seul paramètre qui gouverne la propulsion du projectile.

Les mesures permettent également d'estimer les délais d'initiation thermique des chargements pyrotechniques, et montrent que les petites granulométries sont bien plus reproductibles sur ce point. Dans le cas du HMX 100-200, ces délais présentent des écarts particulièrement conséquents.

Les mesures de VH sur les DOP sans jupe ont montré que les vitesses de projectile sont moins importantes que dans la configuration normale, ce qui résulte d'une perte précoce d'étanchéité du premier étage. Les projectiles longs (ou guidés) sont plus lourds et sont propulsés plus lentement, mais au prix d'une meilleure stabilité du projectile en vol et

d'une meilleure étanchéité de la chambre. La récupération et l'analyse de projectiles longs montrent par ailleurs qu'ils sont peu déformés par le cisaillement et qu'ils impactent *a priori* le second étage de manière droite. Les caractéristiques de l'opercule (forme, dimensions, masse du projectile) sont donc essentielles pour l'étanchéité et pour l'initiation du second étage par impact.

La mesure BET par adsorption de gaz sur des échantillons de HMX, pur et graphité, avant et après compression, a permis d'évaluer la surface spécifique, qui caractérise la surface exposée à la combustion. Elle est directement liée à la granulométrie et à la densité de chargement. Si la taille des pores est trop petite, l'accélération de la flamme convective ne peut avoir lieu.

Les mesures ont montré que la compression appliquée sur les échantillons lors de leur chargement en chambre provoque la fracturation des particules et la modification de la répartition du noir de carbone. Ce changement de morphologie est d'autant plus important que la taille initiale des grains est grande, et augmente notablement la valeur de la surface spécifique. Les conditions d'allumage par méthode radiative sont également affectées par la redistribution du noir de carbone.

Selon la classe de HMX étudiée, les particules d'explosif peuvent présenter un aspect quasi-sphérique avec peu d'aspérités et une distribution monomodale de taille de grain (HMX 100-200). Au contraire, l'aspect peut être très granuleux et dégradé avec de nombreux défauts (HMX M3C), ce qui augmente considérablement la valeur de la surface spécifique. La préparation des échantillons avec des ultrasons, y compris à des faibles niveaux d'énergie et sur des temps très courts, pourrait avoir tendance à fragmenter la structure granulaire initiale, en particulier pour les grosses granulométries.

Le remplissage des chambres de combustion semble enfin indiquer qu'une granulométrie fine est moins compressible qu'une grosse granulométrie. Cela implique que la masse d'explosif nécessaire au remplissage complet du premier étage dans les mêmes conditions est légèrement plus importante avec le HMX 100-200 qu'avec le HMX M3C, ce qui augmente la quantité d'énergie susceptible d'être libérée par la réaction.

Une mesure des distances de transition à la détonation a été effectuée à l'aide d'un tube fermé le long duquel des aiguilles détectent la propagation du front de combustion, et éventuellement celle de l'onde de détonation.

Les premiers résultats obtenus sont reproductibles. Ils montrent que le HMX 100-200 transite en détonation 29 mm après le point d'amorçage laser, tandis que le HMX M3C, de granulométrie très fine, ne transite pas en détonation dans le tube de longueur 80 mm. Cela pourrait provenir de la petite taille des pores dans l'explosif M3C, lesquels sont proportionnels à la taille moyenne de particules de l'explosif, empêchant ainsi la pénétration dans le solide non réagi des gaz de combustion responsables de la combustion convective, processus de la DDT indispensable pour le passage à la détonation. Ces résultats peuvent expliquer pourquoi le HMX M3C ne permet pas d'atteindre des niveaux de pression aussi

élevés que le HMX 100-200 dans la chambre de combustion du DOP. Ces essais nécessitent toutefois une confirmation pour validation.

Enfin, la microscopie a révélé deux points importants sur le comportement du confinement.

D'un côté, la chambre de combustion subit systématiquement de la déformation plastique durant la réaction, menant à une augmentation du volume initial qui peut dépasser 10%. La déformation de la paroi latérale est d'autant plus importante qu'elle est proche de la source d'allumage laser et que la taille moyenne de particules est grosse (puisque les pressions sont plus élevées). Les grands taux de déformation localisés dans la zone de la bretelle optique montrent qu'il s'y produit une résistance importante.

Des tests d'étanchéité complémentaires réalisés après-tir sur les bretelles optiques à l'aide d'une presse hydraulique montrent que l'étanchéité est maintenue jusqu'à une pression statique s'échelonnant, selon la granulométrie, de 600 bars (pour le HMX 100-200) à plus de 3800 bars (pour le HMX M3C). Les niveaux de pression atteints durant la combustion conditionnent donc l'intégrité du DOP et sa capacité à maintenir l'étanchéité de la bretelle optique pendant et après le tir.

Le second point qui ressort de l'étude post-mortem du confinement est la formation de bandes de cisaillement adiabatique responsables de la création du projectile, issu du cisaillement puis de la rupture du disque de fermeture métallique du premier étage. Ce mode de cisaillement est la conséquence d'un chargement intense appliqué durant des temps très brefs. La rupture est donc extrêmement rapide, de sorte que la présence d'une jupe perturbe peu la mise en mouvement du projectile. Son rôle principal est d'assurer une meilleure étanchéité et de permettre au projectile d'atteindre des vitesses plus élevées.

L'observation au microscope électronique à balayage du contour de rupture montre la superposition de zones de bandes, prédominantes, et de zones de traction plus isolées, qui sont d'autant plus nombreuses que la taille moyenne de particules de l'explosif est grosse. Cette superposition traduit une rupture en deux phases, la première rapide et à pression élevée, la seconde plus lente et à des pressions plus faibles. Ce processus peut expliquer les différences de vitesses et de pressions entre les granulométries. L'explosif avec une granulométrie fine étant plus réactif, sa combustion est beaucoup plus rapide (sauf dans le cas où les pores sont si petits qu'ils empêchent la pénétration des gaz chauds), de sorte que le profil de pression résultant est plus proche des conditions de formation des bandes de cisaillement adiabatique qu'une grosse granulométrie. En revanche, des fuites au niveau de l'opercule apparaissent plus rapidement avec du HMX M3C, ce qui explique que le projectile n'atteigne pas des vitesses aussi élevées que pour le HMX 100-200.

En résumé, l'utilisation d'une configuration standard du DOP, qui privilégie un explosif de grosse granulométrie, permet d'augmenter la vitesse du projectile en sortie du premier étage et d'assurer une marge de fonctionnement suffisante pour l'initiation du second étage. Une grosse granulométrie semble toutefois plus sensible aux conditions de

préparation du chargement, et s'accompagne d'une perte de reproductibilité temporelle lors de son inflammation, ainsi que de pressions plus élevées en chambre.

Un opercule plus fin ou sans jupe dégrade l'étanchéité, donc facilite les fuites et atténue l'augmentation de pression. Le projectile résultant est cependant moins stable et moins bien guidé durant la propulsion, ce qui rend les tirs moins reproductibles et peut influencer sur l'impact final du second étage. La conservation de la jupe de l'opercule et d'une certaine épaisseur de projectile (comme celle utilisée dans la configuration standard) permet donc d'élever le niveau de fiabilité et de sécurité du dispositif.

L'observation post-mortem a révélé par ailleurs que tout l'explosif n'est pas consommé lors de la combustion. La masse d'explosif pourrait donc être réduite, ce qui assurerait des pressions moins élevées en chambre.

Conclusions sur les simulations

L'analyse numérique résulte du couplage séquentiel du code de calcul *EFAE* et du logiciel hydrodynamique *LS-DYNA*. Basé sur la théorie continue des flux multiphasiques, *EFAE* est adapté pour simuler la réaction de l'explosif en prenant en compte ses caractéristiques (nature, granulométrie, densité de chargement) et les interactions extérieures (température, amorçage laser) dans un milieu isochore et fermé. *LS-DYNA* est quant à lui inadapté pour l'étude de la combustion convective de l'explosif mais peut traiter efficacement le comportement de la structure, notamment son cisaillement et sa rupture. Ces deux codes ont permis de constituer le modèle numérique final en procédant à un couplage séquentiel géré par une interface programmée en langage *JAVA*.

Parmi les caractéristiques de l'explosif, *EFAE* peut prendre en compte les grandeurs initiales de la taille de grain, de la masse volumique (autrement dit la densité de chargement, ou porosité), ainsi que la plupart de ses propriétés mécaniques, thermiques et chimiques.

L'état de surface des particules ne peut être caractérisé directement. Tenir compte de la déformation des grains s'avère très complexe, et ceux-ci sont toujours supposés comme étant des sphères parfaites. Toutefois, en déterminant un diamètre équivalent de particule pour chaque lot dans *EFAE* de telle sorte que les surfaces spécifiques concordent avec celles mesurées expérimentalement, l'influence de l'état de surface peut être considérée avec la valeur de surface spécifique de l'échantillon.

Un autre point important du programme *EFAE* est la caractérisation des paramètres d'allumage du laser. La fonction du laser permet d'envisager différentes configurations d'allumage : avec une fibre idéale, avec une fibre à gradient d'indice, avec des effets de bords, etc. L'interaction du laser sur la matière s'effectue au niveau des parois particulières, intégralement enveloppées d'une couche de noir de carbone d'épaisseur négligeable par rapport aux diamètres initial et équivalent de particule. La répartition du noir de carbone

avant et après le chargement des lots en chambre peut enfin être prise en compte en modulant la puissance du laser incident.

La déformation de la chambre soumise à la pression des gaz se modélise avec *LS-DYNA*. Concernant la rupture de l'opercule, il n'existe pas de critère modélisant finement le cisaillement par bandes de cisaillement adiabatique, mais ce comportement peut être approché par un modèle d'endommagement phénoménologique. Le déroulement du cisaillement conditionne fortement l'étanchéité de la chambre, et donc le profil de pression résultant des gaz qui assurent la mise en vitesse du projectile. En se basant sur les mesures de vélocimétrie, le modèle de rupture peut être étalonné de manière à retrouver les valeurs expérimentales.

Bien que les vitesses finales du projectile calculées correspondent à celles obtenues avec les mesures expérimentales, des désaccords majeurs subsistent dans l'accélération du projectile, notamment à cause d'une sensibilité exagérée du modèle à la détonation. L'utilisation de coefficients du taux de combustion tirés de la littérature, probablement trop élevés pour les granulométries considérées, surestime la valeur du taux de transfert de masse. Les distances de transition à la détonation sont ainsi considérablement réduites par rapport aux mesures expérimentales.

Hiérarchisation des paramètres influents

Pour la hiérarchisation des paramètres, plusieurs critères peuvent être choisis. Un premier critère est l'influence des paramètres dans le déroulement de la DDT au sein de la chambre de combustion. Prise dans le même ordre, la liste proposée à la première page de cette conclusion, basée sur la littérature, établit alors un classement allant du paramètre le plus important au moins influent.

Se basant sur les conclusions de l'étude, un second classement peut être proposé en considérant la propension des paramètres à subir une modification inattendue ou imprévisible, lorsque la configuration du dispositif est initialement fixée :

- 1/ Granulométrie de l'explosif
- 2/ Densité de chargement
- 3/ Confinement de la chambre de combustion
- 4/ Caractéristiques du laser
- 5/ Autres conditions initiales (température ambiante, etc.)

Ce second classement n'intègre pas la nature de l'explosif puisque celui-ci est inchangé.

Le confinement initial est sujet aux incertitudes dues à la qualité de l'usinage (inférieures à 5% des dimensions fixées). Lorsque le confinement devient suffisamment fort pour limiter les pertes d'énergie dues à l'expansion latérale de la chambre, l'influence de ces incertitudes sur le déroulement de la combustion semble toutefois très limitée (comme cela semble être le cas dans le DOP, où une épaisseur de 6 mm d'acier entoure une chambre de combustion de 4 mm de diamètre).

Les caractéristiques de la diode laser sont connues pour être particulièrement stables, mais l'allumage est influencé par la répartition du noir de carbone.

La combinaison de la granulométrie et de la densité de chargement fixe la valeur de la surface spécifique. C'est la propriété de l'explosif la plus sensible à une modification puisqu'elle est affectée non seulement par la préparation des lots d'explosif et par leur compression en chambre, mais également par les écarts de masse de l'explosif qui peuvent subsister entre les granulométries après le chargement en chambre. La modification de la surface spécifique se traduit par des résultats notablement différents sur les profils de pression et de vitesse.

Finalement, en considérant les deux critères précédents, un troisième classement des paramètres peut être établi, qui prend cette fois en compte leur influence pondérée par leur propension aux incertitudes :

- 1/ Surface spécifique de l'explosif (granulométrie et densité de chargement)
- 2/ Nature de l'explosif
- 3/ Confinement de la chambre de combustion
- 4/ Caractéristiques du laser
- 5/ Autres conditions initiales (température ambiante, etc.)

Ce dernier classement traduit l'attention particulière à porter à chacun des paramètres du dispositif lors de la préparation expérimentale, mais également industrielle.

Perspectives et approfondissements

Le couplage séquentiel établi entre le code de calcul *EFAE* et le logiciel hydrodynamique *LS-DYNA* a permis la création d'un modèle numérique complet pour l'étude des paramètres influents du premier étage du DOP, et dont les résultats sur la vitesse de projectile peuvent être comparés avec ceux des mesures. Plusieurs pistes de réflexion restent néanmoins à approfondir.

D'un point de vue expérimental, un point important est la caractérisation de l'allumage laser, notamment par la détermination du coefficient d'absorption de l'explosif et par l'amélioration de la description des interactions entre le laser et les particules. De cette manière, le critère d'inflammation pourra être affiné dans le modèle numérique.

L'analyse des échantillons d'explosif au microscope électronique à balayage après leur compression doit confirmer la fracturation des particules prédite par les mesures de surface spécifique.

La détermination de la distance de transition à la détonation requiert de nouveaux essais pour établir l'existence et l'évolution de la détonation en fonction de la granulométrie des lots étudiés. Des mesures de perméabilité aux gaz, dont les résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus en utilisant la formule de Carman-Kozeny (équation [1-9]), sont également nécessaires pour confirmer la différence de comportement entre le M3C et le 100-200.

Un enjeu majeur des essais expérimentaux est de parvenir à mesurer la pression au sein de la chambre de combustion au cours de la combustion. Il est particulièrement difficile d'insérer un capteur dans une chambre millimétrique pour des raisons techniques (capteur intrusif, saturation de pression, étanchéité de la chambre, etc.). Cela fournirait pourtant une information essentielle pour la caractérisation et la sécurité du dispositif. Pour le moment, seules des estimations et des déductions permettent d'envisager une pression maximale dans la chambre comprise entre 10 et 16 kbars en fonction de la granulométrie. Ces valeurs de pressions sont très élevées par rapport aux quelques 5 kbars habituellement rencontrés en balistique interne (voir **Chapitre 1 – 4.1**). Cela montre que la combustion est bien le début d'un phénomène de DDT. La pression est toutefois très dépendante de la granulométrie utilisée et de la résistance du confinement, ce qui complique davantage les diagnostics.

Un dernier enjeu serait d'enregistrer le phénomène de combustion *via* une caméra optique à travers une paroi transparente incluse dans le confinement de la chambre, afin d'observer les différentes étapes de la DDT (sur le modèle de la *Figure 1-13*). Les essais menés jusqu'à présent (voir **Annexe 2**) n'ont pas fourni les résultats escomptés. Il est probable que ces échecs soient dus à la perte d'étanchéité de la chambre de combustion.

Pour remédier aux différences obtenues entre les résultats numériques et les mesures expérimentales sur l'accélération du projectile, une attention particulière doit être apportée à la phase d'étalonnage du code *EFAE*. En outre, il faudrait caractériser avec précision les entrées de la loi de combustion Lee-Tarver et de la loi matériau de Johnson-Cook pour chaque configuration envisagée du DOP (avec confinement et chargement pyrotechnique fixés). Cela implique des campagnes d'essais spécifiques.

Par ailleurs, le critère d'inflammation de l'explosif utilisé dans *EFAE* pour l'étude est probablement trop simple puisqu'il ne prend pas en compte la présence du noir de carbone N991, et le rôle de cet additif sur la combustion de l'explosif loin de la zone d'amorçage laser n'est pas précisé.

Une perspective très intéressante est d'utiliser la modélisation OD réalisée au **Chapitre 3** pour établir un couplage fort avec la dynamique du projectile afin de comparer les résultats obtenus avec ceux du couplage séquentiel établi.

Enfin, la création d'une loi utilisateur dans *LS-DYNA* pour l'intégration d'un modèle complet de bandes de cisaillement adiabatique permettrait de décrire plus finement le cisaillement puis la rupture de l'opercule. De tels modèles existent dans la littérature et semblent adaptés à une intégration dans *LS-DYNA*.

Ces perspectives ouvrent des possibilités d'amélioration du modèle numérique conçu durant ce projet et apportent des solutions pour l'étude de sensibilité du DOP dans l'optique d'une application industrielle à grande échelle.

Annexes

Annexe 1 : Montage de Vélocimétrie Hétérodyne	p 303
Annexe 2 : Montages expérimentaux complémentaires.....	p 307
Annexe 3 : Listes de chargement des tirs	p 313
Annexe 4 : Détermination des coefficients de la loi JWL.....	p 319
Annexe 5 : Jeux de coefficients utilisés pour les lois de comportement et les équations d'état dans <i>LS-DYNA</i>.....	p 327
Annexe 6 : Modèle Lee-Tarver.....	p 331
Annexe 7 : Structure de l'interface <i>JAVA</i> utilisée pour le couplage entre les codes <i>EFAE</i> et <i>LS-DYNA</i>	p 335

Annexe 1 : Montage de Vélocimétrie Hétérodyne

Cette première Annexe présente le montage utilisé à l'ISL pour les mesures de Vélocimétrie Hétérodyne (*Figure A1-1* et *Figure A2-2*), ainsi que quelques photographies du montage.

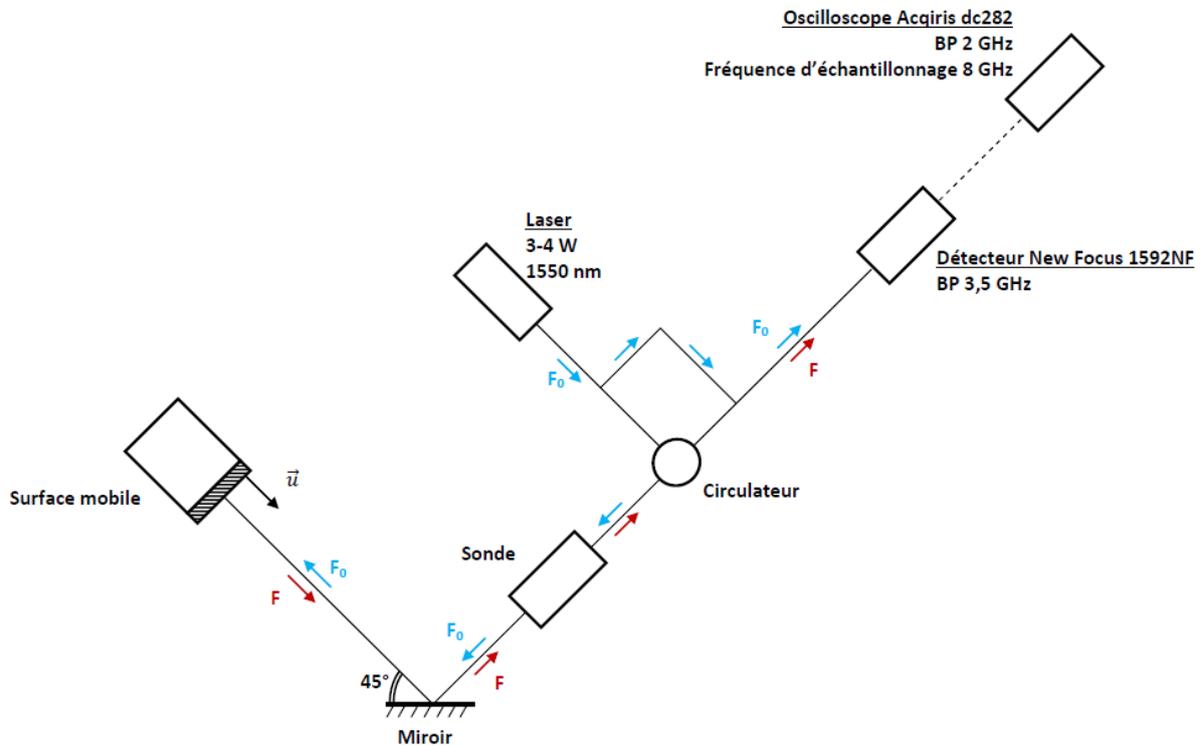


Figure A1-1 : Schéma du montage de l'ISL.

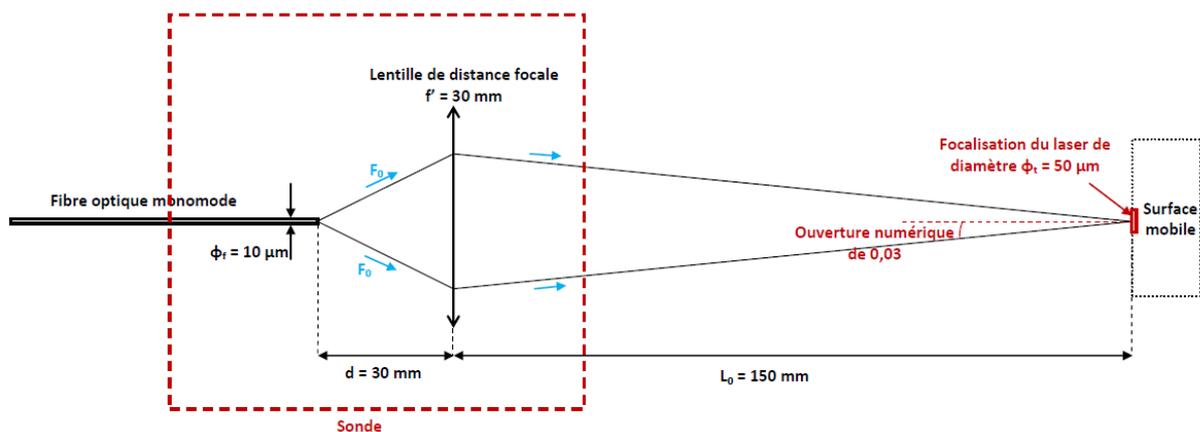


Figure A1-2 : Détail de la sonde du montage (à l'état initial).

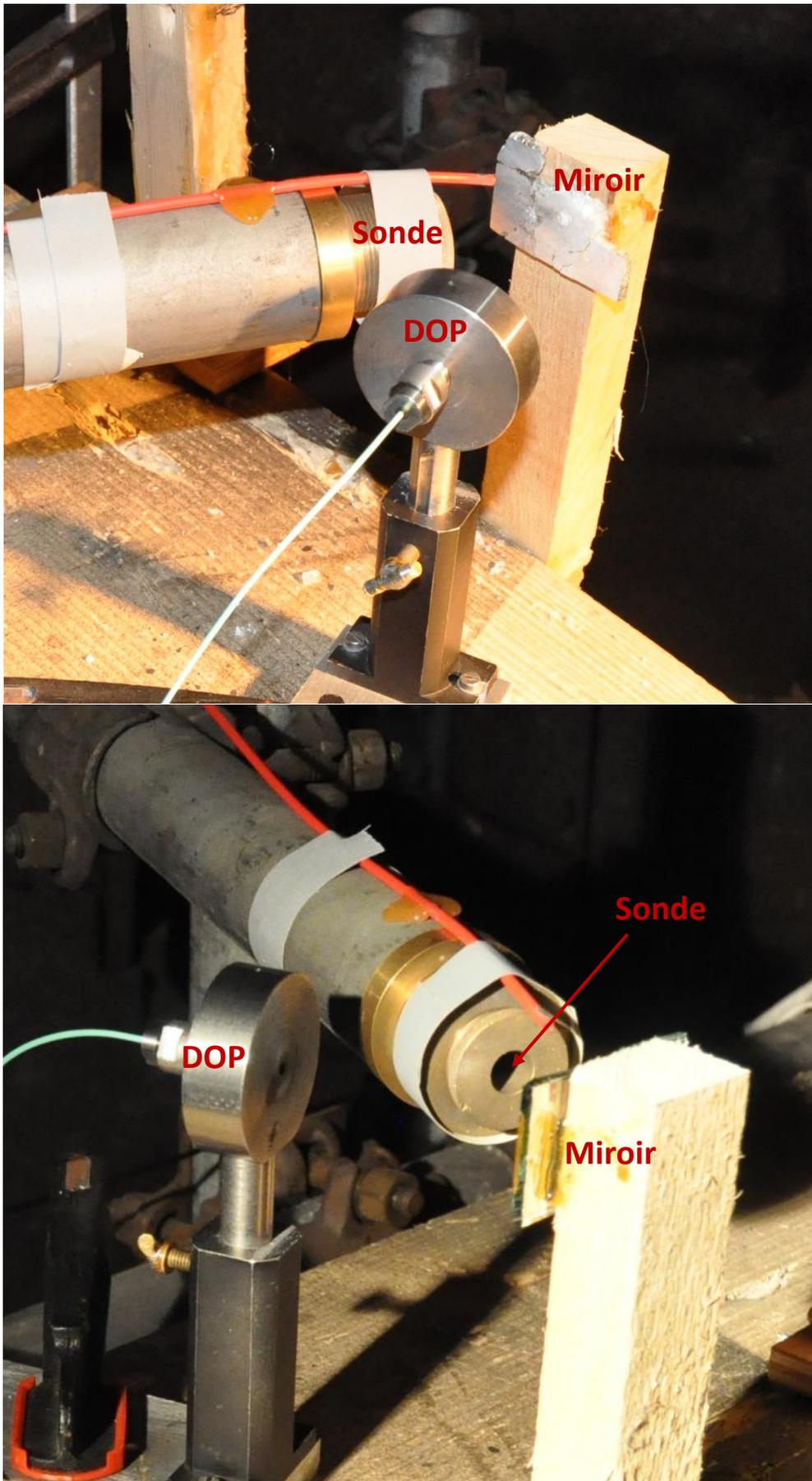


Figure A1-3 : Vue du montage dans la zone de tir.

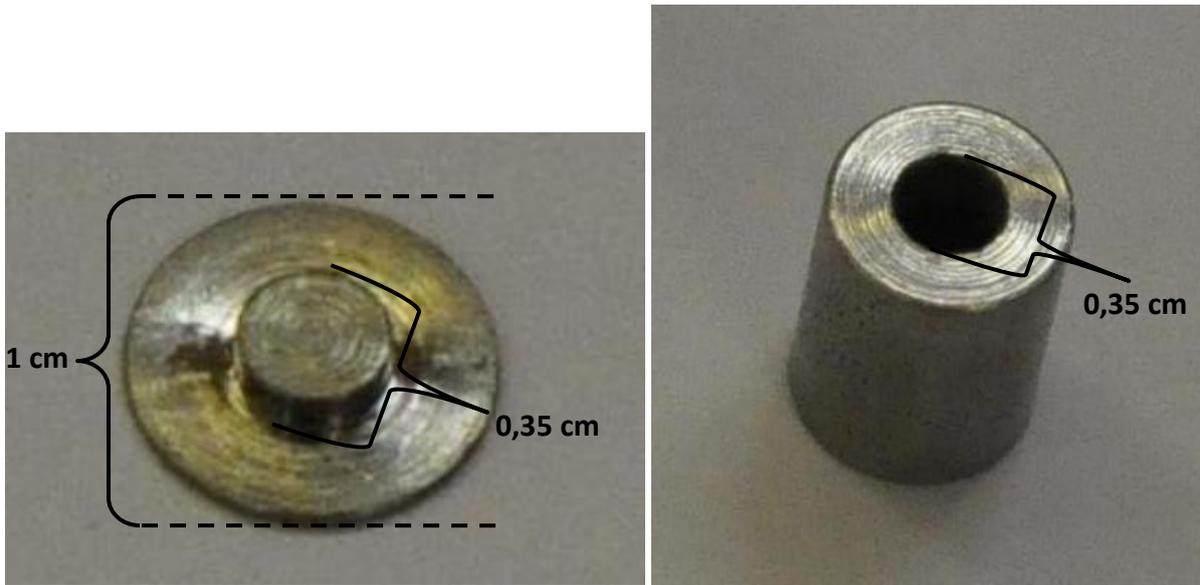


Figure A1-4 : Opércule (à gauche) et canon (à droite) avant tir.

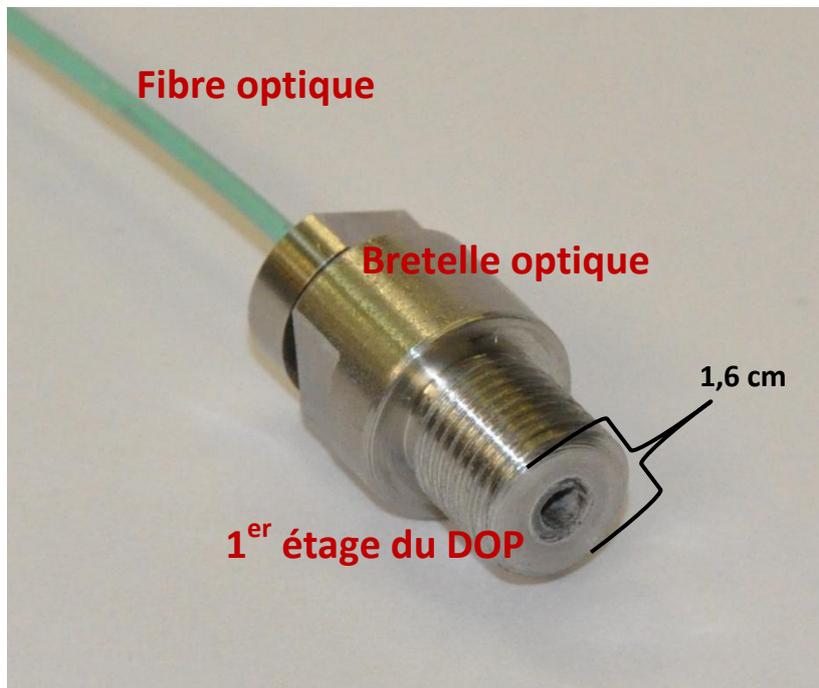


Figure A1-5 : Vue du premier étage du DOP.

Annexe 2 : Montages expérimentaux complémentaires

Cette seconde Annexe présente deux montages expérimentaux qui ont été utilisés au cours du projet comme moyens d'étude complémentaires : le test crusher et la visualisation par caméra fente.

Le test crusher correspond à une mesure de la pression interne dans la chambre, tandis que la visualisation par caméra résulte d'une volonté de pouvoir comprendre le déroulement de la combustion. Ces essais ne sont pas exploités dans le mémoire en raison de leur domaine restreint d'application ou de leur insuccès. Ils fournissent toutefois des pistes intéressantes pour la suite des travaux.

1. Test crusher

Le crusher est un ancien système de mesure de pression qui se base sur un diagnostic mécanique.

Il se présente comme une chambre de combustion contenant l'explosif et fermée par un piston. L'autre extrémité du piston est en contact avec un cylindre de cuivre calibré avec précision. Lors de la combustion de la charge pyrotechnique, la pression des gaz brûlés s'applique sur ce piston, qui vient écraser le cylindre (Figure A2-1, Figure A2-2 et Figure A2-3).

La déformation du cylindre est ensuite mesurée puis comparée à des tables d'étalonnage, ce qui permet d'en déduire la pression maximale de la chambre.

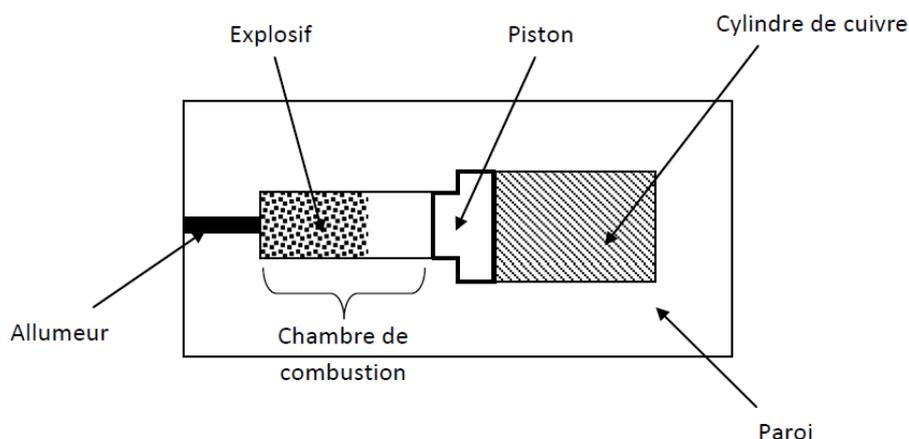


Figure A2-1 : Schéma de principe du crusher.

Annexe 2 : Montages expérimentaux complémentaires

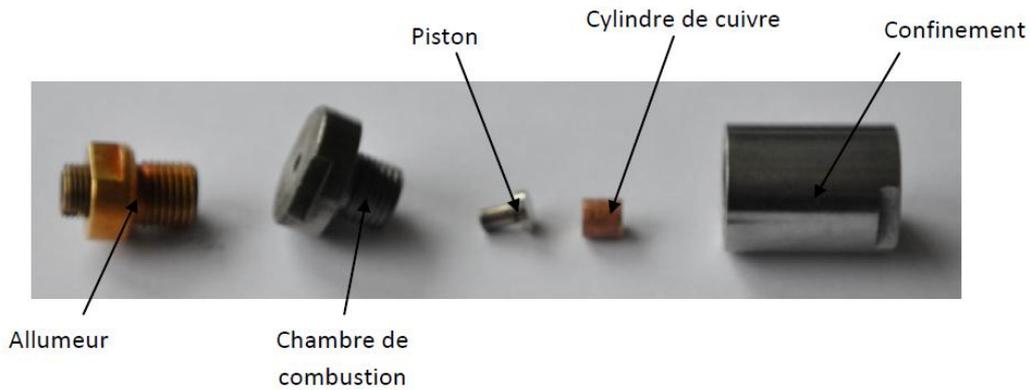


Figure A2-2 : Pièces du montage éclaté.

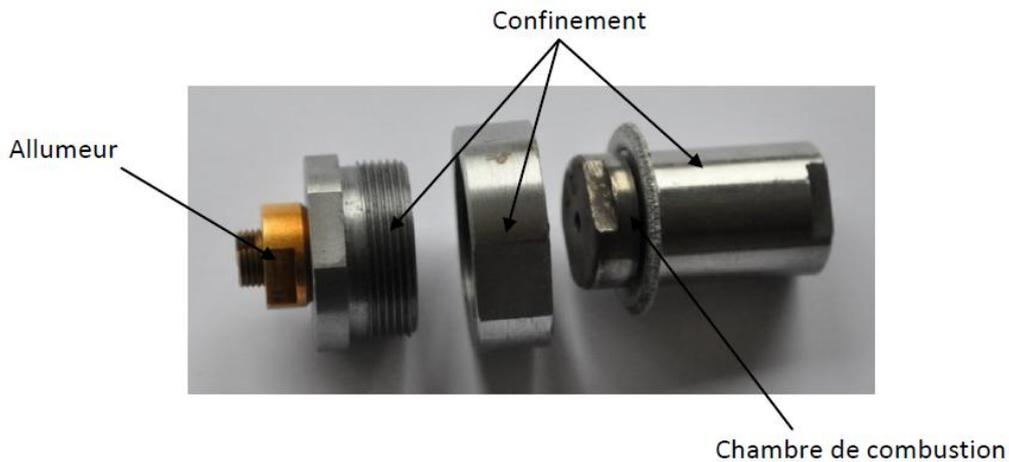


Figure A2-3 : Montage complet assemblé.

Plusieurs essais ont été réalisés sur différentes configurations de crusher. Les résultats obtenus sont résumés dans le *Tableau A2-1*.

N°essai	Masse de HMX 100-200 (mg)	Volume de la chambre (mm ³)	Densité de chargement (g/cm ³)	Diamètre du cylindre de cuivre (mm)	Hauteur du cylindre de cuivre (mm)		Pression maximale déduite (bar)
					Avant tir	Après tir	
1	47,9	110	0,435	5	7	5,7	8708
2	47,9	223	0,215	5	7	6,5	4747
3	46,8	303	0,154	3	4,9	3,86	3221
4	46,9	536	0,088	2	5	3,75	1774

Tableau A2-1 : Résultats des essais crusher.

La *Figure A2-4* montre l'évolution de la pression maximale déduite en fonction de la densité de chargement de l'explosif.

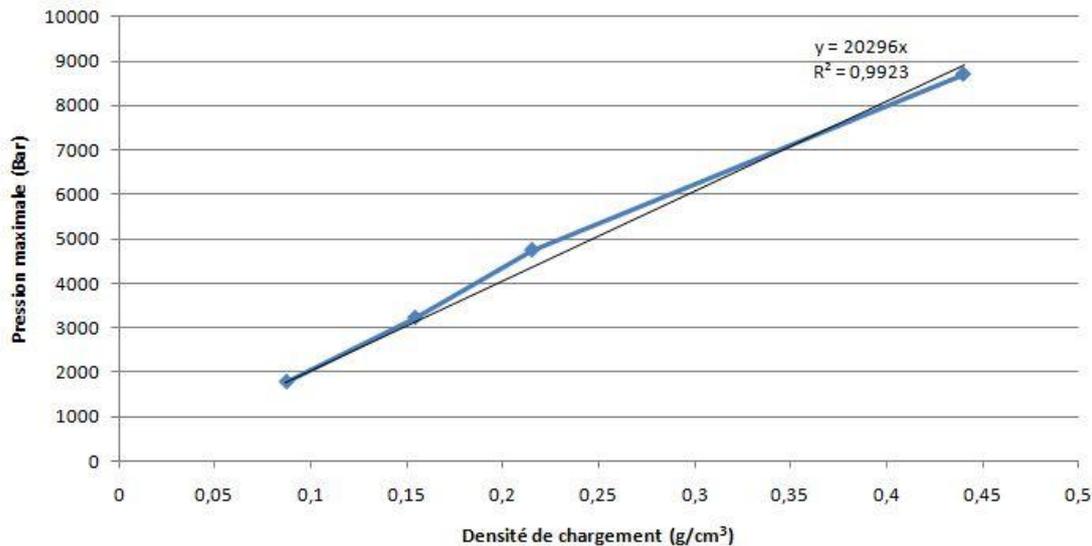


Figure A2-4 : Evolution de la pression maximale déduite par crusher.

Les résultats de la *Figure A2-4* montrent notamment qu'une pression de près de 8700 bars est atteinte avec seulement 30% du chargement utilisé dans le DOP. Avec une densité de chargement de $1,6 \text{ g/cm}^3$, la pression maximale serait alors de l'ordre 32,5 kilobars, ce qui est bien supérieur à ce qui est réellement obtenu.

Cet écart significatif peut s'expliquer par l'augmentation limitée du volume de la chambre de combustion du crusher par rapport au DOP, puisqu'il n'y a pas de cisaillement ici. Cela favorise une forte montée en pression.

Les résultats obtenus à l'aide du crusher ne sont donc pas représentatifs de la configuration du DOP mais fournissent toutefois une idée sur la pression maximale en chambre, pression qu'il n'est pas possible de mesurer directement à l'aide d'un capteur.

2. Visualisation par caméra

La visualisation par caméra fente a pour objectif l'observation et l'analyse de la combustion. La finalité est de corréler l'avancée du front de combustion avec la mise en vitesse du projectile, par couplage de la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) et d'une caméra fente centrée sur la chambre.

L'usage d'une caméra nécessite une chambre de combustion dont le confinement est transparent, ce qui implique l'utilisation de verre ou de plexiglas en remplacement de l'acier Inox 304L.

Deux configurations ont été testées sur une composition de HMX 100-200 semblable à celle utilisée dans les travaux (.i.e enrichie par 1 % en masse de noir de carbone N991). La première correspond à une chambre entièrement en verre, dont certains résultats portant sur le confinement ont pu être exploités dans le **Chapitre 2 – 3.3.2**. La seconde configuration

est celle d'une chambre en acier Inox 304L munie d'une fine fente de plexiglas montée serrée dans le confinement d'acier.

La première configuration permet d'obtenir un « film » de la combustion. La combustion émet de la lumière, qui est repérée par la caméra lorsque cette émission a lieu à la surface pariétale de la chambre de combustion (*Figure A2-5*).

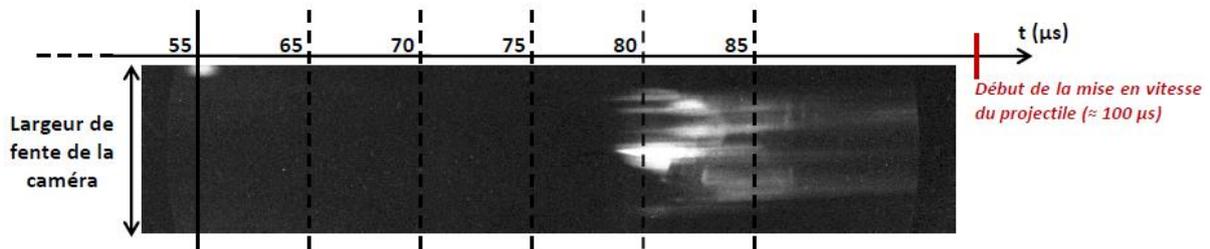


Figure A2-5 : Enregistrement de la caméra.

La tache lumineuse qui apparaît sur la *Figure A2-5* au temps 55 μs (par rapport au début de la mesure de VH) correspond à la tache laser. La vélocimétrie permet de connaître le début de la mise en vitesse du projectile, à 100 μs . Entre ces deux instants se produit le début de la combustion et de la montée en pression.

Un délai de près de 25 μs s'écoule entre le moment où le signal laser atteint l'explosif et où les premiers signes de combustion sont repérés par la caméra. D'après cet enregistrement, il semble que la combustion atteigne la surface pariétale vers le milieu de la chambre. La majorité de la lumière collectée par la caméra se produit entre 80 μs et 85 μs . Il faut toutefois attendre 15 μs supplémentaires pour que le projectile se mette en mouvement.

En tout, près de 45 μs s'écoulent entre l'apparition de la tache laser et le début de la mise en vitesse du projectile, ce qui peut être considéré comme le délai d'initiation (voir **Chapitre 2 – 3.3.3**, *Figure 2-26*).

Si les résultats obtenus sont intéressants au premier abord, il est toutefois difficile de tirer une conclusion fiable de ces visualisations, tant elles sont incertaines. Les ordres de grandeur sont assez proches de ce qui est déduit des essais de VH, mais d'autres enregistrements sont nécessaires. Les essais avec le verre montrent de plus que le système n'est pas étanche durant le fonctionnement. Les conditions d'utilisation du DOP ne sont donc pas retrouvées.

La seconde configuration n'a pas abouti à des résultats, sans que cela ne puisse être expliqué. La caméra n'a repéré aucun signal. Il se pourrait que la faible porosité de l'explosif utilisé dans cette étude provoque une réaction trop peu lumineuse pour la caméra. Cette

seconde configuration se base pourtant sur les travaux de Gifford ([A2.1], [A2.2]), lequel a obtenu des résultats en utilisant le montage montré à la *Figure A2-6*.

Ce montage ouvre toutefois des perspectives intéressantes pour d'éventuels travaux futurs.

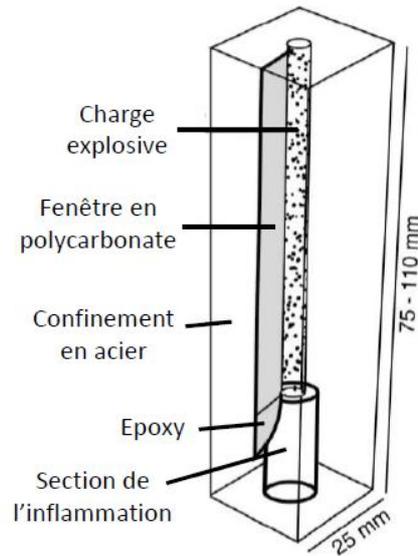


Figure A2-6 : Montage de la seconde configuration ([A2.1], [A2.2]).

Références bibliographiques de l'Annexe 2 :

- [A2.1] Gifford, M. J., Luebcke, P. E., & Field, J. E. (1999). A new mechanism for deflagration-to-detonation in porous granular explosives. *Journal of applied physics*, 86(3), 1749-1753.
- [A2.2] Gifford, M. J. (2000). *The Role of Hot-Spots in the Ignition and Growth of Explosion*. Thesis, Gonville & Caius College, Cambridge.

Annexe 3 : Listes de chargement des tirs

L'Annexe 3 récapitule les listes de chargement des essais présentés et exploités dans ce mémoire, classées par catégorie et suivant le format utilisé par l'ISL pour le suivi expérimental. Les résultats complets de Vélocimétrie Hétérodyne (VH) sont ajoutés aux essais ayant fait appel à cette méthode de mesure.

Les listes de chargement renseignent le numéro de tir, la composition du chargement, la pression de compression qui est utilisée pour le chargement des explosifs dans la chambre de combustion et le nombre de compression qui est réalisé pour assurer un chargement homogène. Les listes indiquent également le diamètre et la hauteur du chargement (qui sont également les dimensions de la chambre de combustion), la masse d'explosif introduite, et enfin la masse volumique apparente du chargement.

Dans la colonne intitulée « Remarques », des informations supplémentaires sont indiquées, notamment la longueur L et le diamètre ϕ du canon, ainsi que la géométrie de l'opercule. Lorsqu'il est indiqué « Opercule 0,5+1 mm », cela signifie que l'opercule a une hauteur de jupe de 0,5 mm et une hauteur de relèvement de 1 mm. Le projectile résultant aura donc une hauteur de 1,5 mm. Lorsqu'il est indiqué « Opercule 0,5+0 mm », cela signifie que l'opercule a une hauteur de jupe de 0,5 mm, et qu'il est sans relèvement (hauteur de projectile : 0,5 mm). Lorsqu'il est indiqué « Opercule 0+1,5 mm », cela signifie que l'opercule a une hauteur de 1,5 mm, et qu'il est sans jupe (hauteur de projectile : 1,5 mm).

Pour chaque chargement, une référence précise la section du mémoire où sont présentés ces essais.

Les résultats de Vélocimétrie Hétérodyne renseignent le numéro de tir, la composition du chargement, la température ambiante enregistrée au moment du tir, la durée de l'impulsion laser, l'énergie totale délivrée par le laser, la longueur d'onde du laser, le diamètre de la fibre optique, la puissance moyenne et la puissance surfacique du laser, le temps de fonctionnement du dispositif, et enfin l'énergie du laser délivrée au cours de la réaction.

Le temps de fonctionnement est le temps qui s'écoule entre l'allumage du laser et l'interruption du signal de VH, qui intervient lorsque le projectile impacte le miroir du montage.

Certains résultats incluent également des essais d'étanchéité réalisés dans les chambres de combustion après tir à l'aide d'une presse hydraulique. Cet outil peut délivrer une pression statique maximale de 3800 bars, qui assure le respect des normes de sûreté du dispositif. Les résultats obtenus permettent de comparer les tenues à l'étanchéité des configurations expérimentales avec celles du modèle industriel, capable de résister sans encombre à 3800 bars de pression statique.

Vélocimétrie Hétérodyne avec projectile court

Listes de chargement

N°tir	Composition	Pression de compression	Nombre de compression	Diamètre de chargement	Masse composition	Hauteur chargement	Masse volumique	Remarques	Référence
		[bar]		[mm]	[mg]	[mm]	[mg/mm ³]		
2399	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	82,9	4,0	1,649	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0,5+0 mm	Chapitre 2 – 3.3.1
2400	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	83,5	4,0	1,661	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0,5+0 mm	Chapitre 2 – 3.3.1

Résultats

N°tir	Composition	Température tir	Durée impulsion laser	Energie totale laser	Longueur d'onde laser	Diamètre fibre	Puissance moyenne	Puissance surfacique	Temps fonctionnement	Energie fonctionnement
		[°C]	[ms]	[mJ]	[nm]	[μ m]	[W]	[MW/cm ²]	[μ s]	[mJ]
2399	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	70,10	940	105	7,01	0,08	2717	19,04
2400	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	70,10	940	105	7,01	0,08	1223	8,57

Vélocimétrie Hétérodyne avec confinement en verre

Liste de chargement

N°tir	Composition	Pression de compression	Nombre de compression	Diamètre de chargement	Masse composition	Hauteur chargement	Masse volumique	Remarques	Référence
		[bar]		[mm]	[mg]	[mm]	[mg/mm ³]		
2423	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	3,2	81,9	6,1	1,669	Canon L = 8 mm, ϕ = 2,8 mm Opercule 0,2+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.2

Résultats

N°tir	Composition	Température tir	Durée impulsion laser	Energie totale laser	Longueur d'onde laser	Diamètre fibre	Puissance moyenne	Puissance surfacique	Temps fonctionnement	Energie fonctionnement
		[°C]	[ms]	[mJ]	[nm]	[μ m]	[W]	[MW/cm ²]	[μ s]	[mJ]
2423	99% HMX 100-200 1% N991	20	0,1	27,4	570	105	274	3,16	110	30,14

Vélocimétrie Hétérodyne avec projectile long

Listes de chargement

N°tir	Composition	Pression de compression [bar]	Nombre de compression	Diamètre de chargement [mm]	Masse composition [mg]	Hauteur chargement [mm]	Masse volumique [mg/mm ³]	Remarques	Référence
2421	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	83,3	4,0	1,657	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.1
2545	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	83,4	4,0	1,659	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.3
2546	99% HMX M3C 1% N991	700	6	4,0	72,9	4,0	1,450	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.3
2547	99% HMX E 1% N991	700	6	4,0	75,6	4,0	1,504	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.3
2549	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	82,0	4,0	1,631	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.3
2550	99% HMX M3C 1% N991	700	6	4,0	73,2	4,0	1,456	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.3
2562	99% HMX E 1% N991	700	6	4,0	78,5	4,0	1,561	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 3.3.3

Résultats

N°tir	Composition	Température tir [°C]	Durée impulsion laser [ms]	Energie totale laser [mJ]	Longueur d'onde laser [nm]	Diamètre fibre [μm]	Puissance moyenne [W]	Puissance surfacique [MW/cm ²]	Temps fonctionnement [μs]	Energie fonctionnement [mJ]	Observations
2421	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	77,1	940	105	7,71	0,089	1405	10,83	X
2545	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	75,50	940	105	7,55	0,087	6840	51,64	X
2546	99% HMX M3C 1% N991	20	10,0	73,90	940	105	7,39	0,085	275	2,03	X
2547	99% HMX E 1% N991	20	10,0	75,50	940	105	7,55	0,087	582	4,39	X
2549	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	75,10	940	105	7,51	0,087	2900	21,77	Etanchéité après tir jusqu'à 600 bars (pression statique)
2550	99% HMX M3C 1% N991	20	10,0	75,90	940	105	7,59	0,088	308	2,33	Etanchéité après tir jusqu'à 2000 bars (pression statique)
2562	99% HMX E 1% N991	20	10,0	78,30	940	105	7,83	0,090	524	4,1	Etanchéité après tir jusqu'à 3800 bars (pression statique)

Vélocimétrie Hétérodyne avec projectile sans jupe

Listes de chargement

N°tir	Composition	Pression de compression	Nombre de compression	Diamètre de chargement	Masse composition	Hauteur chargement	Masse volumique	Remarques	Référence
		[bar]		[mm]	[mg]				
2548	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	81,2	4,0	1,615	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+3 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2564	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	85,5	4,0	1,700	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+3 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2581	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	85,9	4,0	1,708	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+1,5 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2582	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	83,2	4,0	1,655	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+1,5 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2583	99% HMX M3C 1% N991	700	6	4,0	78,0	4,0	1,551	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+1,5 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2584	99% HMX M3C 1% N991	700	6	4,0	77,4	4,0	1,539	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+1,5 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2585	99% HMX E 1% N991	700	6	4,0	80,2	4,0	1,595	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+1,5 mm	Chapitre 2 – 3.3.4
2586	99% HMX E 1% N991	700	6	4,0	80,3	4,0	1,597	Canon L = 8 mm, ϕ = 3,5 mm Opercule 0+1,5 mm	Chapitre 2 – 3.3.4

Résultats

N°tir	Composition	Température tir	Durée impulsion laser	Energie totale laser	Longueur d'onde laser	Diamètre fibre	Puissance moyenne	Puissance surfacique	Temps fonctionnement	Energie fonctionnement	Observations
		[°C]									
2548	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	75,5	940	105	7,55	0,087	5520	41,67	X
2564	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	88,8	940	105	8,88	0,103	935	8,30	X
2581	99% HMX 100-200 1% N991	20	100,0	747	940	105	7,47	0,086	882	6,59	Etanchéité après tir jusqu'à 2000 bars (pression statique)
2582	99% HMX M3C 1% N991	20	100,0	747	940	105	7,47	0,086	868	6,48	Etanchéité après tir jusqu'à 2500 bars (pression statique)
2583	99% HMX E 1% N991	20	100,0	755	940	105	7,55	0,087	141	1,06	Etanchéité après tir jusqu'à 2500 bars (pression statique)
2584	99% HMX 100-200 1% N991	20	10,0	75,6	940	105	7,56	0,087	150	1,13	Etanchéité après tir jusqu'à 2000 bars (pression statique)
2585	99% HMX M3C 1% N991	20	10,0	75,3	940	105	7,53	0,087	1038	7,82	Etanchéité après tir jusqu'à 3800 bars (pression statique)
2586	99% HMX E 1% N991	20	10,0	75,2	940	105	7,52	0,087	790	5,94	Etanchéité après tir jusqu'à 2500 bars (pression statique)

Mesure de la distance de transition à la détonation

Listes de chargement

N°tir	Composition	Pression de compression	Nombre de compression	Diamètre de chargement	Masse composition	Hauteur chargement	Masse volumique	Remarques	Référence
		[bar]		[mm]					
2576	99% HMX 100-200 1% N991	700	60	4,0	1676,4	80,00	1,667	Canon L = 80 mm, $\phi = 3,5$ mm Tube fermé à l'extrémité	Chapitre 2 – 4
2577	99% HMX 100-200 1% N991	700	60	4,0	1674,4	80,00	1,665	Canon L = 80 mm, $\phi = 3,5$ mm Tube fermé à l'extrémité	Chapitre 2 – 4
2578	99% HMX M3C 1% N991	700	60	4,0	1488,3	80,00	1,480	Canon L = 80 mm, $\phi = 3,5$ mm Tube fermé à l'extrémité	Chapitre 2 – 4
2579	99% HMX M3C 1% N991	700	60	4,0	1508,4	80,00	1,500	Canon L = 80 mm, $\phi = 3,5$ mm Tube fermé à l'extrémité	Chapitre 2 – 4

Récupération de projectile

Listes de chargement

N°tir	Composition	Pression de compression	Nombre de compression	Diamètre de chargement	Masse composition	Hauteur chargement	Masse volumique	Remarques	Référence
		[bar]		[mm]					
2566	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	82,6	4,0	1,643	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 5.3.1
2567	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	85,2	4,0	1,695	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 5.3.1
2568	99% HMX 100-200 1% N991	700	6	4,0	83,8	4,0	1,667	Canon L = 8 mm, $\phi = 3,5$ mm Opercule 0,5+1 mm	Chapitre 2 – 5.3.1

Annexe 4 : Détermination des coefficients de la loi JWL

L'Annexe 4 explique les étapes suivies pour déterminer les coefficients de la loi JWL des produits de détonation. La démarche se base sur l'utilisation du code de calcul thermodynamique *TDS Thermodynamics* ([A4.1]) et sur un programme de « Fitting » des coefficients écrit en langage *FORTTRAN*.

1. Caractéristiques de la détonation Chapman-Jouguet

Le code de calcul thermodynamique *TDS Thermodynamics* ([A4.1]) est utilisé pour acquérir les caractéristiques des produits issus de la détonation Chapman-Jouguet CJ (voir **Chapitre 1 – 3.4.2**) d'un Octogène solide de densité initiale $\rho_0 = 1600 \text{ kg/m}^3$.

La détonation CJ est un processus isenthalpique. L'enthalpie de formation de l'Octogène, dont la valeur est $h_0 = 2,533 \times 10^5 \text{ J/kg}$ ([A4.2]), est utilisée dans cette étude.

Le *Tableau A4-1* fournit quelques propriétés de l'état CJ pour l'Octogène, tirées de *TDS Thermodynamics*, avec l'utilisation d'une équation d'état de type BKW-C (voir **Chapitre 1 – 3.6.2**).

<i>Propriétés de l'explosif solide</i>		
Enthalpie à la pression ambiante	$2,533 \times 10^5$	J/kg
Masse volumique	1594	kg/m ³
Masse molaire	296,16	kg/kmole
Température ambiante	298,15	K
Pression ambiante	101325	Pa
<i>Propriétés de la détonation CJ</i>		
Vitesse de détonation	8173,57	m/s
Température	4283,41	K
Pression	$2,52 \times 10^{10}$	Pa
Masse volumique	2087,76	kg/m ³
Vitesse du son	6240,51	m/s
<i>Propriétés des produits</i>		
Entropie	$7,40 \times 10^3$	J/(kg*K)
Energie interne massique	$2,12 \times 10^6$	J/kg
Enthalpie	$1,42 \times 10^7$	J/kg
Masse molaire	24,72	kg/kmole

Tableau A4-1 : Valeurs de *TDS Thermodynamics* pour une détonation CJ.

La première étape pour déterminer des coefficients JWL, associés à l'Octogène de masse volumique initiale 1600 kg/m^3 , consiste à déterminer la valeur de l'entropie des produits de détonation au point CJ à partir d'un code de thermochimie. Dans le *Tableau A4-1, TDS Thermodynamics* fournit la valeur de $S = 7,40 \times 10^3 \text{ J/(kg.K)}$, qui est considérée pour étudier l'évolution isentropique des produits gazeux.

L'hypothèse d'isentropie autorise l'utilisation de la forme simplifiée de l'équation d'état JWL sous sa forme adimensionnée (voir **Chapitre 1 – 3.6.4**) :

$$p^* = A^* e^{-R_1 \tilde{V}} + B^* e^{-R_2 \tilde{V}} + C^* \tilde{V}^{-(1+\Gamma)} \quad [\text{A4-1}]$$

Où $p^* = p_{is}/p_0$ est le rapport de la pression sur la pression ambiante, $\tilde{V} = v/v_0$ est le rapport du volume massique des produits de détonation sur le volume massique initial de l'explosif solide. $A^* = A/p_0$, $B^* = B/p_0$ et $C^* = C/p_0$ sont des constantes empiriques adimensionnées, avec A , B et C homogènes à une pression. R_1 , R_2 sont des coefficients non linéaires empiriques et sans unité. Γ est le coefficient de Gruneisen.

Le terme en « A^* » est dominant pour les très hautes pressions et ses coefficients (A^* , R_1) sont donc plus élevés que les autres ($A^* > B^* > C^*$, $R_1 > R_2$). Le terme en « B^* » est dominant pour des pressions plus modérées. Le terme de droite prédomine en basse pression et pour de grands volumes spécifiques.

Une approximation correcte de ces coefficients donne des valeurs de l'ordre de $R_1/R_2 \approx 4$, $R_2 \approx 1$ et $\Gamma \approx 0,30$.

Dans l'hypothèse d'isentropie, l'évolution de la pression dans le repère (p^*, \tilde{V}) peut être obtenue en utilisant le code de calcul *TDS Thermodynamics* (*Figure A4-1* et *Figure A4-2*). C'est la seconde étape pour la détermination des coefficients JWL.

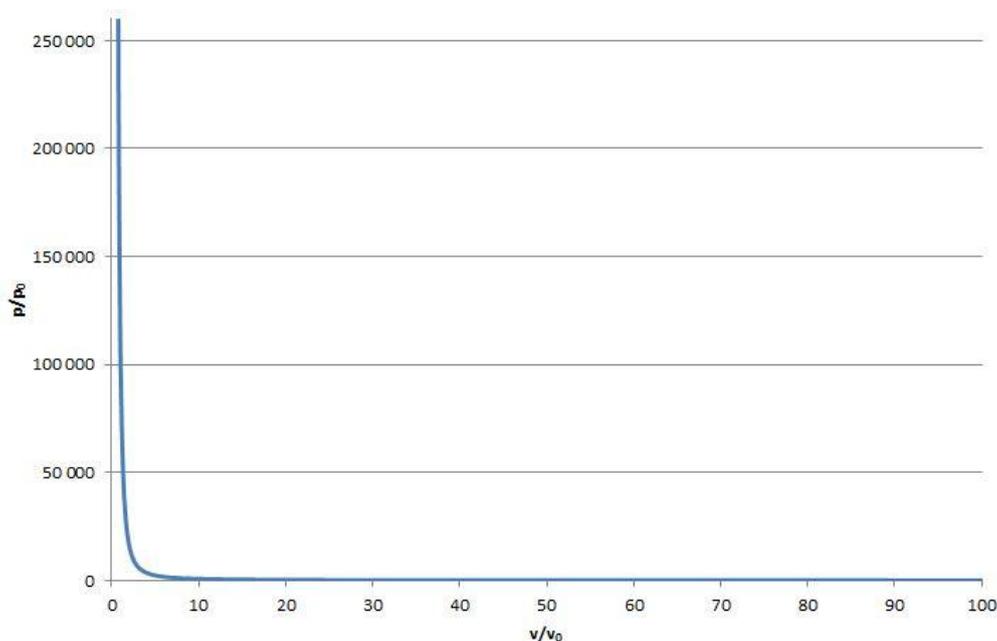


Figure A4-1 : Evolution de la pression isentropique obtenue par TDS Thermodynamics.

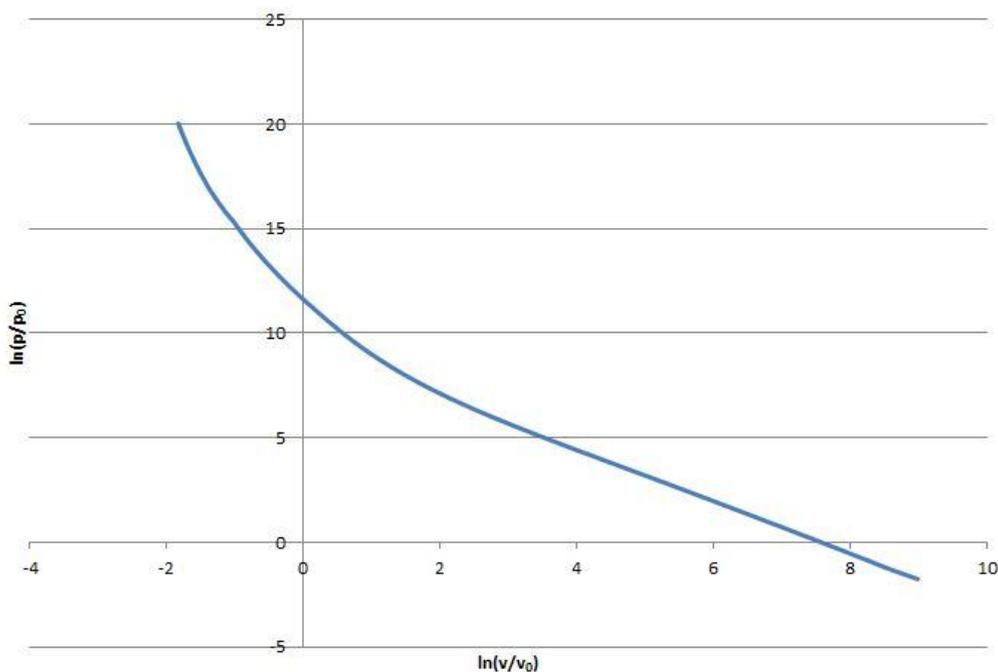


Figure A4-2 : Figure A4-1 en échelle logarithmique.

Cette dernière courbe est exploitée par la suite pour la détermination des coefficients JWL.

2. Paramétrage des coefficients JWL

2.1 Coefficients en basse pression

La troisième étape pour déterminer les coefficients JWL utilise la courbe de la *Figure A4-2* pour en déduire les coefficients « C » et « Γ ».

Une approximation linéaire peut en effet être réalisée sur l'équation [A4-1] en basse pression :

$$p^* \approx C^* \tilde{V}^{-(1+\Gamma)}$$

$$\ln(p^*) \approx \ln(C^*) - (1 + \Gamma)\ln(\tilde{V})$$

Dans le plan $(\ln(p^*), \ln(\tilde{V}))$, il s'agit de l'équation d'une droite, de pente $-(1 + \Gamma)$ et de constante $\ln(C^*)$. Sur la *Figure A4-2*, la courbe devient linéaire dans le domaine des grands volumes spécifiques, soit à partir de $\ln(v/v_0) = 3$, ou $v \approx 20v_0$, et pour des pressions inférieures à 200 bars.

Les valeurs de *TDS Thermodynamics* pour les basses pressions sont données dans le *Tableau A4-2*.

p/p_0	$\ln(p/p_0)$	$\ln(v/v_0)$
201,61300	5,30635	3,28091
180,39881	5,19517	3,36792
159,85865	5,07429	3,46323
140,00106	4,94165	3,56859
120,83790	4,79445	3,68638
102,38600	4,62875	3,81991
84,66819	4,43874	3,97406
67,72057	4,21539	4,15638
51,59630	3,94345	4,37952
36,38403	3,59413	4,66721
22,24551	3,10214	5,07267
9,54655	2,25618	5,76582
1,28201	0,24843	7,37526

Tableau A4-2 : Valeurs de la Figure A4-2 en basse pression.

Du Tableau A4-2 est tirée la partie basse pression de la Figure A4-2 (Figure A4-3), laquelle permet par régression linéaire d'obtenir les coefficients de la droite.

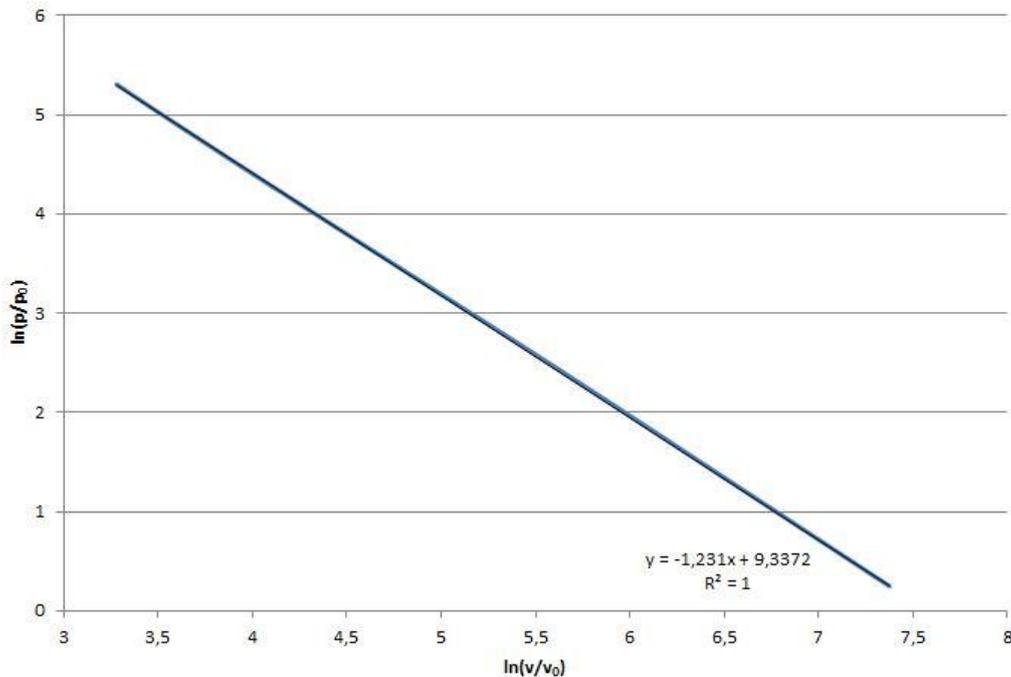


Figure A4-3 : Figure A4-2 en basse pression.

Par identification, il vient :

- $\ln(C^*) = 9,3372$
- $-(1 + \Gamma) = -1,231$

Ou encore, en supposant que $p_0 = 1$ bar :

- $C = 11353,03$ bars
- $\Gamma = 0,231$

Qualitativement, il y a bien $\Gamma \approx 0,30$, ce qui rejoint la remarque de la partie 1.

2.2 Coefficients en haute pression

La dernière étape de la démarche consiste à déterminer les autres coefficients de la loi JWL dans sa forme isentropique, à savoir « A », « R_1 », « B » et « R_2 ».

Pour cela, il est fait appel à un programme de « Fitting ». A partir d'un jeu de coefficients initiaux, ce programme écrit en *FORTRAN* calcule de nouvelles séries de coefficients jusqu'à s'approcher des valeurs déterminées par *TDS Thermodynamics* avec la meilleure corrélation possible.

Ce programme pourrait directement être utilisé pour obtenir les six inconnues de la loi JWL. Toutefois, les résultats seraient bien moins précis. C'est pourquoi la partie des basses pressions est étudiée selon une autre méthode.

Les valeurs de « C » et « Γ » étant connues, les seules données initiales à renseigner sont celles de « A », « R_1 », « B » et « R_2 ». Les valeurs fournies par Dobratz ([A4.3]) peuvent être admises comme point de départ (Tableau A4-3).

	ρ [g/cm ³]	A [Mbar]	B [Mbar]	R_1	R_2
HMX	1,891	7,783	0,07071	4,20	1

Tableau A4-3 : Coefficients JWL pour les produits de réaction ([A4.3]).

En supposant à nouveau que $p_0 = 1$ bar, le programme fournit finalement les coefficients suivants :

- $A = 1,17748 \times 10^7$ bars
- $R_1 = 5,45283$
- $B = 1,75855 \times 10^5$ bars
- $R_2 = 1,31224$

D'un point de vue qualitatif, il faut noter que $A > B (> C)$, $R_1 > R_2$, $R_2 \approx 1$ et $R_1/R_2 = 4,16 \approx 4$, ce qui est en accord avec les remarques de la partie 1.

3. Conclusions

La détermination des coefficients JWL d'un explosif de masse volumique initiale donnée s'effectue en quatre étapes.

A l'aide d'un logiciel de calcul thermodynamique, la première étape consiste à déterminer l'entropie des produits de détonation pour un explosif initial fixé. Ensuite, il s'agit d'étudier l'évolution des produits gazeux dans le cas isentropique, ce qui permet de séparer le problème en deux parties : la partie des basses pressions, dont l'évolution dans un repère $(\ln(p^*), \ln(\tilde{V}))$ est linéaire, et celle des hautes pressions.

En considérant alors la forme isentropique de la loi JWL, une régression linéaire de la partie des basses pressions permet d'acquérir 2 des 6 inconnues de la loi. Il s'agit de la troisième étape.

La dernière étape fait enfin appel à un programme de « Fitting » qui permet d'acquérir les dernières inconnues pour la partie des hautes pressions.

Cet exercice pour un Octogène de masse volumique initiale de 1600 kg/m^3 a fourni les résultats suivants :

- $A = 1,17748 \times 10^7 \text{ bars}$
- $R_1 = 5,45283$
- $B = 1,75855 \times 10^5 \text{ bars}$
- $R_2 = 1,31224$
- $C = 11353,03 \text{ bars}$
- $\Gamma = 0,231$

En utilisant ces coefficients, l'évolution de la loi JWL dans le repère $(\ln(p^*), \ln(\tilde{V}))$ peut être comparée à celle de la courbe de *TDS Thermodynamics* (Figure A4-4).

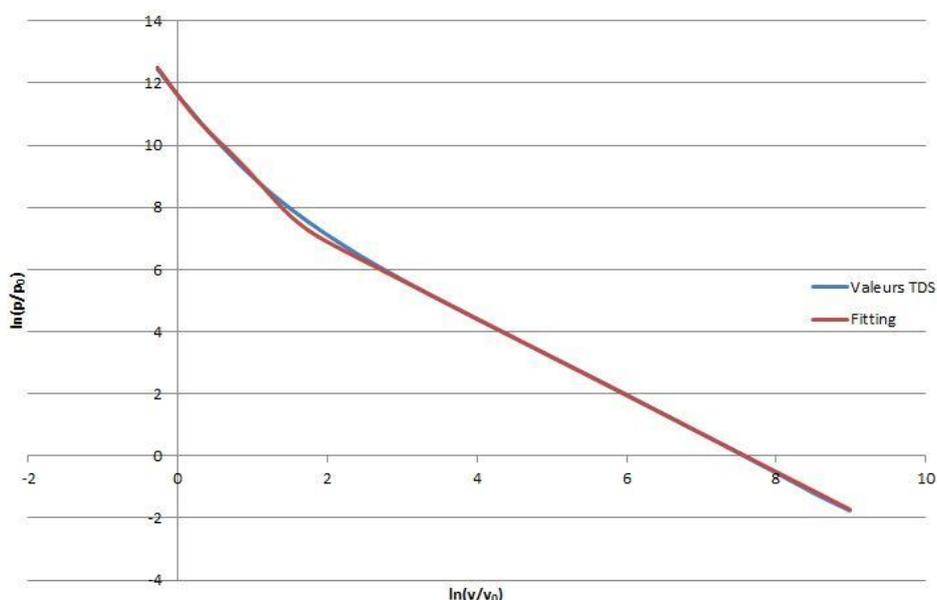


Figure A4-4 : Comparaison de la loi JWL obtenue avec les valeurs de TDS Thermodynamics.

La principale source d'erreur intervient à la jonction entre la partie des basses pressions et celle des hautes pressions. La Figure A4-5 se focalise sur ce domaine, ce qui permet d'observer les imprécisions.

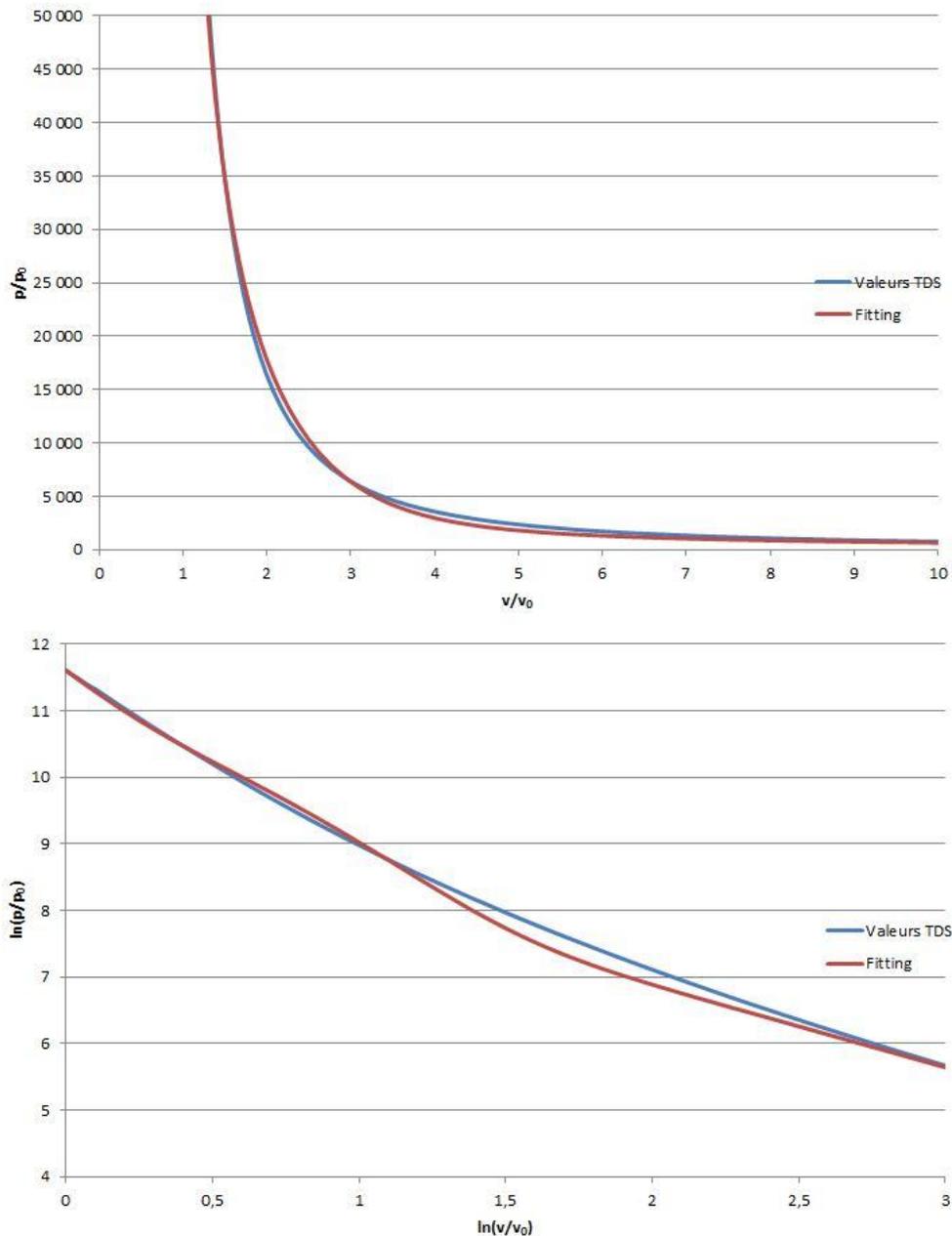


Figure A4-5 : Grossissement sur le domaine d'erreur maximale.

En variant les coefficients initiaux utilisés pour initier le programme de « Fitting », il est possible de réduire les écarts entre les deux courbes. Une erreur au niveau de la jonction est toutefois inévitable (erreur maximale de 24 % mais dispersion globale de 8 % par rapport à la courbe de *TDS Thermodynamics* dans le plan p - v sur la *Figure A4-5*).

Les résultats obtenus avec la formulation BKW-C peuvent être comparés avec ceux obtenus par d'autres équations d'état de type gaz parfaits (ou idéale), BKW-TNT, BKW-RDX et KLRR (*Tableau A4-4*). L'équation d'état idéale est utilisée à titre indicatif, mais elle ne peut s'appliquer pour traiter les phénomènes de transition déflagration-détonation et de détonation.

Formulation	D_{CJ} (m/s)	P_{CJ} (kbar)	Dispersion (%)
Idéale	2485	45	3
BKW-TNT	7610	245	11
BKW-RDX	7830	248	10
BKW-C	8170	252	8
KLRR	7980	252	/

Tableau A4-4 : Comparaison des vitesses de détonation CJ et des pressions CJ obtenues pour différentes équations d'état, et dispersion par rapport aux résultats de TDS Thermodynamics.

Dans le *Tableau A4-4*, la dispersion correspond à l'écart entre les valeurs calculées avec l'équation d'état correspondante et celles obtenues pour cette même équation d'état avec *TDS Thermodynamics*. Les résultats montrent que la formulation BKW-C est la plus précise parmi BKW-TNT et BKW-RDX. Les résultats entre les formulations BKW-C et KLRR sont proches (moins de 5 % de différence).

Références bibliographiques de l'Annexe 4 :

- [A4.1] Victorov, S. B., & Gubin, S. A. (2006). A double-front structure of detonation wave as the result of phase transition. *Shock Waves*, 15(2), 113-128.
- [A4.2] Meyer, R., Köhler, J., & Homburg, A. (2007). *Explosives*. Wiley-VCH.
- [A4.3] Dobratz, B. M., & Crawford, P. C. (1985). *LLNL Explosives Handbook - Properties of Chemical Explosives and Explosives Simulant*. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore.

Annexe 5 : Jeux de coefficients utilisés pour les lois de comportement et les équations d'état dans *LS-DYNA*

Cette cinquième Annexe regroupe l'ensemble des jeux de coefficients utilisés dans la thèse comme données d'entrée aux cartes de *LS-DYNA* associées aux lois de comportement des matériaux et aux équations d'état. Le système d'unité utilisé pour ces valeurs est cm/ μ s/g.

Grandeur	Notation <i>LS-DYNA</i>	Valeur	Unité	Référence
Masse volumique ρ	RO	7,939	g/cm ³	[A5.1], [A5.2], [A5.3], [A5.4]
Module de cisaillement	G	0,00086	Mbar	
Module d'élasticité	E	0,001963	Mbar	
Coefficient de Poisson	PR	0,275	-	
Capacité calorifique c_p	CP	5×10^{-6}	10 ⁵ J/g/K	[A5.5]
Limite élastique \mathcal{A}	A	0,0025332	Mbar	
Module d'érouissage \mathcal{B}	B	0,006851	Mbar	
Coefficient d'érouissage N	N	0,3128	-	
Coefficient sur la vitesse de déformation \mathcal{C}	C	0,097	-	
Exposant sur la température M	M	2,044	-	
Température de fusion du matériau T_{fus}	TM	1698	K	
Température de référence T_0	TR	296	K	
Vitesse de déformation de référence $\dot{\epsilon}_0$	EPSO	10^{-6}	μ s ⁻¹	

Tableau A5-1 : Jeu de coefficients de la loi Johnson-Cook pour l'Inox 304L.

Grandeur	Notation LS-DYNA	Valeur	Unité	Référence
Masse volumique ρ	RO	7,939	g/cm ³	[A5.1], [A5.2], [A5.3], [A5.4]
Vitesse du son C_s dans l'Hugoniot de choc	C	0,461	cm/ μ s	
Coefficient hydrodynamique s dans l'Hugoniot de choc	S	1,611	-	
Coefficient de Gruneisen Γ_0	GAMAO	1,67	-	
Coefficient \mathcal{P}_0	C0	0	Mbar	(voir Chapitre 3 – 4.2.1.b)
Coefficient \mathcal{P}_1	C1	1,687	Mbar	
Coefficient \mathcal{P}_2	C2	2,34	Mbar	
Coefficient \mathcal{P}_3	C3	0,821	Mbar	
Coefficient \mathcal{P}_4	C4	1,67	-	
Coefficient \mathcal{P}_5	C5	1,67	-	
Coefficient \mathcal{P}_6	C6	0	-	

Tableau A5-2 : Jeu de coefficients de la loi « Linear_Polynomial » pour l'Inox 304L.

Grandeur	Notation LS-DYNA	Acier 4340	Fer ARMCO	Référence
Coefficient \mathcal{D}_1	D1	0,05	-2,20	[A5.6]
Coefficient \mathcal{D}_2	D2	3,44	5,43	
Coefficient \mathcal{D}_3	D3	-2,12	-0,47	
Coefficient \mathcal{D}_4	D4	0,002	0,016	
Coefficient \mathcal{D}_5	D5	0,61	0,63	

Tableau A5-3 : Coefficients adimensionnés pour la loi d'endommagement de Johnson-Cook pour l'acier 4340 et le fer ARMCO.

Grandeur	Notation LS-DYNA	Valeur	Unité
Masse volumique ρ^8	RO	1,6	g/cm ³
Coefficient JWL pour les produits A_g	A	11,775	Mbar
Coefficient JWL pour les produits B_g	B	0,17586	Mbar
Coefficient JWL pour les produits R_{1g}	XP1	5,45	-
Coefficient JWL pour les produits R_{2g}	XP2	1,31	-
Coefficient JWL pour les produits $\omega_g \times c_{pg}$	G	$4,5 \times 10^{-6}$	Mbar.K ⁻¹

⁸ A renseigner dans la loi de comportement « Mat_Null »

Annexe 5 : Jeux de coefficients utilisés pour les lois de comportement et les équations d'état dans
LS-DYNA

Capacité calorifique pour les produits c_{pg}	CVP	$1,0 \times 10^{-5}$	Mbar.K ⁻¹
Coefficient JWL pour l'explosif non réagi A_s	R1	7320	Mbar
Coefficient JWL pour l'explosif non réagi B_s	R2	-0,052654	Mbar
Coefficient JWL pour l'explosif non réagi $\omega_s \times c_{ps}$	R3	$2,465 \times 10^{-5}$	Mbar.K ⁻¹
Coefficient JWL pour l'explosif non réagi R_{1s}	R5	14,1	-
Coefficient JWL pour l'explosif non réagi R_{2s}	R6	1,41	-
Capacité calorifique pour l'explosif non réagi c_{ps}	CVR	$2,7806 \times 10^{-5}$	Mbar.K ⁻¹
Coefficient du terme d'initiation <i>fmxi</i>	FMXIG	0,02	-
Coefficient du terme d'initiation <i>freq</i>	FREQ	250	μs^{-1}
Coefficient du terme d'initiation <i>frer</i>	FRER	0,667	-
Coefficient du terme d'initiation <i>eetal</i>	EETAL	4	-
Coefficient du terme d'initiation <i>ccrit</i>	CCRIT	0,0819	-
Coefficient du terme de croissance lente <i>fmxgr</i>	FMXGR	0,5	-
Coefficient du terme de croissance lente <i>grow1</i>	GROW1	350	Mbar ⁻² μs^{-1}
Coefficient du terme de croissance lente <i>em</i>	EM	2	-
Coefficient du terme de croissance lente <i>ar1</i>	AR1	0,667	-
Coefficient du terme de croissance lente <i>es1</i>	ES1	0,667	-
Coefficient du terme de croissance rapide <i>fmngr</i>	FMNGR	0,5	-
Coefficient du terme de croissance rapide <i>grow2</i>	GROW2	320	Mbar ⁻³ μs^{-1}
Coefficient du terme de croissance rapide <i>ar2</i>	AR2	1	-

Coefficient du terme de croissance rapide <i>es2</i>	ES2	0,333	-
Coefficient du terme de croissance rapide <i>en</i>	EN	3	-
Energie interne initiale volumique <i>e_{v0}</i>	ENQ	0,095	(Mbar-cm ³)/cm ³
Température initiale <i>T₀</i>	TMPO	298	K

Tableau A5-4 : Jeu de coefficients pour le modèle Lee-Tarver dans le cas d'un Octogène de masse volumique initiale 1600 kg/m³ (Données internes).

Références bibliographiques de l'Annexe 5 :

- [A5.1] *Matweb*. (n.d.). Consulté sur <http://www.matweb.com>
- [A5.2] *Rusbank*. (n.d.). Consulté sur <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/catsearch.php>
- [A5.3] *Aksteel*. (n.d.). Consulté sur <http://www.aksteel.com>
- [A5.4] *Sandmeyer Steel*. (n.d.). Consulté sur <http://www.sandmeyersteel.com>
- [A5.5] Maurel-Pantel, A. (2009). *Etude expérimentale et modélisation par éléments finis du procédé de fraisage : Applications à l'identification paramétrique des lois de comportement*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon.
- [A5.6] Johnson, G. R., & Cook, W. H. (1985). Fracture Characteristics of Three Metals Subjected to Various Strains, Strain Rates, Temperatures and Pressures. *Engineering Fracture Mechanics*, 21(1), 31-48.

Annexe 6 : Modèle Lee-Tarver

L'Annexe 6 présente le modèle Lee-Tarver ([A6.1]), tel qu'il est implémenté dans le logiciel *LS-DYNA* sous la dénomination « EOS_Ignition_And_Growth_Of_Reaction_In_HE ».

L'intérêt d'une loi cinétique de décomposition de type Lee-Tarver est qu'elle permet de simuler le régime transitoire de l'explosif pendant la phase d'amorçage par choc ou impact. A partir des codes de calcul utilisant cette loi, il devient possible de dire si un composant pyrotechnique transitera ou non en régime de détonation suivant l'intensité de la sollicitation qu'il reçoit.

Dans le projet, le recours au modèle Lee-Tarver est justifié par l'utilisation des variables historiques qui lui sont associées dans *LS-DYNA* et qui permettent de transférer les grandeurs thermodynamiques nécessaires pour l'interfaçage avec le code *EFAE* (masse volumique du mélange, énergie interne du mélange, fraction massique des gaz).

Les indices « s » et « g » s'appliquent respectivement à la phase solide et aux produits gazeux dans cette Annexe.

Dans le modèle de Lee-Tarver, il est pris en compte l'apparition de points chauds créés par l'interaction d'une onde de choc avec les discontinuités de la phase condensée, ce qui provoque des réactions de décomposition localisées dans les porosités intra ou intergranulaires. Ces sites de détonation sont appelés points chauds. Les réactions de décomposition s'amplifient et se propagent à partir de ces points dans tout l'explosif, jusqu'à atteindre la détonation stable. Le nombre de points chauds augmente avec la puissance du choc.

Le modèle repose sur une équation empirique (équation [A6-1]) qui lie la vitesse de réaction locale à la pression p et à l'état d'avancement x de la réaction, dont la forme est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} = freq \times & \left[\max \left(0; \frac{1}{\tilde{v}_s} - 1 - ccrit \right) \right]^{eetal} \times (1 - x)^{frer} \quad \{0 < x < fmxig\} \\ & + grow1(1 - x)^{es1} x^{ar1} p^{em} \quad \{0 < x < fmxgr\} \\ & + grow2(1 - x)^{es2} x^{ar2} p^{en} \quad \{fmngr < x < 1\} \end{aligned} \quad [A6-1]$$

Où $\tilde{v}_s = v_s/v_{s0}$ est le rapport du volume spécifique de l'explosif solide sur le volume spécifique initial de l'explosif solide. Les coefficients $freq$, $frer$, $ccrit$, $eetal$, $grow1$, $es1$, $ar1$, em , $grow2$, $es2$, $ar2$, en , $fmxig$, $fmxgr$ et $fmngr$, sont des constantes à déterminer pour chaque réaction.

Le premier terme de cette équation représente l'initiation des points chauds après qu'ils aient été comprimés par l'onde de choc. Les deux suivants représentent

respectivement la croissance des points chauds d'abord lente, puis de plus en plus rapide lorsque la pression et la température augmentent.

Au repos, l'explosif non décomposé ($\mathbb{x} = 0$) n'est soumis à aucune sollicitation ($\tilde{V}_s = 1$). Les trois termes de l'équation sont nuls ($\frac{\partial \mathbb{x}}{\partial t} = 0$) et aucune réaction ne se produit.

Lors d'un choc ou d'une compression, l'explosif, qui n'est toujours pas décomposé ($\mathbb{x} = 0$), est comprimé. Tant que $\frac{1}{\tilde{V}_s} - 1 < c_{crit}$, il n'y a pas de réaction. Le terme c_{crit} représente la valeur critique de la compression à partir de laquelle il y a apparition de points chauds.

Une fois que $\frac{1}{\tilde{V}_s} - 1 \geq c_{crit}$, il y a formation de points chauds. Le terme « *rate* » n'est plus nul, et \mathbb{x} croît de zéro à la valeur fm_{xig} .

Lorsque \mathbb{x} atteint la valeur fm_{xig} , le premier terme est mis à zéro : la formation de points chauds s'arrête. Les deux termes de croissance rendent compte de la combustion rapide qui se développe autour des points chauds. Lorsque \mathbb{x} atteint la valeur fm_{xgr} , le premier terme de croissance est mis à zéro. Le second terme vient compléter la réaction dès que \mathbb{x} atteint la valeur fm_{ngr} (en pratique, fm_{nxr} et fm_{ngr} sont généralement choisis égaux). Ce terme est mis à zéro lorsque \mathbb{x} égale 1, ce qui indique que la réaction est complète.

Le modèle de Lee-Tarver donne l'état d'avancement des réactions de transformation d'une phase solide non réagie en une phase de produits gazeux. Les deux phases sont supposées en équilibre local de pression ($p_s = p_g$) et de température ($T_s = T_g$), et les volumes relatifs V ainsi que les énergies internes e sont additifs :

$$V = \mathbb{x}V_g + (1 - \mathbb{x})V_s \quad [A6-2a]$$

$$e = \mathbb{x}e_g + (1 - \mathbb{x})e_s \quad [A6-2b]$$

Les deux phases sont chacune décrites par des équations d'état du type JWL simplifié dont la forme dans *LS-DYNA* est la suivante :

$$\text{Pour l'explosif non réagi, } p_s = A_s e^{-R_{1s}\tilde{V}_s} + B_s e^{-R_{2s}\tilde{V}_s} + \omega_s c_{vs} \frac{T_s}{\tilde{V}_s} \quad [A6-3]$$

$$\text{Pour les produits de détonation, } p_g = A_g e^{-R_{1g}\tilde{V}_g} + B_g e^{-R_{2g}\tilde{V}_g} + \omega_g c_{vg} \frac{T_g}{\tilde{V}_g} \quad [A6-4]$$

c_{vs} est ici la capacité calorifique volumique de l'explosif non réagi, c_{vg} est la capacité calorifique volumique des produits de détonation, ω est le coefficient de Gruneisen, \tilde{V}_s est le rapport du volume massique de l'explosif solide sur le volume massique initial de l'explosif solide, \tilde{V}_g est le rapport du volume massique des gaz sur le volume massique initial de l'explosif solide.

Les constantes A_g , B_g , R_{1g} et R_{2g} sont les coefficients de l'équation JWL pour les produits gazeux. Les constantes A_s , B_s , R_{1s} et R_{2s} sont ceux de l'équation JWL pour l'explosif non-réagi.

Le déroulement d'un cycle de calcul est illustré par la Figure A6-1.

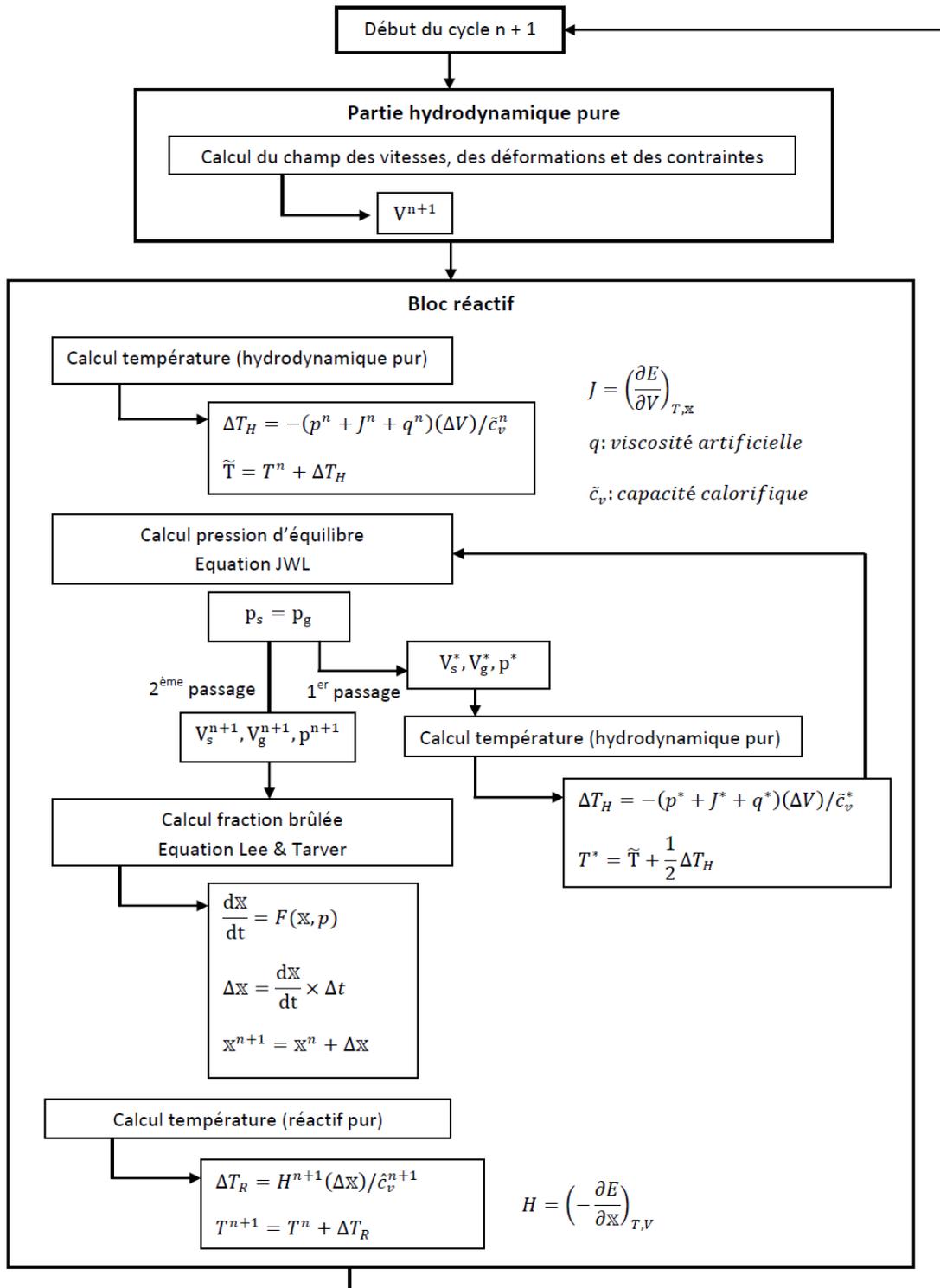


Figure A6-1 : Schéma d'un cycle de calcul dans le code LS-DYNA, avec un modèle réactif de type Lee-Tarver.

Le processus est valable tant que $x \leq 1$. Dès que $x = 1$, la réaction au centre de l'élément est complète et les calculs sont limités à la pression des produits de détonation en phase de détente.

La première étape calcule le volume relatif V_{n+1} à partir des opérations classiques d'intégration des contraintes par rapport au temps.

Les étapes suivantes sont consacrées au calcul des variables thermodynamiques, notamment à la température hydrodynamique pure \tilde{T} , c'est-à-dire sans réaction chimique.

À T donnée, la pression de mélange p^* est ensuite déterminée suivant un algorithme qui consiste à combiner les équations d'état des deux phases. En d'autres termes, V_s et V_g sont modifiés jusqu'à l'obtention de la condition $p^* = p_s = p_g$. Lors d'un premier passage, une température intermédiaire T^* est calculée, ce qui donne lieu à un second passage par ce même algorithme pour rétablir l'équilibre et aboutir finalement à la pression d'équilibre p^{n+1} .

La fraction brûlée x^{n+1} est déduite de p^{n+1} à l'aide du modèle Lee-Tarver. Enfin, la température du réactif T^{n+1} est calculée. Il s'agit uniquement de la température issue de l'énergie libérée par l'accroissement de la fraction d'explosif réagi.

Ce dernier calcul permet le passage au cycle suivant.

Référence bibliographique de l'Annexe 6 :

[A6.1] Lee, E. L., & Tarver, C. M. (1980). Phenomenological Model of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives. *Physics of Fluids*, 23(12), 2362-2372.

Annexe 7 : Structure de l'interface JAVA utilisée pour le couplage entre les codes EFAE et LS-DYNA

Cette dernière Annexe présente la structure de l'interphase mise en place à l'aide du langage JAVA pour permettre le couplage entre les deux codes utilisés dans l'étude, EFAE et LS-DYNA. Les cartes « Initial_Velocity_Node » et « Initial_Stress_Shell » y sont notamment détaillées.

1. Fonctionnement général

Le déroulement du calcul s'effectue en trois étapes (Figure A7-1), correspondant à trois opérations de l'utilisateur.

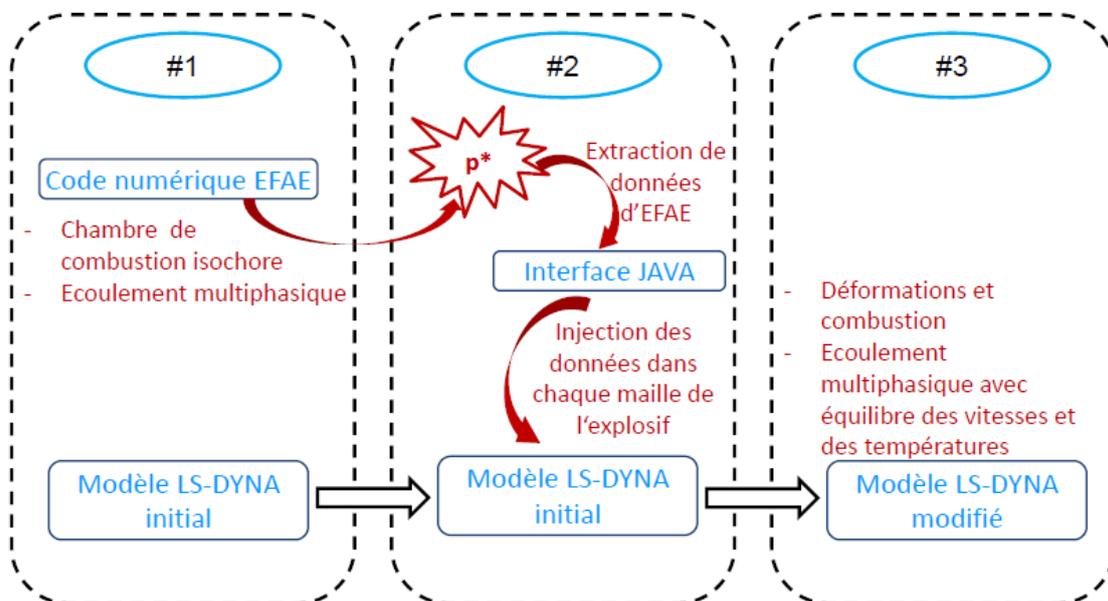


Figure A7-1 : Structure de l'interface.

En premier lieu, seul le code EFAE est actif. À partir des données d'entrée renseignées par l'utilisateur (granulométrie, dimensions de la chambre de combustion, fonction laser, pression critique), EFAE simule l'initiation thermique de la charge explosive par un laser ainsi que le début du phénomène de Transition Déflagration-Détonation (notamment le processus de combustion convective).

Dans le modèle 2d-axisymétrique LS-DYNA, il est important que la numérotation des éléments (terme désignant une maille dans un modèle LS-DYNA) débute par ceux associés à l'explosif, et que son maillage soit le même que celui utilisé dans EFAE. Le reste du modèle (autrement dit le confinement et l'opercule) peut se voir attribuer n'importe quelle géométrie ou propriété, pourvu qu'elles soient cohérentes entre elles.

Ce modèle peut être constitué d'un ou plusieurs *Keyword* comme expliqué au **Chapitre 3 – 4.1**. Classiquement, il est d'usage de séparer le maillage du modèle et ses propriétés. La ligne de commande « *INCLUDE » permet de regrouper l'ensemble dans un unique fichier d'entrée qui sert à lancer la simulation (*Figure A7-2*).

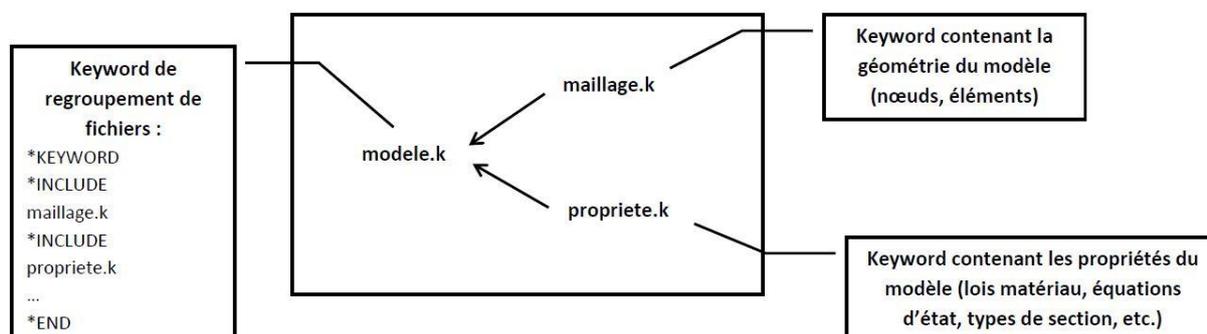


Figure A7-2 : Exemple de conception d'un modèle LS-DYNA en plusieurs *Keyword*.

La seconde étape débute lorsque la pression critique p^* est atteinte dans au moins une maille de l'explosif en contact avec l'opercule.

La pression critique est une donnée en bar qui est renseignée dans le fichier d'entrée d'EFAE. Comme expliqué au **Chapitre 3 – 3.1.5**, le choix de la pression comme paramètre critique s'explique car elle sert de repère à la fois pour la déformation du matériau et pour l'égalité des températures et vitesses entre les gaz et les particules.

Dès que la pression critique est atteinte, le calcul EFAE s'arrête et le fichier formaté de données (dont un aperçu est donné par la *Figure 3-7*) est généré. L'utilisateur peut alors faire appel à l'interface JAVA (*Figure A7-3*) pour générer les *Keyword* supplémentaires qui seront ajoutés au modèle LS-DYNA initial.

```
Entrez le chemin complet du répertoire de travail
1 - Celui-ci doit contenir l'ensemble des fichiers de données initiales
2 - Il s'écrit par exemple sous la forme C:\folder\folder1\folder2\...\work_folder
3 - !!Un chemin faux ou inexistant conduit à l'échec de l'application!!
Le chemin est :
C:\Users\Nicoloso\Desktop\Cpig 7.1\coupOp\cpigfev
Entrez les caractéristiques du maillage de LS-DYNA - Rappel : l'axe de symétrie est l'axe Y dans LS-DYNA
1 - Le nombre de mailles doit correspondre entre EFAE et LS-DYNA
2 - Les axes de symétrie sont inversés entre EFAE et LS-DYNA
3 - La géométrie de LS-DYNA est renseignée dans les lignes suivantes :
Dimension du modèle LS-DYNA selon x en cm ?
0.2
Nombre de mailles selon x ?
20
Dimension du modèle LS-DYNA selon y en cm (axe de symétrie) ?
0.4
Nombre de mailles selon y ?
40
Masse volumique initiale de l'explosif en g/cm3 ?
1.6
Entrez le nom du fichier DMP en provenance d'EFAE (avec l'extension)
Par exemple : LSDYNA_hmxla_X_0p0031_spc.dmp
d0163.5um_laserhm2.dmp
Fichiers de données générés (appuyez sur une touche)

Entrez le type de formulation : Solide (S) ou Coque (C)
C
Souhaitez-vous générer le maillage LS-DYNA pour l'explosif ? (y/n)
n
A ce stade du programme, le dossier de calcul doit comprendre :
1 - le modèle LS-DYNA initial comprenant les maillages (explosif+confinement), les propriétés et les cartes de contrôles
2 - les fichiers de données sous format standard __data.k, issus du calcul EFAE
Merci de vérifier avant de poursuivre le programme (appuyez sur une touche)

Type de donnée à coupler ?
(F : Burn Fraction / E : Energy / S : Velocity / M : Masse volumique)
F
Fichier de données à considérer (avec l'extension)?
(Par défaut, pour le taux d'avancement, il s'agit de fdata.k)
Chargement des données de F
Continuer (o/n)
o
Type de donnée à coupler ?
(F : Burn Fraction / E : Energy / S : Velocity / M : Masse volumique)
```

Figure A7-3 : Détails de l'interface JAVA.

L'interface réalise deux opérations. Celles-ci consistent d'une part à créer deux nouveaux *Keyword* dans lesquels sont injectées les données supplémentaires, et d'autre part à ajouter des lignes de commande dans le modèle initial pour prendre en compte ces nouveaux fichiers.

Les deux *Keyword* créés sont nommés respectivement « init.k » et « velocity.k ». Le premier permet de transmettre les valeurs de la masse volumique du mélange, de l'énergie interne massique du mélange et de l'avancement de réaction *via* la carte « Initial_Stress_Shell ». Le second ajoute les vitesses matérielles du mélange *via* la carte « Initial_Velocity_Node ». Ces deux cartes sont détaillées aux sections suivantes.

Les lignes de commande supplémentaires ajoutées dans le *Keyword* de base sont des « *INCLUDE » suivis des noms des *Keyword* à ajouter. Pour reprendre l'exemple de la structure sur la Figure A7-2, cela donnerait les modifications en rouge de la Figure A7-4.

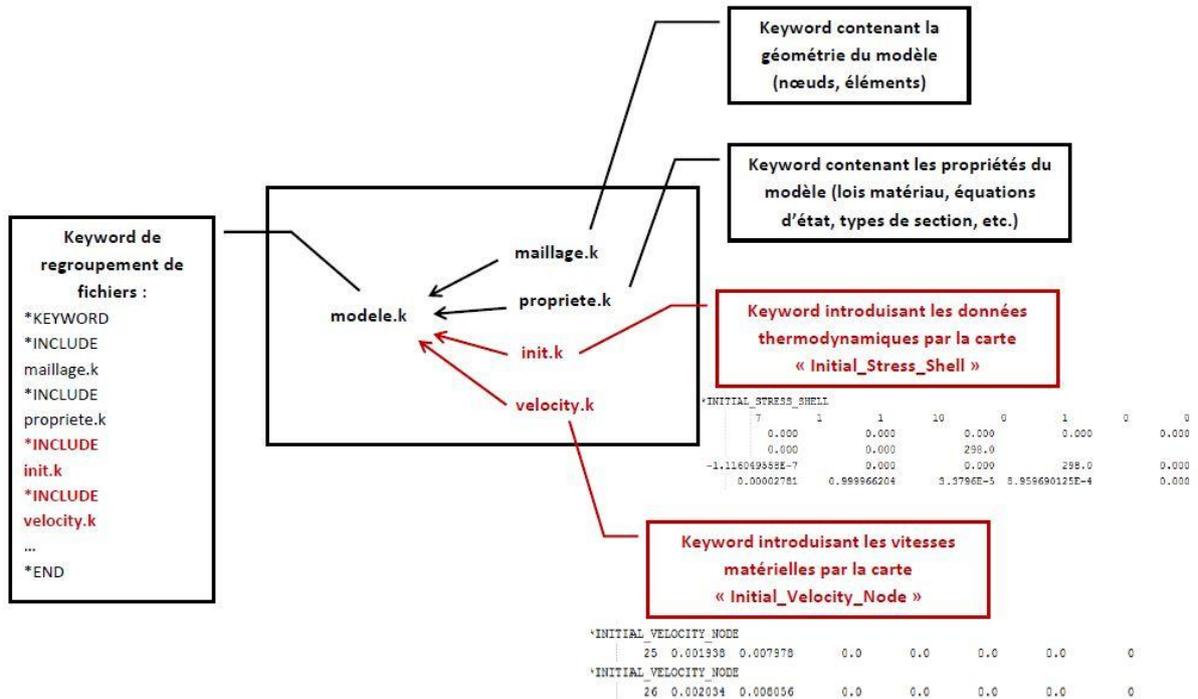


Figure A7-4 : Modification du modèle LS-DYNA par l'interface JAVA.

La dernière étape consiste pour l'utilisateur à lancer le modèle *LS-DYNA* complété, ce qui permet de simuler les phénomènes en jeu.

2. Gestion du volume dans LS-DYNA

En 2d-axisymétrique, *LS-DYNA* construit le maillage cylindrique correspondant en se basant sur un maillage cartésien plan (x, y) défini par l'utilisateur, et en considérant l'axe des ordonnées « Y » comme axe de symétrie. Le logiciel procède donc à la transformation d'une surface en un volume (Figure A7-5).

La conséquence est que les données de la carte « Initial_Stress_Shell » doivent s'appliquer à un volume et non à une surface lors de l'initialisation, ce qui est particulièrement important pour le transfert de l'énergie dans *LS-DYNA*.

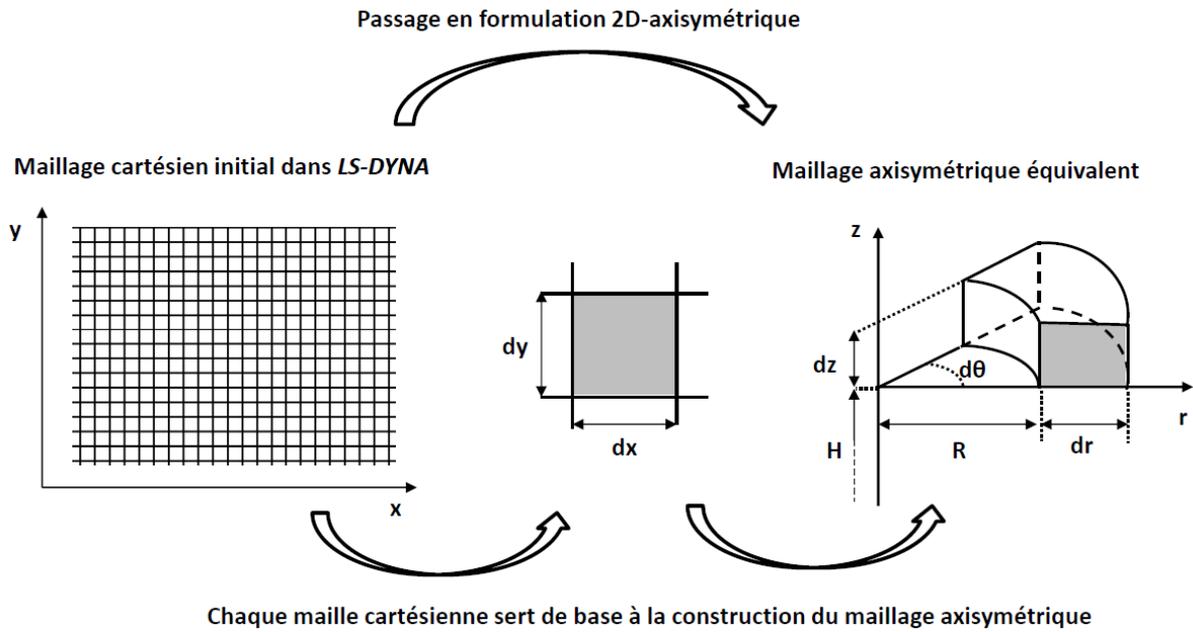


Figure A7-5 : Passage d'un maillage plan (x, y) à un maillage axisymétrique (r, ϑ, z) dans LS-DYNA.

Dans la Figure A7-5, les axes « x » et « y » sont respectivement confondus avec les axes « r » et « z » pour un θ donné. Soit une maille rectangulaire de largeur dx et de hauteur dy dans le maillage plan, dont l'angle inférieur gauche est situé à une hauteur H et à une distance R de l'axe de symétrie, son volume en coordonnées cylindriques s'exprime de la manière suivante :

$$V_{maille} = \int_H^{H+dy} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_R^{R+dx} r dr d\theta dz$$

$$V_{maille} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta \int_H^{H+dy} dz \int_R^{R+dx} r dr$$

$$V_{maille} = (\theta_2 - \theta_1) \times dy \times \left(Rdx + \frac{dx^2}{2} \right) \quad [A7-1]$$

L'équation [A7-1] permet de déduire le volume de la maille en fonction de ses dimensions surfaciques initiales (dx et dy) utilisées lors de la création du maillage dans LS-DYNA, et de sa position dans le plan. La variation de l'angle θ n'est pas prise en compte, de sorte que le volume V_{DYNA} dans LS-DYNA peut être défini selon l'équation [A7-2] :

$$V_{DYNA} = dy \times \left(Rdx + \frac{dx^2}{2} \right) \quad [A7-2]$$

Dans ce projet, le maillage utilisé est uniforme et constitué de mailles carrées. L'égalité $dx = dy$ est donc vérifiée.

En outre, le rayon R , qui exprime la position d'une maille par rapport à l'axe de symétrie, est un multiple de la largeur de maille dx , de sorte que $R = q \times dx$ avec q un entier naturel qui correspond à la position de la maille par rapport à l'axe de symétrie du modèle. Lorsque $q = 0$, cela signifie que la maille située sur l'axe de symétrie est considérée, et ainsi de suite.

L'équation [A7-2] devient finalement :

$$\begin{aligned} V_{DYNA} &= dx \left(q dx^2 + \frac{dx^2}{2} \right) \\ V_{DYNA} &= dx^3 \left(q + \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \quad [A7-3]$$

Pour exemple, l'application de l'équation [A7-3], dans un maillage constitué de mailles carrées de 0,01 cm de côté, en $q = 0$, $q = 5$, $q = 10$ et $q = 15$, donne les valeurs de volume suivantes :

$$\begin{aligned} V_{DYNA}(q = 0) &= dx^3 \left(0 + \frac{1}{2} \right) = 5 \times 10^{-7} cm^3 \\ V_{DYNA}(q = 5) &= dx^3 \left(5 + \frac{1}{2} \right) = 5,5 \times 10^{-6} cm^3 \\ V_{DYNA}(q = 10) &= dx^3 \left(10 + \frac{1}{2} \right) = 1,05 \times 10^{-5} cm^3 \\ V_{DYNA}(q = 15) &= dx^3 \left(15 + \frac{1}{2} \right) = 1,55 \times 10^{-5} cm^3 \end{aligned}$$

Ces résultats se retrouvent dans *LS-DYNA* en positionnant des jauges appropriées dans le modèle, ce qui permet d'obtenir la courbe d'évolution des volumes sur la *Figure A7-6*.

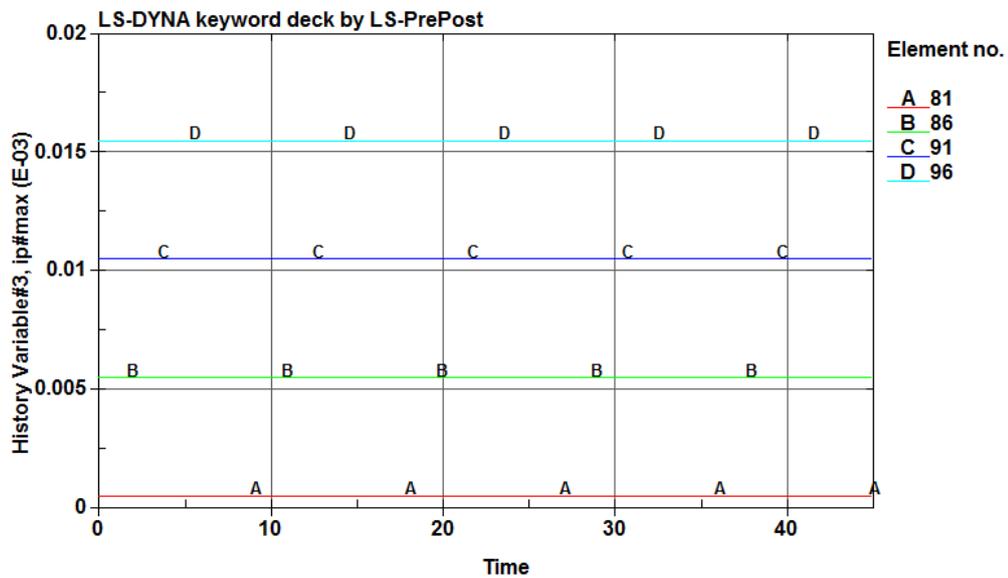
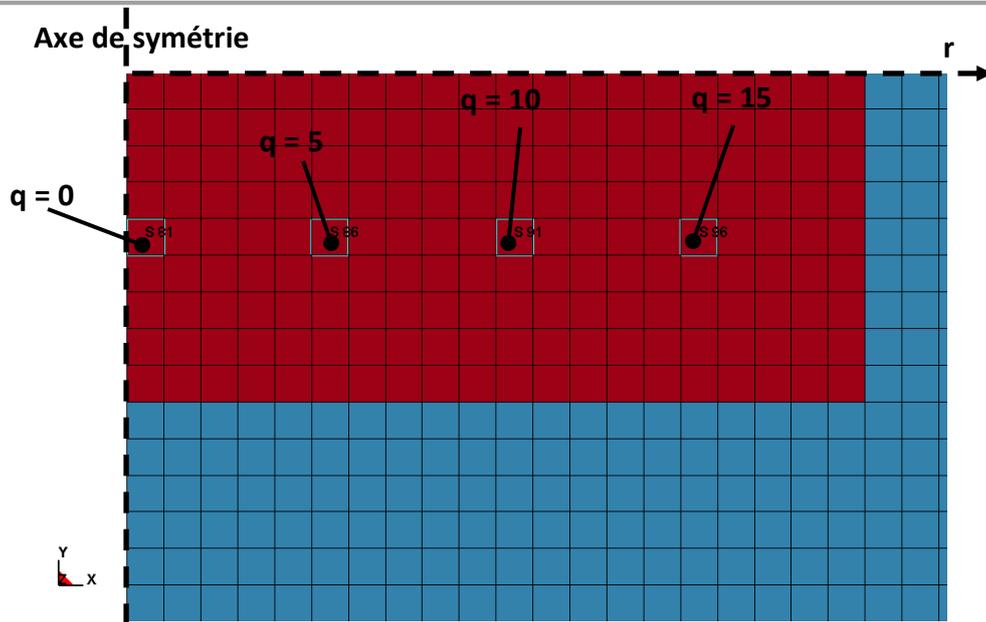


Figure A7-6 : Considération du volume par LS-DYNA en 2d-axisymétrique.

L'énergie interne d'une maille dépend de même de l'énergie interne volumique e_v mais également de sa position par rapport à l'axe de symétrie.

$$e_{DYNA} = e_v dx^3 \left(q + \frac{1}{2} \right) \quad [A7-4]$$

3. Carte « Initial_Velocity_Node »

La carte « Initial_Velocity_Node » de LS-DYNA sert à transférer les vitesses matérielles du mélange fournies par EFAE.

La Figure A7-7 présente les différentes entrées de cette carte, telle qu'elle apparaît dans l'interface de LS-PREPOST et dans le Keyword.

NID	VX	VY	VZ	VXR	VYR	VZR	ICID
24	-0.0022940	0.0020550	0.0	0.0	0.0	0.0	0


```
*INITIAL_VELOCITY_NODE
24 -0.002294 0.002055 0.0 0.0 0.0 0.0 0
```

Figure A7-7 : Entrées de la carte « Initial_Velocity_Node » dans LS-PREPOST (haut) et dans le Keyword (bas).

Dans cette carte, la première entrée (« NID ») définit le numéro de nœud du modèle auquel est appliquée la vitesse. Les trois entrées suivantes (« VX », « VY » et « VZ ») sont respectivement les vitesses selon les axes X, Y et Z. Les autres entrées ne sont pas concernées par l'étude et doivent être laissées à 0.

Le code *EFAE* suivant une approche Eulérienne, les grandeurs physiques, y compris les vitesses matérielles, sont données au centre de chaque maille. Cependant, *LS-DYNA* n'est capable que d'initier la vitesse à des nœuds.

Pour remédier à cela, l'interface *JAVA* calcule la vitesse u aux nœuds N_i en moyennant les vitesses des mailles M_i environnantes (Figure A7-8).

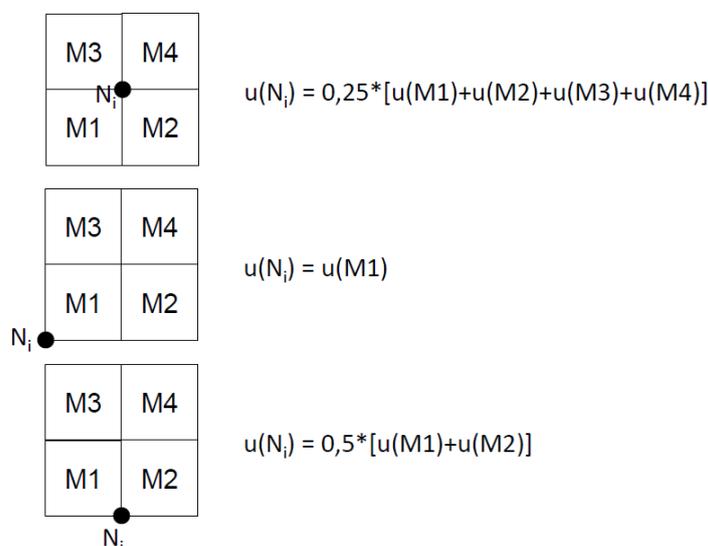


Figure A7-8 : Différentes configurations de calcul de la vitesse aux nœuds.

L'interface se charge également de convertir les vitesses données par *EFAE* en m/s dans l'unité adéquate de *LS-DYNA*, soit en cm/ μ s.

4. Carte « Initial_Stress_Shell »

La carte « Initial_Stress_Shell » de *LS-DYNA* sert à transférer les grandeurs thermodynamiques fournies par *EFAE*. La Figure A7-9 présente les différentes entrées de cette carte.

1	<u>EID</u>	<u>NPLANE</u>	<u>NTHICK</u>	<u>NHISV</u>	<u>NTENSR</u>	<u>LARGE</u>
	7	1	1	13	0	1
Repeated Data by Button and List						
2	<u>I</u>	<u>SIGXX</u>	<u>SIGYY</u>	<u>SIGZZ</u>	<u>SIGXY</u>	
	0.000000000E-	0.000000000E-	0.000000000E-	0.000000000E-	0.000000000E-	
3	<u>SIGYZ</u>	<u>SIGZX</u>	<u>EPS</u>			
	0.000000000E-	0.000000000E-	7.012001416E-			
4	<u>HISV1</u>	<u>HISV2</u>	<u>HISV3</u>	<u>HISV4</u>	<u>HISV5</u>	
	6.562077581E-	0.000000000E-	0.000000000E-	7.012001416E-	0.000000000E-	
5	<u>HISV1</u>	<u>HISV2</u>	<u>HISV3</u>	<u>HISV4</u>	<u>HISV5</u>	
	2.441355533E-	2.913305431E-	7.680679309E-	1.306749326E-	0.000000000E-	
6	<u>HISV1</u>	<u>HISV2</u>	<u>HISV3</u>	<u>HISV4</u>	<u>HISV5</u>	
	0.000000000E-	0.000000000E-	1.538461538E-			

```

*INITIAL_STRESS_SHELL
    7      1      13      0      1      0      0
0.000000000E+00 0.000000000E+00 0.000000000E+00 0.000000000E+00 0.000000000E+00
0.000000000E+00 0.000000000E+00 7.012001416E+02
6.562077581E-04 0.000000000E+00 0.000000000E+00 7.012001416E+02 0.000000000E+00
2.441355533E-05 2.913305431E-01 7.680679309E-01 1.306749326E+00 0.000000000E+00
0.000000000E+00 0.000000000E+00 1.538461538E+02
    
```

Figure A7-9 : Entrées de la carte « Initial_Stress_Shell » dans LS-PREPOST (haut) et dans le Keyword (bas).

Dans cette carte, la première ligne (ligne « 1 ») caractérise les propriétés de la carte. Le champ « EID » désigne le numéro d'identification de l'élément (autrement dit de la maille) auquel s'applique la carte. Le champ « NHISV » désigne le nombre de variables historiques qui sont prises en compte par la carte. Il est nécessaire de fixer au moins ce nombre à 13 dans l'étude, ce qui correspond aux dix variables historiques de la loi Lee-Tarver auxquelles sont ajoutées trois variables supplémentaires introduites par l'utilisation de la formulation 2d-axisymétrique (voir ci-après). Compte-tenu qu'il n'existe pas plus de 10 variables historiques avec la loi Lee-Tarver, les entrées supplémentaires ne seront de toute façon pas prises en compte lors de l'initiation si l'entrée de « NHISV » est supérieure à 13.

Enfin, le champ « LARGE » correspond au format des données et doit être fixé à 1. Les autres champs de la ligne (« NPLANE », « NTHICK » et « NTENSR ») ne sont pas utilisés.

Les deux lignes suivantes (lignes « 2 » et « 3 ») initialisent les données de contraintes (« SIGxx ») et de température (« EPS »). Le paramètre « T » ainsi que les contraintes doivent être initialisés à « 0 » pour cette étude. Enfin, la température (champ « EPS ») doit prendre la même valeur que la variable historique correspondante (HISV4). Noter que le sigle « EPS » désigne la déformation plastique effective (« Effective Plastic Strain »), mais correspond bien à une température. Il s'agit d'un bogue de la carte.

L'interface JAVA remplit automatiquement les champs décrits ci-dessus.

Les deux lignes qui suivent (lignes « 4 » et « 5 ») correspondent aux variables historiques de la loi associée. Pour la loi Lee-Tarver, les correspondances sont définies au **Chapitre 3 - 4.4.2.b**. Chaque ligne contient des variables numérotées de 1 à 5. Y sont ajoutées autant de lignes que nécessaire pour atteindre le nombre entré au champ « NHISV ». Les valeurs issues d'EFAE sont injectées dans ces deux lignes par l'interface.

L'énergie interne massique du mélange est introduite par la variable « HISV1 » de la ligne « 4 ». Le code EFAE fournit la valeur de l'énergie interne massique en J/kg. Dans LS-DYNA, il s'agit en fait de l'énergie interne, dont l'unité est en 10^5 J (pour satisfaire au système d'unités choisi, voir **Chapitre 3 – 4.1**). Il s'agit donc du produit de l'énergie interne massique fournie par EFAE avec la masse volumique du mélange, ce qui permet d'obtenir l'énergie interne volumique en J/m^3 à laquelle est appliquée l'équation [A7-4].

Le volume de la maille, qui correspond à la variable « HISV3 » de la ligne « 4 », doit être laissé à « 0 » pour satisfaire à la cohérence thermodynamique de la cellule.

À la ligne « 5 », la fraction de gaz brûlé et son complémentaire (la fraction d'explosif non réagi) occupent respectivement les variables « HISV2 » et « HISV3 ». Ses valeurs sont sans unité et comprises entre 0 et 1.

Enfin, la masse volumique du mélange est la variable « HISV4 » de la ligne « 5 ». Dans LS-DYNA, il s'agit du rapport de la masse volumique sur la masse volumique initial de l'explosif solide. Sa valeur est adimensionnée.

Les autres données sont initiées par l'interface. LS-DYNA est capable de faire les ajustements nécessaires à partir des données imposées pour assurer la cohérence thermodynamique de chaque maille, introduisant toutefois une incertitude dans ces valeurs ajustées. Pour information, la variable « HISV4 » de la ligne « 4 » correspond à la température, tandis que « HISV1 » à la ligne « 5 » est la capacité calorifique du mélange.

Enfin, la dernière ligne (ligne « 6 ») introduit des variables historiques supplémentaires qui ne sont pas associées à la loi matériau Lee-Tarver, mais résultent de l'utilisation d'une formulation 2d-axisymétrique. Cette ligne est composée de trois entrées. Les deux premières peuvent être laissées nulles.

La troisième est en revanche indispensable, et correspond à une correction apportée sur le volume de maille⁹. Dans cette étude, elle dépend donc de la position de la cellule considérée par rapport à l'axe de symétrie du modèle, et s'exprime par l'équation [A7-5] dans le cas d'un maillage uniforme et constitué de mailles carrées.

$$HISV13 = \frac{1}{2dx^3(q+\frac{1}{2})} = \frac{1}{2V_{DYNA}} \quad [A7-5]$$

Avec q un entier naturel qui correspond à la position de la maille par rapport à l'axe de symétrie du modèle, la maille située sur l'axe étant à la position 0. dx est la taille de la

⁹ Information apportée par Alyotech, distributeur et support de LS-DYNA en France

maille, et V_{DYNA} est le volume défini par l'équation [A7-3]. Cette équation est proche des équations [A7-2] et [A7-4]. L'interface *JAVA* complète automatiquement cette dernière ligne.

Cette carte s'applique à une section de type « Shell » ou coque, autrement dit à une géométrie 2D. Elle existe également en 3D pour une section solide. Dans ce cas, elle est intitulée « Initial_Stress_Solid », et possède des entrées un peu différentes de celles présentées à la *Figure A7-9*. Elle ne sera toutefois pas davantage détaillée ici.

Références bibliographiques intégrales

A

Akhavan, J. (2004). *The chemistry of explosives*. RSC Paperbacks.

Aksteel. (s.d.). Consulté sur <http://www.aksteel.com>

Aleksandrov, E. I., & Tsipilev, V. P. (1982). Effect of pressing pressure on the sensitivity of lead azide to the action of laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 18(2), 215-218.

Aleksandrov, E. I., & Tsipilev, V. P. (1984). Effect of the pulse length on the sensitivity of lead azide to laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 20(6), 690-694.

Aleksandrov, E. I., & Voznyuk, A. G. (1978). Initiation of lead azide with laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 14(4), 480-484.

Aleksandrov, V. E., Dolgolaptev, A. V., Ioffe, V. B., & Levin, B. V. (1985). Inflammation of porous systems by monopulse laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 21(1), 54-57.

Aleksandrov, V. I. (1975). Measurement of Optical Properties of Some Explosives. *Explosives and Propellants*, 3, 67-68.

Anderson, T. B., & Jackson, R. (1967). A fluid mechanical description of fluidized beds-equations of motion. *Ind. Engng. Chem. Fund*, 6(4), 527-539.

Andreev, K. K. (1944). The problem of the mechanisms of the transition from burning to detonation in explosives. *J. phys. Chem.*, 17, 533-537.

Andreev, K. K., & Chuiko, S. V. (1963). Transition of the Burning of Explosives Into an Explosion. I. Burning of Powdered Explosives at Constant High Pressures. *Russian Journal of Physical Chemistry*, 37, 695-699.

Andrianov, N., Saurel, R., & Warnecke, G. (2003). A simple method for compressible multiphase mixtures and interfaces. *International journal for numerical methods in fluids*, 41(2), 109-131.

B

- Baer, M. R., & Nunziato, J. W. (1986, February). A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(6), 861-889.
- Bahl, K., Bloom, G., Erickson, L. M., Lee, R., Tarver, C. M., Von Holle, W., et al. (1985). Initiation Studies on LX-17 Explosive. Dans N. S. Center (Éd.), *8th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 1045-1056). Albuquerque.
- Barnes, J. T., & Fisher, E. B. (1995). *Combustion Mechanisms of Very High Burn Rate (VHBR) Propellant*. U.S. Army Research Laboratory.
- Baudin, G., & Serradeil, R. (2010). Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state. (E. S. 2010, Éd.) *EPJ Web of Conferences*, 10, 00021.
- Baxevanis, T., Katsaounis, T., & Tzavaras, A. (2009, July). Adiabatic Shear Bands. Greece.
- Bdzil, J. B., & Son, S. F. (1995). *Engineering Models of Deflagration-to-Detonation Transition*. Technical Report, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.
- Becker, R. (1921). Eine Zustandsgleichung für Stickstoff bei Grossen Dichten. *Zeitschrift für Physik*, 4(3), 343-409.
- Becker, R. (1922). Physikalisches über Feste und Gasformige Sprengstoffe. *Zeitschrift für Technische Physik*, 3, 249.
- Beckstead, M. W., Peterson, N. L., Pilcher, D. T., Hopkins, B. D., & Krier, H. (1977). Convective Combustion, Modeling Applied to Deflagration-to-Detonation Transition of HMX. *Combustion and Flame*, 30, 231-241.
- Beckstead, M. W., Puduppakkam, K., Thakre, P., & Yang, V. (2007). Modeling of combustion and ignition of solid-propellant ingredients. *Progress in Energy and Combustion Science*, 33(6), 497-551.
- Belyaev, A. F., Bobolev, V. K., Sulimov, A. A., Korotkov, A. I., & Chuiko, S. V. (1973). *The Transition of the Combustion of Condensed Systems to Explosion*. Moscow.
- Belyaev, A. F., Korotkov, A. I., & Sulimov, A. A. (1966). Breakdown of Surface Burning of Gas-Permeable Porous Systems. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 2, 47-58.

Beran, M. J. (1968). *Statistical Continuum Theories*. New York: Interscience Publishers.

Bernecker, R. R. (1986). The Deflagration-to-Detonation Transition Process for High Energy Propellants - A Review. *AIAA Journal*, 24(1), 82-91.

Bernecker, R. R., & Price, D. (1974). Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives-I. Experimental Arrangement and Behavior of Explosives which fail to exhibit Detonation. *Combustion and Flame*, 22, 111-118.

Bernecker, R. R., & Price, D. (1974). Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives-II. Transitional Characteristics and Mechanisms Observed in 91/9 RDX/Wax. *Combustion and Flame*, 22, 119-129.

Bernecker, R. R., & Price, D. (1974). Studies in the Transition from Deflagration to Detonation in Granular Explosives-III. Transitional Proposed Mechanisms for Transition and Comparison with Other Proposals in the Literature. *Combustion and Flame*, 22, 161-174.

Bernecker, R. R., Sandusky, H. W., & Clairmont, A. R. (1981). Deflagration-to-Detonation Transition Studies of Porous Explosives Charges in Plastic Tubes. Dans N. S. Center (Éd.), *7th Symp. (Int.) on Detonation*.

Bernecker, R. R., Sandusky, H. W., & Clairmont, A. R. (1985). Deflagration-to-Detonation Transition Studies of a Double-Base Propellant. *8th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 658-668). White Oak.

Berthelot, M., & Vieille, P. (1881). *Compte-Rendus Hebdomadaires Scéances Académies des Sciences*, 93(18).

Bobolev, V. K., Margolin, A. D., & Chuiko, S. V. (1966). Stability of Normal Burning of Porous Systems at Constant Pressure. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 2, 24-32.

Boris, J. P., Landsberg, A. M., Oran, E. S., & Gardner, J. H. (1993). *LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations*. Naval Research Laboratory, Washington DC.

Bourne, N. K. (2001). On the laser ignition and initiation of explosives. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 427(2010), 1401-1426.

Brish, A. A., Galeev, I. A., Zaitsev, B. N., Sbitnev, E. A., & Tatarintsev, L. V. (1969). Mechanism of initiation of condensed explosives by laser radiation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 5(4), 326-328.

Brunauer, S., Emmett, P. H., & Teller, E. (1938). Adsorption of gases in multimolecular layers. *Journal of the American Chemical Society*, 60(2), 309-319.

Butler, P. B., & Krier, H. (1986). Analysis of Deflagration to Detonation Transition in High-Energy Solid Propellants. *Combustion and Flame*, 63, 31-48.

Butler, P. B., Lembeck, M. F., & Krier, H. (1982). Modeling of Shock Development and Transition to Detonation Initiated by Burning in Porous Propellant Beds. *Combustion and Flame*, 46, 75-93.

Buyevich, Y. A. (1971). Statistical hydrodynamics of disperse systems - part 1 - Physical background and general equations. *J. Fluid Mech.*, 49(3), 489-507.

Buyevich, Y. A. (1972). Statistical hydrodynamics of disperse systems - part 2 - Solution of the kinetic equation for suspended particles. *J. Fluid Mech*, 52(2), 345-355.

Buyevich, Y. A. (1972). Statistical hydrodynamics of disperse systems - part 3 - Pseudo-turbulent structure of homogeneous suspensions. *J. Fluid Mech.*, 56(2), 313-336.

C

Campbell, A. W. (1980). Deflagration-to-Detonation transition in granular HMX. *Proceedings 1980 JANNAF Propulsion System Hazards Subcommittee Mtg*, (pp. 105-130). Los Alamos.

Campbell, A. W., Davis, W. C., & Travis, J. R. (1961). Shock Initiation of Detonation in Liquid Explosives. *Physics of Fluids*, 4(4), 498-510.

Campbell, A. W., Davis, W. C., Ramsay, J. B., & Travis, J. R. (1961). Shock Initiation of Solid Explosives. *Physics of Fluids*, 4(4), 511-521.

Carroll, M. M., & Holt, A. (1972). Static and dynamic pore-collapse for ductile porous materials. *J. appl. Phys*, 43, 1626-1635.

Chapman, D. L. (1899). On the rate of Explosion in Gases. *Philos. Mag.*, 47, 90-104.

Chéret, R., Camarcat, N., & Olive, F. (1989). *La détonation des explosifs condensés* (Vol. II). Paris, France: Commissariat à l'Energie Atomique.

Chinnayya, A., Daniel, E., & Saurel, R. (2004). Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials. *Journal of Computational Physics*, 196(2), 490-538.

Cook, M. A. (1947). An equation of state for gases at extremely high pressures and temperatures from the hydrodynamic theory of detonations. *The Journal of Chemical Physics*, 15(7), 518.

Corner, J. (1950). *Theory of the Interior Ballistics of Guns*. New York: Wiley.

Cowan, R. D., & Fickett, W. (1956). Calculation of the Detonation Products of Solid Explosives with the Kistiakowsky-Wilson Equation of State. *Journal of Chemical Physics*, 24, 932-939.

D

Dallman, J. C., & Wackerle, J. (1993). Temperature-Dependent Shock Initiation of TATB-Based High Explosives. Dans O. o. Research (Éd.), *10th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 130-138). Boston.

Daridon, L., Oussouaddi, O., & Ahzi, S. (2004). Influence of the material constitutive models on the adiabatic shear band spacing: MTS, power law and Johnson-Cook models. *International Journal of Solids and Structures*, 41, 3109-3124.

Deluca, L., Caveny, L. H., Ohlemiller, T. J., & Summerfield, M. (1976). Radiative Ignition of Double Base Propellants: I. Some Formulation Effects. *AIAA Journal*, 14(7), 940-946.

Deluca, L., Caveny, L. H., Ohlemiller, T. J., & Summerfield, M. (1976). Radiative Ignition of Double Base Propellants: II. Pre-ignition Events and Source Effects. *AIAA Journal*, 14(8), 1111-1117.

Dik, I. G., Zurer, A. B., & Kuznetsov, V. T. (1979). Critical Events in the Process of RDX + 1% C Ignition. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 15(3), 77-80.

Dilhan, D., Farfal, P., Cahuzac, F., Moulard, H., & Ritter, A. (2008). Overview of Recent Developments of Optopyrotechnics for Space Applications. *AIAA joint propulsion conference*. Hartford.

Dobratz, B. M., & Crawford, P. C. (1985). *LLNL Explosives Handbook - Properties of Chemical Explosives and Explosives Simulant*. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore.

Dolan, D. H. (2010). Accuracy and precision in photonic Doppler velocimetry. *Review of Scientific Instruments*, 81.

Döring, W. (1943). On Detonation Processes in Gases. *Ann. Phys.*, 43, 421-436.

Duclaux, J. (1924). Théorie des gaz et équation d'état. *J. Phys. Radium*, 5(11), 331-337.

Duginov, E. V., & Khaneft, A. V. (2011). Effect of the Temperature Dependence of the Absorption Coefficient on the Critical Energy of Ignition of Condensed Substances by a Laser Pulse. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 47(4), 490-497.

Dyckmans, G. (2011). *Fundamentals of Ballistics*. Consulté sur E-book in Ballistics Theory and Software: <http://e-ballistics.com>

E

Ergun, S. (1952). Fluid flow through packed columns. *Chemical Engineering Progress*, 48, 89-96.

Ermolaev, B. S., Khasainov, B. A., Borisov, A. A., & Korotkov, A. I. (1975). Convective-combustion propagation in porous low and high explosives. *Fizika Goreniya I Vzryva*, 11(5), 720-730.

Ermolaev, B. S., Novozhilov, B. V., Posvyanskii, V. S., & Sulimov, A. A. (1985). Results of numerical modeling of the convective burning of particulate explosive systems in the presence of increasing pressure. *Fizika Goreniya I Vzryva*, 21(5), 3-12.

Ermolaev, B. S., Sulimov, A. A., Foteenkov, V. A., Khrapovskii, V. E., Korotkov, A. I., & Borisov, A. A. (1980). Nature of and laws governing quasi-steady-state pulsed convective combustion. *Fizika Goreniya I Vzryva*, 16(3), 266-274.

F

Fauveau, J., Tavernier, P., Trombe, F., & Foex, M. (1961). Ignition of Powders by Sun Energy. *Colloques Internationaux du Centre National de la Recherche Scientifique*, 85, pp. 383-397. Paris.

Finger, M., Lee, E., Helm, F. H., Hayes, B., Hornig, H., McGuire, R., et al. (1976). The effect of elemental composition on detonation behavior of explosives. Dans O. o. Research (Éd.), *6th Symp. (Int.) on Detonation*, (p. 710). Arlington.

Forbes, J. W., Tarver, C. M., Urtiew, P. A., & Garcia, F. (1998). The effects of Confinement and Temperature on the Shock Sensitivity of Solid Explosives. *11th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 145-151). Snowmass.

Frank-Kamenetskii, D. A. (1939). Calculation of thermal explosion limits. *Acta Phys.-Chim*, 10(365), 193.

Fried, L. E., Howard, W. M., & Souers, P. C. (1998). *Cheetah 2.0 User's Manual*. Energetic Materials Center. Lawrence Livermore National Laboratory.

G

Gibbs, T. R., Baytos, J. F., Morris, C. E., Marsh, S. P., Popolato, A., Hoyt, M. S., et al. (1980). *LASL Explosives Property Data* (éd. Los Alamos series on dynamic material properties). Berkeley, California, USA: University of California Press.

Gifford, M. J. (2000). *The Role of Hot-Spots in the Ignition and Growth of Explosion*. Thesis, Gonville & Caius College, Cambridge.

Gifford, M. J., Luebcke, P. E., & Field, J. E. (1999). A new mechanism for deflagration-to-detonation in porous granular explosives. *Journal of applied physics*, 86(3), 1749-1753.

Gipson, R. W., & Maček, A. (1962). Flame fronts and compression waves during transition from deflagration to detonation in solids. Dans Elsevier (Éd.), *8th Symp. (Int.) on Combustion*, 8, pp. 847-854. Baltimore.

Gokhale, S. S., & Krier, H. (1982). Modeling of Unsteady Two-Phase Reactive Flow in Porous Beds of Propellant. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8, 1-39.

Gonthier, K. A. (2002). Modeling Reactive Compaction of HMX. Dans L. S. University (Éd.), *12th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 958-966). Baton Rouge.

Gonthier, K. A., & Powers, J. M. (1996). A Numerical Investigation of Transient Detonation in Granulated Material. *Shock Waves*, 6, 376-433.

Gonthier, K. A., & Powers, J. M. (2000). A High-Resolution Numerical Method for a Two-Phase Model of Deflagration-to-Detonation Transition. *Journal of Computational Physics*, 163, 376-433.

Gough, P. (1974). *Fundamental Investigation of the Interior Ballistics of guns*. Space Corporation.

Gough, P. S., & Zwarts, F. J. (1979). Modelling Heterogeneous Two-Phase Reacting Flow. *AIAA Journal*, 17(1), 17-25.

Goveas, S. G., Drake, R. C., & Field, J. E. (1999). A study of the laser ignition of HMX/carbon black compositions. *Energetic materials- Modelling of phenomena, experimental characterization, environmental engineering*, 22-1.

Griffiths, N., & Grocock, J. M. (1960). The burning to detonation of solid explosives. *J. Chem. Soc.*, 814, 4145.

H

Hagan, J. T., & Chaudhri, M. M. (1983). Low energy laser initiation of single crystals of single crystal of b-lead azide. *Proc. 7th Symp. (Int.) on Detonation*, 16, pp. 735-744.

Hallquist, J. O. (1990). *LS-DYNA User's Manual (Nonlinear Dynamic Analysis of Solids in Three Dimensions)*. Livermore Software Technology Corporation.

Harkoma, M. (2010). *Confinement in the Diode Laser Ignition of Energetic Materials*. Tampereen teknillinen yliopisto. Julkaisu-Tampere University of Technology.

Harlow, F. H., & Amsden, A. A. (1975). Numerical calculation of multiphase fluid flows. *J. Computational Phys.*, 17(1), 19-52.

Harrach, R. J. (1976). Estimates on the ignition of high-explosives by laser pulses. *Journal of Applied Physics*, 47(6), 2473-2482.

Hobbs, M. L., & Baer, M. R. (1992). *Calibrating the BKW-EOS with a large product species data base and measured C-J properties*. Sandia National Labs, Albuquerque.

I

Inami, S. H., McCulley, L., & Wise, H. (1969). Ignition Response of Solid Propellants to Radiation and Conduction. *Combustion and Flame*, 13(5), 531-540.

(1965). *Interior Ballistics of Guns*. Engineering Design Handbook, National Technical Information Service, U. S. Army Materiel Command, Springfield.

J

Jensen, B. J., Holtkamp, D. B., Rigg, P. A., & Dolan, D. H. (2007, January 12). Accuracy limits and window corrections for photon Doppler velocimetry. (A. I. Physics, Éd.) *Journal of Applied Physics*, 101(1).

Johnson, G. R., & Cook, W. H. (1985). Fracture Characteristics of Three Metals Subjected to Various Strains, Strain Rates, Temperatures and Pressures. *Engineering Fracture Mechanics*, 21(1), 31-48.

Jouguet, E. (1905). On the Propagation of Chemical Reactions in Gases. *J. de Mathématiques Pures et Appliquées*, 1, 347-425.

Jouguet, E. (1906). On the Propagation of Chemical Reactions in Gases. *J. de Mathématiques Pures et Appliquées*, 2, 5-85.

K

Khasainov, B. A., & Veyssiere, B. (1996). Initiation of detonation regimes in hybrid two-phase mixtures. *Shock Waves*, 6, 9-15.

Khasainov, B. A., Borisov, A. A., Ermolaev, B. S., & Korotkov, A. I. (1981). Two-Phase Visco-Plastic Model of Shock Initiation of Detonation in High Density Pressed Explosives. Dans N. S. Center (Éd.), *7th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 435-447). Annapolis.

Khasainov, B. A., Presles, H.-N., & Vidal, P. (2003). Numerical Simulation of Ammonium Nitrate/Aluminium Mixtures in Underwater Detonation Tests. *5th Symp. on High Dynamic Pressures*, (pp. 143-154).

Kistiakowsky, G. B., & Wilson, E. B. (1941). *Report on the Prediction of Detonation Velocities of Solid Explosives*. Office of Scientific Research and Development.

Kistiakowsky, G. B., & Wilson, E. B. (1941). *The Hydrodynamic Theory of Detonation and Shock Waves*. Office of Scientific Research and Development.

Klee, C., & Ludwig, D. (1981). The sensitivity to Initiation of HE-wax Compounds at Different Temperatures. Dans U. S. Academy (Éd.), *7th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 336-342). Annapolis.

Kooker, D. E. (1990). *Modeling of Compaction Wave Behavior In Confined Granular Energetic Material*. U. S. Army Ballistic Research Laboratory, Aberdeen.

Korotkov, A. I., Sulimov, A. A., Obmenin, A. V., Dubovitskii, V. F., & Kurkin, A. I. (1969). Transition From Combustion to Detonation in Porous Explosives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 5, 315-325.

Kovalskii, A. A., Khlevnoi, S. S., & Mikheev, V. F. (1967). The ignition of ballistic powders. *Combustion, Explosions, and Shock Waves*, 3(4), 323-331.

Krier, H., & Gokhale, S. S. (1976). Vigorous ignition of granulated propellant beds by blast impacts. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19, 915-923.

Krier, H., & Gokhale, S. S. (1978). Modeling of convective mode combustion through granulated propellant to predict detonation transition. *AIAA Journal*, 16(2), 177-183.

Krier, H., & Kezerle, J. A. (1977). *Modeling of convective mode combustion through granulated propellant to predict transition to detonation*. Technical Report AAE 77-17, University of Illinois, Aeronautical and Astronautical Engineering Department, Urbana-Champaign.

Krier, H., & Kezerle, J. A. (1979). A separated two-phase flow analysis to study deflagration-to-detonation transition (DDT) in granulated propellant. Dans T. C. Institute (Éd.), *17th Symp. (Int.) on Combustion*, 17, pp. 23-34. Pittsburgh.

Krier, H., Dimstein, M., & Gokhale, S. S. (1976). *Reactive two-phase flow models applied to the prediction of detonation transition in granulated solid propellant*. Technical Report AAE 76-3, University of Illinois, Aeronautical and Astronautical Engineering Department, Urbana-Champaign.

Kubota, N. (2002). *Propellants and explosives - Thermochemical aspects of combustion*. Weinheim, Germany: WILEY-VCH GmbH.

Kuo, K. K., & Summerfield, M. (1974). Theory of Steady-State Burning of Gas-Permeable Propellants. *AIAA Journal*, 12(1), 49-56.

Kuo, K. K., Kim, J. U., Fetherolf, B. L., & Torikai, T. (1993). Preignition Dynamics of RDX-Based Energetic Materials Under CO₂ Laser Heating. *Combustion and Flame*, 95(4), 351-361.

Kuo, K. K., Koo, J. H., Davis, T. R., & Coates, G. R. (1976). Transient combustion in mobile gas-permeable propellants. *Acta Astronautica*, 3, 573-591.

Kuo, K. K., Vichnevetsky, R., & Summerfield, M. (1973). Theory of flame front propagation in porous propellant charges under confinement. *AIAA Journal*, 11(4), 444-451.

Kury, J. W., Horning, H. C., Lee, E. L., McDonnel, J. L., Ornellas, D. L., Finger, M., et al. (1965). Metal Acceleration by Chemical Explosives. *4th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 3-13). Livermore.

Kuznetsov, V. T., & Marusin, V. P. (1973). The Mechanism of Chemical Reactions Excitation in Condensed Systems. *Proceedings of the Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics*, 3, pp. 125-129. Tomsk.

L

- Lee, E. L., & Tarver, C. M. (1980). Phenomenological Model of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives. *Physics of Fluids*, 23(12), 2362-2372.
- Lee, J. H. (1977). Initiation of gaseous detonation. *Annual Review of Physical Chemistry*, 28(1), 75-104.
- Lee, J. H., Knystautas, R., & Yoshikawa, N. (1978). Photochemical initiation of gaseous detonations. *Acta Astronautica*, 5(11), 971-982.
- Lee, W. S., Liu, C. Y., & Chen, T. H. (2009). Adiabatic shear localization of different steels at high strain rates. *DYMAT*, (pp. 1117-1123).
- Leuret, F. (1996). *Etude de la Transition Déflagration Détonation dans une Composition Explosive à Faible Porosité*. Thèse, Université de Poitiers, Poitiers.
- Leuret, F., Chaisné, F., Presles, H. N., & Veyssière, B. (1998). Experimental study of the low velocity detonation regime during the deflagration to detonation transition in a high density explosive. *11th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 693-700).
- Liau, Y. C., Kim, E. S., & Yang, V. (2001). A comprehensive analysis of laser-induced ignition of RDX monopropellant. *Combustion and Flame*, 126(3), 1680-1698.
- Lissac, O. M. (1906). *Ordnance and Gunnery* (éd. 1st edition). West Point, USA: US Military Academy Press.
- Longère, P., & Dragon, A. (2013). Description of shear failure in ductile metals via back stress concept linked to damage-microporosity softening. *Engineering Fracture Mechanics*, 98, 92-108.
- Longère, P., Dragon, A., Trumel, H., & Deprince, X. (2005). Adiabatic shear banding-induced degradation in a thermo-elastic/viscoplastic material under dynamic loading. *International journal of impact engineering*, 32, 285-320.
- Luebcke, P. E., Dickson, P. M., & Field, J. E. (1995). An experimental study of the deflagration-to-detonation transition in granular secondary explosives. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences*, 448(1934), 439-448.

M

Maček, A. (1959). Transition from deflagration to detonation in cast explosives. *J. Chem. Phys.*, 31(1), 162-167.

Mader, C. L. (1979). *Numerical modeling of detonations* (éd. Los Alamos Series in Basic and Applied Sciences, Vol. 1). USA: Berkeley: University of California Press.

Mallard, E., & Le Chatelier, H. (1881). *Compte-Rendus Hebdomadaires Scéances Académies Sciences*, 93(145).

Marchand, A., & Duffy, J. (1988). An Experimental Study of the Formation Process of Adiabatic Shear Bands in a Structural Steel. *J. Mech. Phys. Solids*, 36(3), 251-283.

Markatos, N. C., & Kirkcaldy, D. (1983). Analysis and computation of three-dimensional, transient flow and combustion through granulated propellants. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26(7), 1037-1053.

Matweb. (s.d.). Consulté sur <http://www.matweb.com>

Maurel-Pantel, A. (2009). *Etude expérimentale et modélisation par éléments finis du procédé de fraisage : Applications à l'identification paramétrique des lois de comportement*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Besançon.

McAfee, J. M., Campbell, A. W., & Asay, B. W. (1987). *Deflagration-to-Detonation in HMX under high confinement*. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.

Menikoff, R., & Sewell, T. D. (2001). *Constituent Properties of HMX Needed for Meso-Scale Simulations*. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos.

Merson, J. A., Salas, F. J., & Harlan, J. G. (1993). *The development of laser ignited deflagration-to-detonation transition (DDT) detonators and pyrotechnic actuators*. Sandia National Labs., Albuquerque.

Merzhanov, A. G., & Averson, A. E. (1971). The Present State of the Thermal Ignition Theory. *Combustion and Flame*, 16(1), 89-124.

Meyer, R., Köhler, J., & Homburg, A. (2007). *Explosives*. Wiley-VCH.

Mikheev, V. F., & Khlevnoi, S. S. (1970). Pyroxylin Ignition. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 6(2), 176-181.

Moulard, H., Fousson, E., Ritter, A., & Mory, J. (2011). Control of the Functioning Time of an all Secondary Laser Ignited Detonator. *EUROPYRO 2011 11th IPS*. Reims.

Moulard, H., Ritter, A., & Dilhan, D. (2004). Design and Performance of Laser Diode Initiators for Space Use. *31st Int. Pyrotechnics Seminar*, (pp. 127-132). Fort-Collins.

N

Nigmatulin, R. I. (1970). *Prikl. Matemat. Mekh.*, 34, 1097-1112.

Nigmatulin, R. I., Vainshtein, P. B., & Akhatov, I. S. (1983, September-October). Transition of Powered Explosive Convective Combustion Into Detonation. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 19(5), 93-97.

Nunziato, J. W. (1984). Initiation and growth-to-detonation in reactive mixtures. (J. R. Assay, R. A. Graham, & G. K. Straub, Éds.) *Shock Waves in Condensed Matter*, 581-588.

Nunziato, J. W., & Walsh, E. K. (1980). On ideal multiphase mixtures with chemical reactions and diffusion. *Archs Rational Mech. Analysis*, 73(4), 285-311.

O

Obmenin, A. V., Korotkov, A. I., Sulimov, A. A., & Dubovitskii, V. F. (1969). Propagation of Predetonation Regimes in Porous Explosives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 5, 461-470.

Östmark, H. (1985). Laser as a tool in sensitivity testing of explosives. Dans J. M. Short (Éd.), *Proceedings of the 8th Symp. (Int.) on Detonation* (pp. 473-484). White Oak: Naval Surface Weapons Center.

Östmark, H., & Roman, N. (1993). Laser ignition of pyrotechnic mixtures: ignition mechanisms. *Journal of applied physics*, 73(4), 1993-2003.

Östmark, H., Carlson, M., & Ekvall, K. (1994). Laser ignition of explosives: Effects of laser wavelength on the threshold ignition energy. *Journal of energetic materials*, 12, 63-83.

P

Paisley, D. L. (1989). *Laser-driven miniature flyer plates for shock initiation of secondary explosives*. Los Alamos National Lab.

Panton, R. (1968). Flow properties for the continuum viewpoint of a non-equilibrium gas-particle mixture. *J. Fluid Mech. Fund.*, 31(2), 273-303.

Passman, S. (1977). Mixtures of granular materials. *Int. J. Engng Sci.*, 15, 117-129.

Passman, S. L., Nunziato, J. W., & Walsh, E. K. (1984). *A theory of multiphase mixtures* (Vol. Rational Thermodynamics). (C. Truesdell, Éd.) New York: McGraw-Hill.

Pikhtin, A. N. (2001). *Optical and Quantum Electronics*. Moscow: Vysshaya Shkola.

Powers, J. M., Stewart, D. S., & Krier, H. (1990). Theory of Two-Phase Detonation - Part I : Modeling. *Combustion and Flame*, 80, 264-279.

Price, D., & Bernecker, R. R. (1978). Effect of wax on the deflagration to detonation transition of porous explosives. *Behavior of Dense Media Under High Dynamic Pressure* (pp. 149-159). Paris: Commissariat à l'Energie Atomique.

R

Ramsay, J. B., Craig, B. G., & Dick, J. J. (1978). *High-Temperature Shock Initiation of Explosives*. Los Alamos Scientific Laboratory, Department of Energy, Los Alamos.

Renlund, A. M., Stanton, P. L., & Trott, W. M. (1989). Laser Initiation of Secondary Explosives. *Proceedings of the 9th Symp. (Int.) Detonation*, (p. 1118). Portland.

Rusbank. (s.d.). Consulté sur <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/catsearch.php>

S

Sáenz, J. A., & Stewart, D. S. (2008). Modeling deflagration-to-detonation transition in granular explosive pentaerythritol tetranitrate. *Journal of Applied Physics*, 104(4), 043519.

Sandmeyer Steel. (s.d.). Consulté sur <http://www.sandmeyersteel.com>

Sandusky, H. W. (1983). Compressive ignition and burning in porous beds of energetic materials. *Proceedings of 1983 JANNAF Propulsion System Hazards Subcommittee Mtg*, (pp. 249-257). Los Alamos.

Sandusky, H. W., Granholm, R. H., Bohl, D. G., Vandersall, K. S., Hare, D. E., & Garcia, F. (2006). Deflagration-to-Detonation Transition in LX-04 as a Function of Loading Density, Temperature, and Confinement. *13th Sump. (Int.) on Detonation*, (pp. 920-928).

Shepherd, J., & Begeal, D. (1988). *Transient compressible flow in porous materials*. Sandia National Labs, Albuquerque.

Soo, S. L. (1967). *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*. Waltham, MA: Blaisdell Publishing Co.

Stovbun, V. P. (1976). *Ignition of Heterogeneous Systems With Condensed Products by Light Flux*. Dissertation, Institute of Chemical Physics, Chernogolovka.

Strakovskiy, L. G. (1980). *Investigation of High Explosives Ignition by a Laser Radiation*. Moscow.

Strakovskiy, L. G., & Frolov, E. I. (1980). Properties of the Ignition of Semitransparent Volatile Explosives by a Monochromatic Light Flux. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 16(5), 140-147.

Strakovskiy, L. G., Ulyakov, P. I., & Frolov, E. I. (1977). Ignition of Some High Explosives by a Laser Radiation. *Combustion of Condensed Systems*, (pp. 8-12). Chernogolovka.

Strakovskiy, L., Cohen, A., Fifer, R., Beyer, R., & Forch, B. (1998). *Laser ignition of propellants and explosives*. Army Research Lab Aberdeen proving ground md.

Strand, O. T., Goosman, D. R., Martinez, C., Whitworth, T. L., & Kuhlow, W. W. (2006). Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review of Scientific Instruments*, 77.

Suceska, M., Ang, H. G., & Chan H., Y. (2011). Modification of BKW EOS Introducing Density-Dependent Molecular Covolumes Concept. *Material Science Forum*, 673, 47-57.

Sulimov, A. A., Ermolaev, B. S., Borisov, A. A., Korkotkov, A. I., Khasainov, B. A., & Kharповsky, V. E. (1976). On the mechanism of deflagration to detonation transition in gas-permeable high explosives. Dans O. o. Research (Éd.), *Proceedings of the 6th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 250-257).

T

Tarver, C. M., Goodale, T. C., Shaw, R., & Cowperthwaite, M. (1976). Deflagration to Detonation Transition Studies for Two Potentially Isomeric Cast Primary Explosives. *6th Symp. (Int.) on Detonation*.

Tarver, C. M., Hallquist, J. O., & Erikson, L. M. (1985). Modeling Short Pulse Duration Shock Initiation of Solid Explosives. *8th Symp. (Int.) on Detonation* (pp. 951-961). Albuquerque: Naval Surface Weapons Center.

Tarzhanov, V. I., Zinchenko, A. D., Sdobnov, V. I., Tokarev, B. B., Pogrebov, A. I., & Volkova, A. A. (1996). Laser initiation of PETN. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 32(4), 454-459.

Tarzhanov, V. I., Zinchenko, A. D., Smirnov, B. N., Pogrebov, A. I., Sdobnov, V. I., & Tokarev, B. B. (1996). PETN initiation by a light-induced explosion of a metal film. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 32(2), 214-218.

Truesdell, C. (1969). *C. Rational Thermodynamics*. New York: McGraw-Hill.

U

Urizar, M. J. (1956). Los Alamos Scientific Laboratory.

Urtiew, P. A., & Tarver, C. M. (2005). Shock Initiation of Energetic Materials at Different Initial Temperatures (Review). *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 41(6), 766-776.

Urtiew, P. A., Cook, T. M., Maienschein, J. L., & Tarver, C. M. (1993). Shock sensitivity of IHE at elevated temperatures. Dans O. o. Research (Éd.), *10th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 139-147). Boston.

Urtiew, P. A., Erickson, L. M., Aldis, D. F., & Tarver, C. M. (1989). Shock Initiation of LX-17 as a Function of its Initial Temperature. Dans O. o. Research (Éd.), *9th Symp. (Int.) on Detonation*, (p. 112). Portland.

Urtiew, P. A., Tarver, C. M., Forbes, J. W., & Garcia, F. (1997). Shock sensitivity of LX-04 at elevated temperatures. Dans A. C. Proceedings (Éd.), *10th Conference of Shock Compression of Condensed Matter*, 429, pp. 727-730. Amherst.

Urtiew, P. A., Tarver, C. M., Maienschein, J. L., & Tao, W. C. (1996). Effects of confinement and thermal cycling on the shock initiation of LX-17. *Combustion and Flame*, 105(43), 43-53.

V

- Van Tassel, W. F., & Krier, H. (1975). Combustion and Flame Spreading Phenomena in Gas-Permeable Explosive Materials. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *18*, 1377-1386.
- Vandersall, K. S., Chidester, S. K., Forbes, J. W., Garcia, F., Greenwood, D. W., Switzer, L. L., et al. (2002). Experimental and modeling studies of crush, puncture, and perforation scenarios in the Steven impact test. *Proceedings of the 12th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 131-139). San Diego.
- Victorov, S. B., & Gubin, S. A. (2006). A double-front structure of detonation wave as the result of phase transition. *Shock Waves*, *15*(2), 113-128.
- Vilyunov, V. N., & Zarko, V. E. (1989). *Ignition of Solids*. Amsterdam: Elsevier.
- Vilyunov, V. N., Kutznetsov, V. T., & Skorik, A. I. (1977). Ignition of Nitrocellulose by High Intensity Light Flux. *Proceedings of the 4th All-Union Symp. on Combustion and Explosion*, (pp. 278-281). Moscow.
- Volkova, A. A., Zinchenko, A. D., Sanin, I. V., Tarzhanov, V. I., & Tokarev, B. B. (1977). Time characteristics of laser initiation of PETN. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, *13*(5), 645-650.
- Von Neumann, J. (1942). *Theory of Detonation* (Vol. 6). (A. J. Taub, Éd.) New-York, USA: Macmillian.

W

- Wallis, G. B. (1969). *One-Dimensional Two-Phase Flow*. New York: McGraw-Hill Book Company.
- Walsh, J. M., & Christian, R. H. (1955). Equation of state of metals from shock wave measurements. *Physical Review*, *97*, 1544-1556.
- Whitaker, S. (1973). The transport equations for multi-phase systems. *J. Engng. Sci.*, *28*(1), 139-147.
- Wright, T. W., & Batra, R. C. (1985). The Initiation and Growth of Adiabatic Shear Bands. *International Journal of Plasticity*, *1*, 205-212.

Y

Yoh, J. J., McClelland, M. A., Nichols, A. L., Maienschein, J. L., & Tarver, C. M. (2006). Recent Advances in Thermal Explosion Modeling of HMX-Based High Explosives. *13th Symp. (Int.) on Detonation*, (pp. 672-680). Norfolk.

Z

Zel'dovich, Y. B. (1940). On the Theory of the Propagation of Detonation in Gaseous Systems. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, *10*, 542-568.

Zel'dovich, Y. B., & Kompaneets, A. S. (1960). *Theory of Detonation*. New-York: Academic Press.

Zener, C., & Hollomon, J. H. (1944). Effect of Strain Rate Upon Plastic Flow of Steel. *Journal of Applied Physics*, *15*(1), 22-32.

Zukas, J. A. (1990). *High Velocity Impact Dynamics*. New York, USA: J. Wiley & Sons.

COMBUSTION CONFINÉE D'EXPLOSIF CONDENSÉ POUR L'ACCELERATION DE PROJECTILE. APPLICATION EN PYROTECHNIE SPATIALE.

Présentée par : Julien NICOLOSO

Directeurs de thèse : Boris KHASAINOV et Thibaut de RESEGUIER

Résumé : L'opto-pyrotechnie (amorçage de la détonation par système optique) est l'une des innovations les plus prometteuses en termes de fiabilité, de sécurité et de performances pour les futurs lanceurs spatiaux. Le but de la thèse est d'étudier et de modéliser le premier des deux étages d'un Détonateur Opto-Pyrotechnique, constitué d'un explosif confiné dans une chambre de combustion fermée où se déroulent les premières phases d'une Transition Déflagration-Détonation. L'amorçage par laser de l'explosif puis la combustion en chambre isochore sont traités par le code *EFAE*, lequel est couplé au logiciel *LS-DYNA* qui simule la déformation et la rupture du disque de fermeture de la chambre, puis la propulsion du projectile résultant vers le second étage. En parallèle, diverses techniques expérimentales (adsorption de gaz, vélocimétrie hétérodyne, microscopie) ont mis en valeur plusieurs procédés physiques, ce qui a permis de tester le couplage entre *EFAE* et *LS-DYNA*, puis de déterminer et de hiérarchiser les paramètres affectant les critères industriels.

Mots clés : Combustion, Explosifs, Pyrotechnie en astronautique, Lanceurs (astronautique), Opto-pyrotechnie, Transition déflagration-détonation, Modèle bi-phasique

CONFINED COMBUSTION OF HIGH EXPLOSIVES FOR PROJECTILE ACCELERATION. APPLICATIONS IN THE FIELD OF SPACE PYROTECHNICS.

Summary : Opto-pyrotechnics (ignition of detonation by optical systems) is one of the most promising innovations to improve reliability, safety and performances on future space launchers. This thesis aims at studying and modeling the first stage from a two-stage opto-pyrotechnic detonator that consists of a condensed explosive confined in a closed combustion chamber, in which the beginning of a Deflagration-to-Detonation Transition occurs. The laser ignition of the explosive and its isochoric combustion are modeled by the *EFAE* code. This code is coupled with *LS-DYNA* software to deal with the deformation and the rupture of the metallic disk that closes the combustion chamber, and then with the subsequent propulsion of the projectile to the second stage. In parallel, various experimental techniques (gas adsorption, photonic Doppler velocimetry, microscopy) have underlined several physical processes that allow first to test the coupling between *EFAE* and *LS-DYNA*, then to determine and classify influential parameters that affect the industrial specifications.

Key words : Combustion, Explosives, Pyrotechnics in astronautics, Launch vehicles (Astronautics), Opto-pyrotechnics, Deflagration-to-detonation transition, Two-phase model