

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Electromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence

Présentée et soutenue par :

M. BENOIT ROUGIER

le mercredi 9 janvier 2019

Titre :

Etude à coeur des propriétés de matériaux innovants par la compréhension de la propagation d'une onde électromagnétique à travers une onde de choc

---

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique, Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (L.A.A.S.)

Directeur(s) de Thèse :

M. HERVE AUBERT

Rapporteurs :

Mme FRANCOISE PALADIAN, UNIVERSITE CLERMONT AUVERGNE
M. SYLVAIN BOLIOLI, ONERA TOULOUSE

Membre(s) du jury :

M. CHRISTOPHE GAQUIERE, UNIVERSITE LILLE 1, Président
M. HERVE AUBERT, INP TOULOUSE, Membre
M. JEROME LUC, CEA GRAMAT, Membre
M. OLIVIER TANTOT, UNIVERSITE DE LIMOGES, Membre

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les rapporteurs qui ont accepté de lire ce manuscrit, ainsi que les memebres du jury.

Je voudrais également dire merci à Monsieur Gaquière et à Monsieur Tantôt qui ont accepté d'être rapporteurs.

Les travaux présentés ici ont été réalisés au Laboratoire Efficacité des Compositions Energétiques du CEA Gramat et dans l'équipe MIcro et Nanosystèmes pour les Communications sans fil du LAAS CNRS de Toulouse. Des travaux de thèse ne sont jamais l'œuvre de quelqu'un d'isolé. Beaucoup de gens ont été impliqués dans le travail nécessaire aux pages qui suivent et méritent d'amples remerciements.

Merci à Hervé Aubert d'avoir été mon directeur de thèse et d'avoir patiemment écouté et relu tout ce que j'ai pu dire ou écrire au cours de ces trois ans.

Merci à Alexandre Lefrançois de m'avoir encadré, guidé, soutenu, relu et remonté le moral quand les choses n'avançaient pas comme je l'attendais.

Comme vous allez le lire, ce manuscript comporte une grande part dédiée aux essais, je voudrais donc remercier Fred Sinatti, Ophélie Lassalle et Lionel Renault qui m'ont aidé à travers mes déboires sur le lanceur Pyrène. Laurent Jacquet, Pascal Héreil, Francis Core, Richard Le Friec méritent de grands mercis également pour le temps qu'ils ont patiemment consacré à mettre en place des essais toujours plus complets. Ces essais n'auraient pas été réalisés sans l'aval de Christian Le Gallic, René Laurensou et Pascal Bouinot que je tiens à remercier. Qui dit essais, dit échantillons, dit merci à tous les personnels du bureau d'étude, Pascal Verdier et Benoit Roudeix, du LX, Thierry Delage, Virginie Le Gallo, Patrick Rey, pour le temps qu'ils m'ont consacré. Merci à Yohan Barbarin, Jérôme Luc, Maylis Lavayssière pour leur aide sur la métrologie, mais aussi pour les relectures de tant de choses et toutes les discussions qui ont suscité de nouvelles idées.

Merci aux membres de l'équipe MINC du LAAS pour leur accueil, particulièrement Patrick Pons et Alexandru Takacks. Je souhaite également remercier tous les personnels du CEA Gramat qui ont permis à cette thèse de se dérouler dans les meilleures conditions possibles, particulièrement Antoine Osmont, Colette Paupert et Corinne Laurent.

Enfin, un immense merci à tous les stagiaires et doctorants (qui sont parfois passés de l'un à l'autre) qui m'ont permis de rire dans les moments faciles comme difficiles, merci à Antoine, Guillaume, Amélie, Richard, Matéo, Jérôme, Gaël, tous les Alexandre du LAAS, Léo, Maxime, Olivier, Marine, Sandra, Vincent, Julien, Valeria, Christina, Jérémie, Abdel, Billal, Tristan, Thibaut et Baptiste. Un merci particulier à la super équipe LaTeX : Thomas, Sébastien, Pierre, Élodie avec qui nous avons fait face à toutes les erreurs possibles et imaginables. Je tiens à vivement remercier Matthieu et Jimmy, collègues de bureau à Gramat ainsi que Dominique, Alexandre et Mathieu, collègues de bureau à Toulouse qui m'ont supporté ces trois ans sans me mettre à la porte.

Un grand merci à tous ceux dont les noms n'apparaissent pas, je ne vous ai pas oubliés !

Merci à mes parents et mon frère pour leur soutien pendant ces trois ans.

Merci à Barbara, sans qui rien de tout ça n'aurait pu être réalisé.

Table des matières

Table des matières iii

Introduction générale 1

1 Étude bibliographique 3
1.1 Introduction du chapitre . . . 3
1.2 Ondes de choc . . . 3
1.3 Mesures découplées des vitesses . . . 6
1.3.1 Vitesse de choc . . . 6
1.3.2 Vitesse matérielle . . . 8
1.4 Mesures simultanées . . . 9
1.4.1 Radiographie X . . . 9
1.4.2 Jauges multibrins . . . 11
1.4.3 Interférométrie ultra-rapide . . . 13
1.4.4 Ellipsométrie dynamique . . . 17
1.4.5 Synthèse . . . 19
1.5 Radio-interférométrie pour l'étude des ondes de choc . . . 21
1.6 Interférométrie radiofréquence et doubles oscillations . . . 23
1.6.1 Introduction . . . 23
1.6.2 LUTHER *et al.* 1991 . . . 23
1.6.3 GLANCY *et al.* 1990 . . . 25
1.6.4 KANAKOV *et al.* 2008 . . . 30
1.6.5 BELSKII *et al.* 2011 . . . 31
1.6.6 Note sur les cas d'études envisageables . . . 31
1.6.7 Synthèse . . . 33
1.7 Permittivité relative sous choc . . . 35
1.7.1 Mesure basse fréquence . . . 35
1.7.2 Mesure haute fréquence . . . 37
1.7.3 Modèles classiques d'évolution de la permittivité . . . 38
1.7.3.1 Modèles en masse volumique . . . 38
1.7.3.2 Application aux chocs . . . 39
1.7.4 Indice de réfraction sous choc . . . 41
1.7.5 Synthèse . . . 42
1.8 Onde électromagnétique et interfaces en mouvement . . . 44
1.8.1 Approches multicouches pour des problèmes statiques . . . 44
1.8.2 Étude d'interfaces en mouvement . . . 45
1.9 Conclusion du chapitre . . . 46

2 Modélisation 47
2.1 Introduction . . . 47
2.2 Modèle à deux couches . . . 47
2.2.1 Position du problème . . . 47
2.2.2 Expression des champs . . . 50

2.2.3 Reconstruction du signal temporel . . . 51
2.2.4 Résolution du problème inverse . . . 53
2.2.5 Intégration des pertes dans le modèle . . . 54
2.2.6 Stabilité du modèle . . . 54
2.3 Modélisation à plusieurs couches . . . 58
2.3.1 Introduction . . . 58
2.3.2 Approche analytique complète . . . 58
2.3.3 Approche matricielle pour des interfaces en mouvement . . . 59
2.3.4 Approche numérique du problème . . . 60
2.3.5 Couplage à un code hydrodynamique . . . 62
2.3.6 Exemples de cas d'études . . . 63
2.3.6.1 Validation dans le cadre d'un choc soutenu . . . 63
2.3.6.2 Choc non soutenu : impact Fer/PMMA . . . 64
2.3.6.3 Influence des détentes arrières . . . 69
2.3.6.4 Influence des détentes latérales . . . 74
2.3.6.5 Comparaison de l'influence des détentes latérales et des détentes arrières . . . 79
2.3.7 Conclusion . . . 85
2.4 Conclusion du chapitre . . . 88

3 Validation expérimentale **89**
3.1 Introduction . . . 89
3.2 Modèle à deux couches . . . 89
3.2.1 Introduction . . . 89
3.2.2 Présentation du radio-interféromètre . . . 89
3.2.3 Campagne TATB . . . 90
3.2.3.1 Présentation des essais . . . 90
3.2.3.2 Résultats de mesure . . . 90
3.2.3.3 Traitement des signaux . . . 90
3.2.3.4 Résultats et discussion . . . 92
3.2.4 Campagne PMMA . . . 93
3.2.4.1 Présentation des essais . . . 93
3.2.4.2 Présentation des résultats . . . 94
3.2.4.3 Résultats et discussion . . . 97
3.2.5 Campagne ontalite . . . 98
3.2.5.1 Présentation des essais . . . 98
3.2.5.2 Présentation des résultats . . . 99
3.2.6 Conclusion pour le modèle à deux couches . . . 103
3.3 Modèle à plusieurs couches . . . 103
3.3.1 Introduction . . . 103
3.3.2 Essais PMMA . . . 103
3.3.3 Essai Ontalite . . . 105
3.3.4 Inversion par réseau de neurones . . . 106
3.3.4.1 Présentation générale et stratégie de résolution . . . 106
3.3.4.2 Inversion du modèle à deux couches . . . 107
3.3.4.3 Pistes pour l'inversion du modèle à plusieurs couches . . . 109
3.4 Permittivité des matériaux réactifs . . . 110
3.4.1 Bibliographie . . . 110
3.4.2 Banc de mesure statique . . . 111
3.4.3 Exemple de résultats pour un matériau inerte . . . 113
3.4.4 Mesure de la permittivité de matériaux réactifs . . . 117
3.4.5 Mesure par détonation d'une cartouche d'explosif . . . 117
3.4.6 Discussion et comparaison . . . 121

3.4.6.1 Discussion sur les méthodes . . . 121
3.4.6.2 Discussion sur les compositions . . . 121
3.4.7 Conclusion . . . 122
3.5 Conclusion du chapitre . . . 123

Conclusion générale **125**

Perspectives **127**

A Architecture du réseau de neurones **141**

B Comparaison des méthodes de mesure de la permittivité **143**

C Courbes de la permittivité des explosifs **145**
C.1 HMX-ONTA-Liant inerte . . . 145
C.2 RDX-Liant inerte . . . 146
C.3 RDX-ONTA-Aluminium-Liant inerte . . . 147
C.4 TATB-Liant inerte . . . 148
C.5 TATB-HMX-Liant inerte . . . 149
C.6 RDX-TNT, mélange 1 . . . 150
C.7 RDX-TNT, mélange 2 . . . 151
C.8 ONTA-TNT, mélange 1 . . . 152
C.9 ONTA-TNT, mélange 2 . . . 153
C.10 HMX-Aluminium-Liant inerte . . . 154
C.11 RDX-Aluminium-Liant inerte . . . 155
C.12 TNT . . . 156
C.13 HMX-Liant inerte, mélange 1 . . . 157
C.14 HMX-Liant inerte, mélange 2 . . . 158

D Liste des publications **159**

Introduction générale

Comprendre les phénomènes d'impact et de chocs dans les solides est un enjeu majeur dans de nombreux domaines scientifiques et industriels comme le spatial ou la défense. Dans un contexte d'utilisation toujours croissante de simulations numériques pour étudier des phénomènes et des structures toujours plus complexes, il est vital de connaître les propriétés des matériaux utilisés le plus finement possible. Si la mesure des propriétés des chocs dans les matériaux existe depuis les années 1950, les techniques disponibles et les moyens expérimentaux ont considérablement évolué avec le temps. Ces nouvelles approches permettent une estimation plus précise de nombreux paramètres pour l'étude de la mécanique des chocs.

Les systèmes radar, acronyme de **RA**dio **D**etection **A**nd **R**anging, ont connu leur essor pendant la Seconde Guerre mondiale avec pour objectif la détection d'appareils ennemis. Ils ont ensuite été largement étudiés et développés dans les décennies suivantes pour être appliqués dans de très nombreux domaines, tels que les transports, la défense ou encore le spatial. Ces appareils permettent de mesurer la vitesse, et dans certaines configurations la position d'objets en mouvement, en étudiant les décalages en fréquence et les temps de trajet des ondes émises, ce qui permet de les utiliser en tant qu'appareil de mesure pour la recherche dans diverses disciplines. La maîtrise de l'émission d'une onde électromagnétique a permis de mettre en place des approches d'interférométrie, ce qui permet de varier les applications.

Ces techniques ont alors, entre autres, été appliquées à l'étude des ondes de choc, dans les gaz et les solides, le plus souvent pour obtenir la vitesse d'une détonation afin de caractériser les performances d'explosifs variés. Les travaux présentés ici se proposent de reprendre cette technique et de l'appliquer à la mesure simultanée de la vitesse d'un choc dans un solide et de la vitesse matérielle associée afin de déterminer la polaire de choc, une loi de comportement sous choc, du matériau en question. Un état de l'art sur les différentes techniques expérimentales, leur avantages et leurs limitations est tout d'abord réalisé. Cette étude met en avant les possibilités offertes par l'interrogation en bande millimétrique pour la mesure des paramètres d'un solide soumis à un choc, ainsi que les limites d'applications et les principales méthodes associées. Une seconde étape de modélisation est ensuite présentée, avec différents axes de travail en fonction des types de choc considérés. Cette approche a pour objectif de dépasser les limites des modèles existants et de proposer une nouvelle solution. La maîtrise des incertitudes propagées par ce modèle est un enjeu fort pour la fiabilité des résultats. Après cette étape, des résultats expérimentaux sont présentés. Des essais ont été réalisés au CEA Gramat avec différents lanceurs à gaz et à poudre, sur différents matériaux, inertes et explosifs, et dans plusieurs configurations pour tester la validité des modèles. Enfin, une campagne de mesure des propriétés diélectriques de différents matériaux est présentée dans le but d'étendre la gamme d'utilisation des modèles proposés.

L'ensemble de ces travaux a été réalisé au LAAS-CNRS de Toulouse et au CEA Gramat, respectivement sous la direction de Monsieur Aubert et de Monsieur Lefrançois, avec le soutien de la région Occitanie.

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Introduction du chapitre

Ce chapitre a pour objet de rappeler les notions importantes sur la propagation des ondes de choc et les techniques radar pour la mesure de vitesse, et de présenter l'état de l'art sur la mesure de la vitesse d'un choc et de la vitesse matérielle associée. Enfin, des notions importantes liées à la permittivité diélectrique d'un matériau seront abordées.

1.2 Ondes de choc

Selon le Groupement Français de Combustion [1], une onde de choc est une "*Surface de discontinuité des grandeurs thermomécaniques dans un milieu gazeux ou condensé considéré comme inerte chimiquement. Par rapport au milieu dans lequel elle se propage, l'onde de choc est caractérisée par une célérité supersonique et une surpression. Connaissant l'état initial (1), toutes les caractéristiques de l'état choqué (2) peuvent être déduites des lois de conservation à travers la discontinuité à condition d'introduire une grandeur complémentaire (par exemple la célérité, la surpression...). Elle est créée par un apport d'énergie (piston, explosion). Elle peut être droite (orthogonale à sa direction de propagation) ou oblique (inclinée par rapport à sa direction de propagation) sans pour cela être obligatoirement plane*". Dans cette étude, nous nous intéressons aux ondes droites, unidimensionnelles, soutenues ou non, se propageant dans des solides.

Pour une onde unidimensionnelle, plane et soutenue, les relations de saut liant l'état (1) à l'état (2) se dérivent des équations de conservation [2] :

de la masse :

$$\mathrm{M} = \rho_1 \mathrm{D} = \rho_2 (\mathrm{D} - u_p) \tag{1.1}$$

de la quantité de mouvement :

$$\rho_2 (\mathrm{D} - u_p) u_p = \mathrm{P}_2 - \mathrm{P}_1 \tag{1.2}$$

de l'énergie :

$$\mathrm{E}_1 - \mathrm{E}_2 = \frac{1}{2} u_p^2 \tag{1.3}$$

avec M la masse, P la pression, ρ la masse volumique, D la vitesse du choc, u_p la vitesse matérielle et E l'énergie. Les indices 1 et 2 représentent respectivement le milieu non choqué et choqué. En plus de ces trois équations, il est nécessaire d'ajouter une équation d'état pour le matériau considéré. Cette équation permet de lier la vitesse du choc et la vitesse matérielle sous la forme de l'équation (1.4).

$$\mathrm{D} = c_0 + s_1 u_p + s_2 u_p^2 + s_3 u_p^3 + ... \tag{1.4}$$

Les paramètres s_i sont des valeurs empiriques et c_0 est la vitesse du son dans le milieu. La relation est très souvent considérée linéaire, *i.e.* $s_2 = s_3 = s_4 = ... = 0$. La relation (1.4) n'est pas toujours

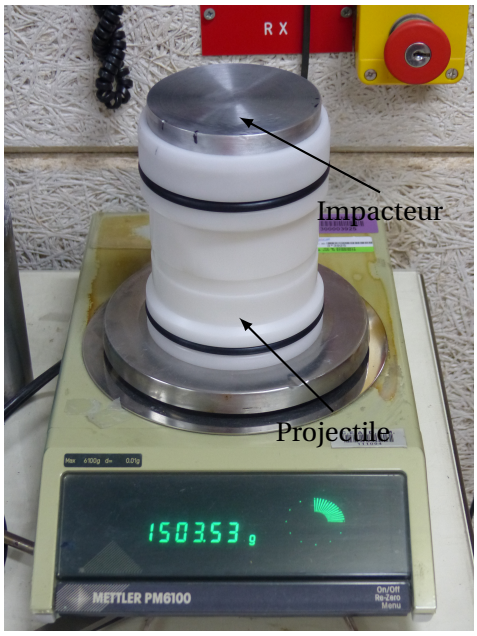


FIGURE 1.1 – Exemple de projectile plastique et d'impacteur en aluminium pour des applications d'impact plan

valable. Les changements de phase sous choc par exemple ne sont pas bien représentés. Typiquement, les lois sont données au premier ordre, plus rarement au second.

Le montage expérimental le plus courant pour étudier la propagation des ondes de choc dans les solides consiste à réaliser l'impact d'un matériau se déplaçant à grande vitesse contre une cible d'intérêt. La mise en vitesse du projectile est typiquement réalisée à l'aide d'un lanceur à gaz comprimé ou à poudre. La littérature sur ce type de moyen est vaste [2]. Généralement, le projectile est composé de deux parties : l'impacteur qui est le matériau percutant la cible d'étude, et le support (ou sabot, parfois appelé projectile) sur lequel est placé l'impacteur. Un exemple est présenté sur la photo 1.1. D'autres technologies existent pour la génération d'une onde de choc. On peut par exemple citer les lanceurs électromagnétiques, qui exploitent la force de Laplace, les lanceurs laser ou l'utilisation de charges explosives.

Dans le cas d'un impact parfaitement plan sans incidence (ou tilt), c'est-à-dire que le contact entre les deux surfaces se fait en même temps pour chaque point, deux ondes de choc sont créées : une dans la cible, et une dans l'impacteur. L'intensité de ces ondes dépend de la vitesse d'arrivée de l'impacteur et de la nature des deux matériaux. Les deux ondes se propagent dans leur milieu et mettent en mouvement la matière à une vitesse nommée vitesse matérielle. La surface entre l'impacteur et la cible est à l'équilibre de pression donné par le croisement des polaires de choc, c'est à dire de la relation $\mathrm{P} - u_p$, comme le présente la figure 1.2. Sur cette figure, on trace la polaire de la cible passant par le point $\mathrm{P} = 0$ Pa ; $u_p = 0\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ car elle est initialement au repos. Ensuite, on trace la courbe symétrique de la polaire de l'impacteur passant par le point $\mathrm{P} = 0$ Pa ; $u_p = \mathrm{V_{impact}}$. Le point d'intersection nous donne l'état (P, u_p) dans le matériau sous choc, ici $u_p \approx 890\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et $\mathrm{P} \approx 40$ kbar.

Après la phase de compression associée au passage de l'onde de choc, une phase de détente est observée. Dès lors, l'état mécanique de la cible, dans la zone choquée n'est plus constant. Par la suite, nous appelons choc soutenu une situation dans laquelle lorsque l'onde de choc débouche en face avant de la cible, la masse volumique et la vitesse matérielle sont constantes sur l'axe de la cible. Si ce n'est pas le cas, le choc sera dit non soutenu.

Les discussions menées jusqu'ici sont principalement associées à des phénomènes unidimensionnels (1D). Lors d'essais d'impact plan, on observe des ondes de détente latérale, se propageant radialement vers le centre de la cible. Ces effets sont liés à la différence de pression entre la zone sous choc et la zone libre. Ils tendent à réduire la région 1D de l'écoulement. Une représentation

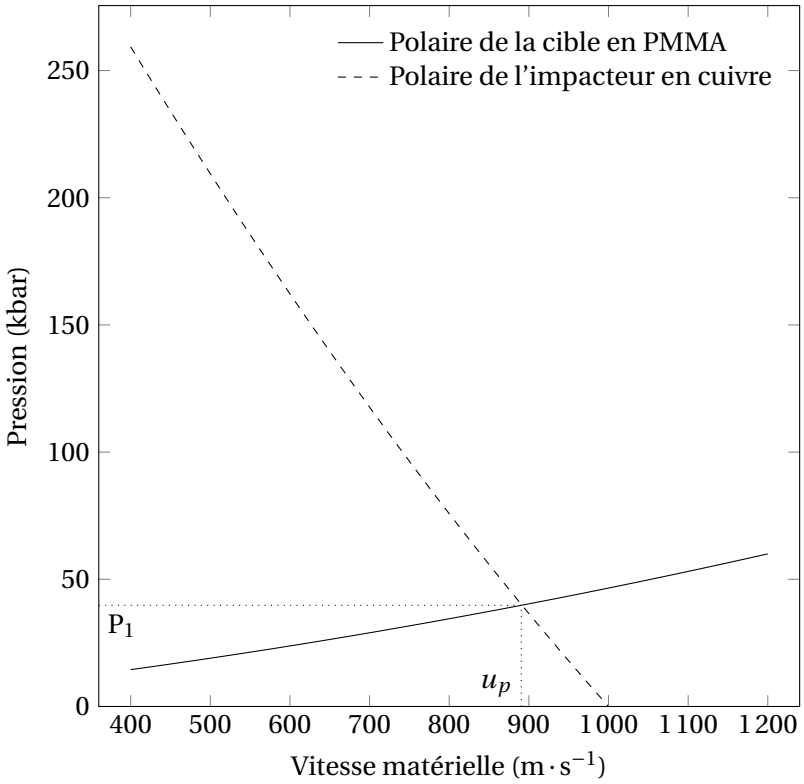


FIGURE 1.2 – Détermination graphique de la pression et la vitesse matérielle lors de l'impact d'un disque en cuivre sur une cible en PMMA à 1000 $m \cdot s^{-1}$

simplifiée des effets de ces détentes est présentée sur la figure 1.3.

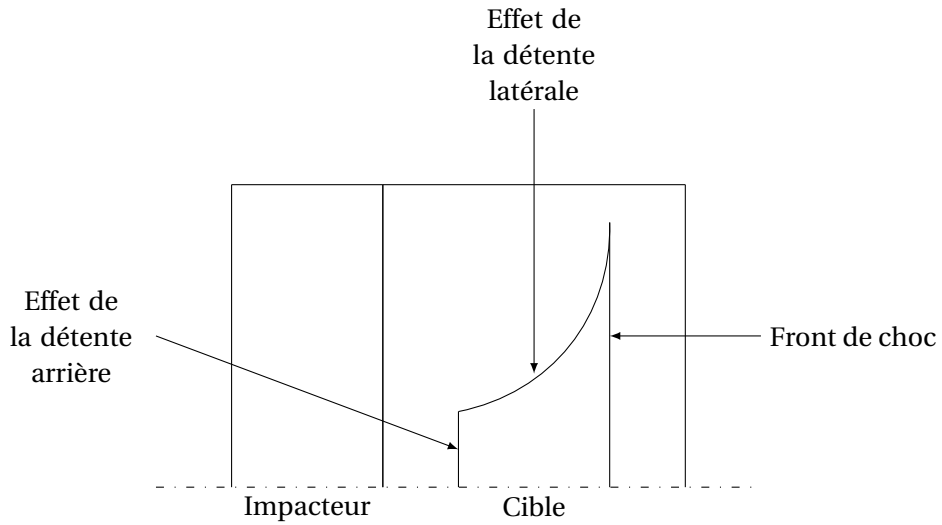


FIGURE 1.3 – Représentation des détentes arrières et latérales

1.3 Mesures découplées des vitesses

Afin d'obtenir un point sur la courbe d'Hugoniot du matériau, il est nécessaire de pouvoir mesurer la vitesse du choc D et la vitesse matérielle u_p. Une première approche consiste à utiliser plusieurs appareils de mesure, chacun dédié à une grandeur. Cette section présente les méthodes classiques de mesure de ces deux paramètres. Ces techniques sont détaillées plus amplement dans la référence [3] pour l'étude de la transition choc-détonation.

1.3.1 Vitesse de choc

La vitesse d'un choc peut être mesurée de manière discrète ou continue. Les méthodes discrètes utilisent des détecteurs d'arrivée du choc. Avec les temps d'arrivée et un relevé de la position des capteurs, on trouve facilement la vitesse de propagation de l'onde. On peut notamment citer :

— `les fibres optiques à capuchons (FOAC)` dont le fonctionnement est basé sur l'ionisation de l'air à l'arrivée d'un choc [4] ;

— `les aiguilles de contact` qui ferment un circuit électrique à l'impact ;

— `les aiguilles piézoélectriques` dans lesquelles un courant est créé par la contrainte appliquée au quartz et enregistré à l'arrivée du choc [5] ;

— `les trackers de choc` qui sont des circuits imprimés en forme de peigne soumis à un champ magnétique. La direction de ce champ, celle de la propagation du choc et l'orientation des dents du peigne forment une base dans l'espace. Au passage du choc, le déplacement du brin crée un courant induit. En fonction du sens d'orientation du brin, la tension mesurée est positive ou négative. La connaissance de la position des trackers permet alors d'obtenir la vitesse du choc [6].

La mesure continue de la vitesse d'un choc peut être réalisée par plusieurs techniques [2][3] :

— `la fibre optique à réseau de Bragg` qui est positionnée dans l'échantillon ou sur sa périphérie. Au fur et à mesure de la propagation du choc, la largeur du spectre diminue et l'intensité du flux lumineux varie linéairement avec la destruction du réseau au bout de la fibre. Différentes méthodes d'étalonnage sont disponibles pour analyser le signal optique réfléchi à l'extrémité de la fibre [7] ;

— l'utilisation de `caméras à balayage de fente`, ou caméras streak, permet de visualiser l'émergence d'un choc et donc de mesurer la vitesse de propagation de l'onde [8][9], cette approche n'est cependant pas utilisable dans tous les cas expérimentaux ;

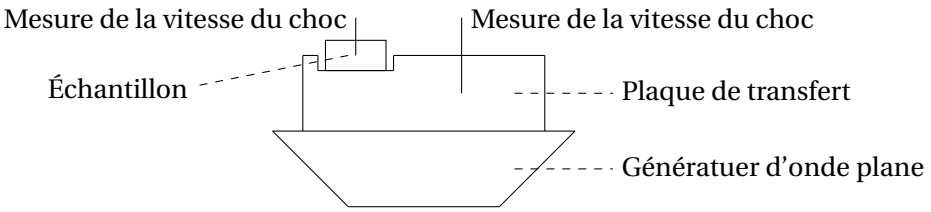


FIGURE 1.4 – Montage expérimental de DICK [10]

— `la radio-interférométrie` consiste à illuminer un matériau avec une source hyperfréquence et à analyser la fréquence et/ou le déphasage des signaux retour. Cette technique est utilisable lorsque le matériau est radio-transparent, ce qui est le cas de nombreux explosifs. L'utilisation de cette méthode suppose la connaissance de la permittivité diélectrique relative du matériau à la fréquence d'interrogation. Cette approche est décrite plus précisément dans la section 1.5.

— `les méthodes d'impedance matching` permet de placer un point sur la polaire de choc $(P; u_p)$. Elle est par exemple présentée par DICK [10]. Le principe consiste à générer une onde de choc dans une plaque de transfert sur laquelle est fixé l'échantillon d'étude et à mesurer les vitesses de choc dans chacun des matériaux. Le montage expérimental est décrit sur la figure 1.4 pour des essais sur des compositions liquides avec une plaque de transfert en Dural. On note l'utilisation d'un générateur d'onde plane. Ce dispositif est constitué d'une charge explosive collée sur une plaque. Lors de la détonation de l'explosif, la plaque est mise en mouvement. Lorsque cette plaque entre en contact avec la cible, une onde plane est générée dans cette dernière.

  Cette approche suppose une connaissance fine de la polaire du matériau de la plaque de transfert. Avec la vitesse du choc dans la plaque de transfert, on peut déterminer la pression et la vitesse matérielle par l'équation de la polaire de choc (1.4) et l'équation de comportement sous choc (1.5).

$$P = \rho_0 (C_0 + s u_p) u_p + P_0 \tag{1.5}$$

  On place alors le point obtenu dans le plan $P - u_p$. On trace le symétrique de cette polaire passant par le point tracé. Dans ce même plan, on trace la relation de RANKINE-HUGONIOT en pression pour l'échantillon. C'est une droite de pente $\rho_0 D$. La vitesse du choc est également mesurée pendant l'essai. L'intersection des deux courbes donne alors la pression et la vitesse matérielle dans l'échantillon d'étude. On définit ainsi un point de sa polaire de choc. L'ensemble de ces étapes est repris sur la figure 1.5.

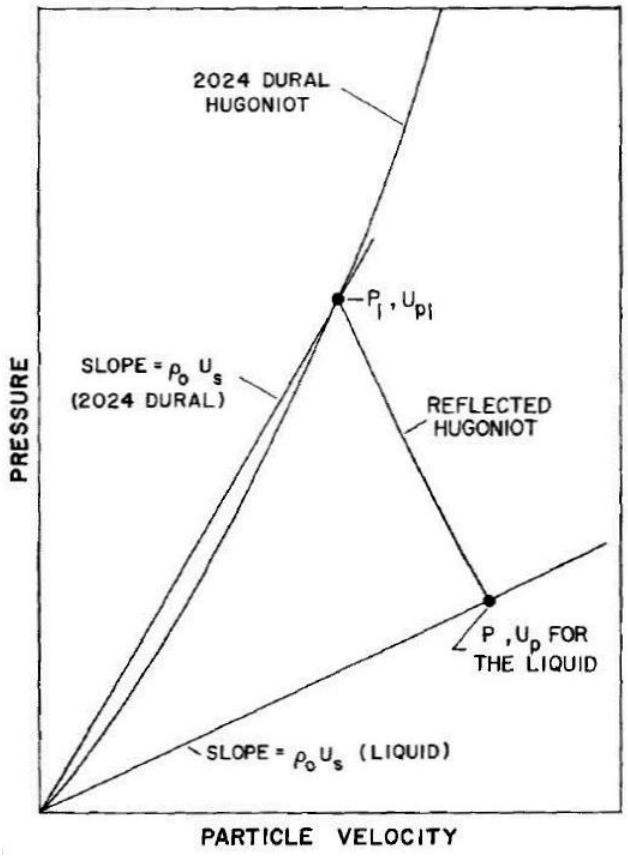


FIGURE 1.5 – Méthode d'*impedance matching* DICK [10]

Cette méthode a pour avantage de pouvoir placer un point de la polaire par tir en exploitant la vitesse du choc dans deux matériaux différents. Cependant, sa précision est directement liée à celle de la polaire du matériau de la plaque de transfert. La mesure de la vitesse du choc est également primordiale. Des erreurs de l'ordre de 10 % peuvent être commises. Le lecteur intéressé pourra se reporter aux références [11] et [12] pour plus de détails sur les erreurs et incertitudes associées à cette technique. Cette méthode est dérivée de multiples façons dans la littérature. Le principe réside toujours dans la mesure de la vitesse du choc et l'utilisation de polaires connues pour obtenir les propriétés désirées, voir par exemple [13] [14].

— on peut remarquer que réaliser des `impacts symétriques` facilite la détermination de la vitesse matérielle. C'est-à-dire que la cible et l'impacteur sont de même nature. Dans cette configuration, selon les relations d'Hugoniot, la vitesse matérielle est la moitié de la vitesse d'impact. Cette méthode est adaptée pour les matériaux solides et inertes. Dans le cas de matériaux réactifs, des contraintes supplémentaires de sécurité rendent cette approche impossible car les lanceurs utilisés ne permettent pas de lancer un impacteur en matériau explosif.

La radio-interférométrie et l'utilisation de caméras présentent l'avantage de ne pas être intrusives. L'utilisation d'une caméra est complexe à mettre en œuvre lors d'essais avec un lanceur à cause de la synchronisation difficile due à des temps de fonctionnement différents.

1.3.2 Vitesse matérielle

Les métrologies existantes pour la détermination de la vitesse matérielle sont moins nombreuses. L'interférométrie optique laser dont le principe de fonctionnement est semblable à celui de la radio-interférométrie est la principale méthode de mesure. Cette technique a largement été utilisée pour étudier les vitesses en face-arrière d'échantillons afin de retrouver la vitesse matérielle dans celui-ci. Employée dans des matériaux transparents, elle permet de mesurer la vitesse

d'une surface réfléchissante comme un dépôt métallique ou un "clinquant", *i.e.* une feuille métallique fine, typiquement d'une épaisseur de l'ordre 20 µm. Dans ce cas, une correction doit cependant être apportée à cette mesure pour prendre en compte la traversée d'un milieu sous choc [15].

Deux types de méthodes existent [16] :

— `l'Interférométrie Doppler Fibrée` (ou IDF), également nommée vélocimétrie hétérodyne (VH) dans laquelle le signal retour est couplé au signal incident, c'est un interféromètre de Michelson ;

— `l'Interférométrie de Vitesse Fibrée` (ou IVF), également nommée *Velocimetry Interferometer System for Any Reflector (VISAR)* dans laquelle le signal retour est couplé avec ce même signal déphasé par une branche à retard, positionnée dans l'interféromètre [17], c'est un interféromètre de Mach-Zehnder.

Aujourd'hui, l'IDF a supplanté le VISAR pour sa facilité de mise en œuvre, pour des raisons de coût et de simplicité. Cependant, le VISAR, de type interféromètre avec branche à retard, fonctionne à une longueur d'onde plus courte, ce qui améliore la résolution spatiale des résultats.

1.4 Mesures simultanées

À l'inverse des méthodes décrites précédemment, il existe des techniques permettant de placer des points dans le plan (D; u_p) directement. Ces approches expérimentales permettent la détermination simultanée de la vitesse du choc et de la vitesse matérielle. l s'agit des métrologies de radiographie X, des jauges multibrins, de l'interférométrie ultra-rapide, de l'ellipsométrie dynamique, décrites ici.

1.4.1 Radiographie X

La radiographie X est une technique permettant d'obtenir des informations sur les vitesses de choc et matérielle. Elle consiste à émettre un rayonnement X ultrabref, de l'ordre de 50 ns, et enregistrer la quantité transmise à travers le matériau sondé. Le passage d'un choc affecte l'atténuation du rayonnement dans le matériau à cause du changement de densité. Il est alors possible de mesurer simultanément deux vitesses. Plusieurs têtes d'émission sont alors nécessaires pour obtenir plusieurs clichés instantanés. La figure 1.6 présente un exemple pour du deutérium liquide sous choc laser [18]. La figure 1.7 présente la comparaison entre des données obtenues par radiographie et par interférométrie pour le même matériau [19]. Dans cet exemple, la génération des rayons X est réalisée en illuminant avec un laser de forte puissance, de l'ordre de 10 $\mathrm{TW \cdot cm^{-2}}$, une plaque de fer pendant 10 ns. Le faisceau traverse l'échantillon puis est enregistré par un système microscope/caméra à balayage de fente. La figure 1.8 présente de manière simplifiée l'expérience réalisée par Da Silva *et al.* [18]. On remarque que le choc est généré par un laser, et que sa direction de propagation est perpendiculaire à celle du faisceau de rayons X.

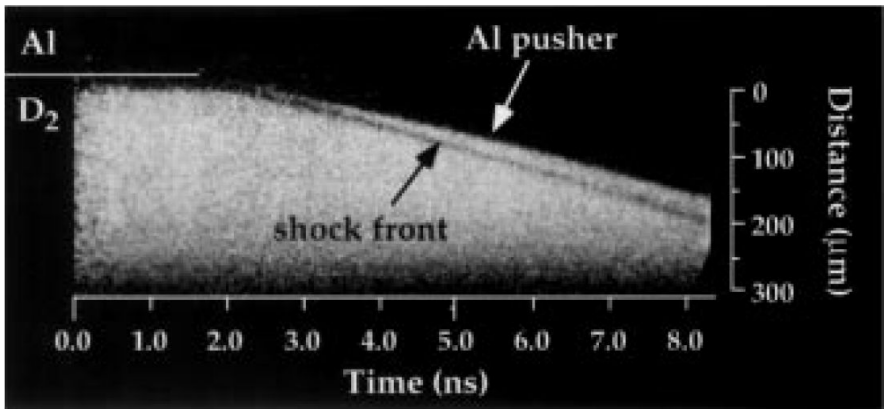


FIGURE 1.6 – Radiogramme obtenu avec une caméra à balayage de fente, position du choc dans du deutérium liquide à travers une plaque de transfert en aluminium en fonction du temps [18]

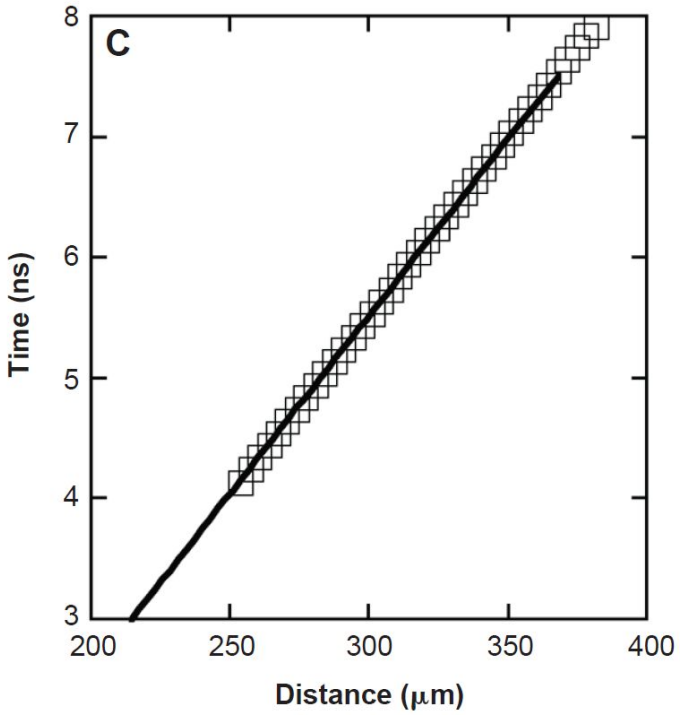


FIGURE 1.7 – Comparaison entre les positions obtenues par radiographie X (carrés vides) et par interférométrie (ligne pleine) pour un choc dans du deutérium liquide [19]

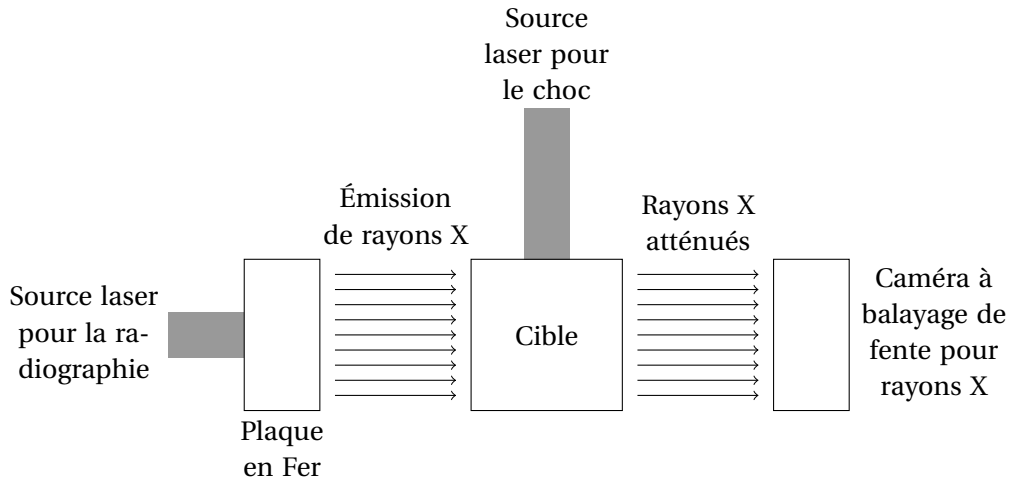


FIGURE 1.8 – Montage expérimental simplifié pour la détermination simultanée de la vitesse d'un choc et de la vitesse matérielle par radiographie [18]

1.4.2 Jauges multibrins

Une autre technique de mesure consiste à placer des fils métalliques de diamètre 20 µm dans l'échantillon d'étude et à les placer dans un champ magnétique. Lorsque ces fils sont mis en mouvement au passage du choc, le courant va être modifié en fonction de leur mise en vitesse, selon la force de Lorentz. La modification de tension associée V est donnée par l'équation (1.6), avec L la longueur d'un fil, u la vitesse matérielle et B le champ magnétique extérieur dans la direction de la vitesse.

$$V = Lu B \tag{1.6}$$

Ces jauges électromagnétiques multibrins ont été étudiées depuis les années 1940 mais leur réelle utilisation a débuté dans les années 1970 [20] avec le développement des techniques expérimentales associées (génération de champs magnétiques stables, performance des moyens de mesure, etc). Elles permettent d'obtenir la vitesse matérielle en fonction du temps [3][21][22] comme le présente la figure 1.9 pour du nitrométhane sous choc [23] lors d'un impact plan. Un impacteur en saphir est projeté sur un réservoir en PMMA contenant le liquide d'étude. La vitesse à l'impact est de 1300 $m \cdot s^{-1}$. On note que si l'on relève la position des jauges avant tir, il est possible de connaître les temps d'arrivée du choc et la vitesse matérielle associée. La loi de comportement peut donc être déterminée ainsi. Il faut cependant remarquer que cette méthode est intrusive et peut être perturbée par des phénomènes électromagnétiques extérieurs. De plus, c'est une mesure discrète pour la vitesse du choc. Enfin, le montage est délicat et la bonne connaissance du champ magnétique nécessite de nombreuses mesures.

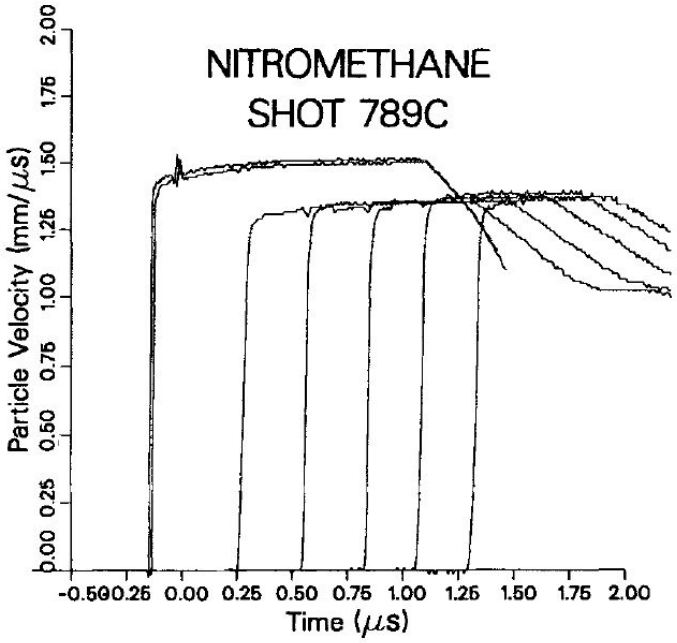


FIGURE 1.9 – Réponse sous choc d'une jauge multibrins [23]

1.4.3 Interférométrie ultra-rapide

En 1999, BENUZZI-MOUNAIX *et al.* [24] associent l'interférométrie fréquentielle et la réflectométrie pour mesurer simultanément la vitesse d'un choc et des particules derrière celui-ci (si les conditions de transparence des matériaux sont respectées). Le principe consiste à envoyer un faisceau laser sur un matériau, d'enregistrer le signal réfléchi à l'aide d'un spectromètre et ainsi d'étudier l'évolution de la phase de ce signal pour obtenir une vitesse. Le laser passe préalablement par un interféromètre pour obtenir des faisceaux séparés temporellement de 10 ps. Un spectromètre additionnel permet de vérifier la qualité du signal d'entrée. On peut noter qu'un seul laser est suffisant, une partie du faisceau servant à générer le choc dans le matériau via une plaque en aluminium, l'autre à sonder le matériau en face-avant. La séparation est réalisée à l'aide de miroirs semi-transparents. La figure 1.10 décrit le montage expérimental proposé par GAHAGAN *et al.* [25] qui indiquent que pour pour un faisceau dont l'énergie à l'émission est 0,7 mJ, l'échantillon est sondé avec une énergie d'environ 0,04 mJ.

Cette méthode est appliquée à l'étude du quartz sous choc à une pression d'environ 7 Mbar. Les auteurs indiquent être en accord avec la littérature publiée. L'erreur de mesure étant liée à l'erreur sur le déphasage, l'incertitude sur la vitesse est estimée à environ ±0,3 %. Cependant, ces vitesses ne sont pas mesurées de manière strictement simultanée. En effet, la vitesse matérielle est déterminée pour les premiers instants du choc, quand la densité électronique de celui-ci n'est pas suffisante pour obtenir une réflexion. Dès que celle-ci dépasse un seuil, il n'est plus possible d'accéder au milieu choqué. La figure 1.11 montre cette détermination séquentielle. CHEN *et al.* [26] utilisent les mêmes techniques que BENUZZI-MOUNAIX *et al.* [24] pour étudier des films d'aluminium d'épaisseur 500 nm et trouvent des valeurs cohérentes avec la littérature.

GAHAGAN *et al.* [25] indiquent que cette méthode ne permet pas d'étudier l'indice de réfraction sous choc ou le temps de montée de ce dernier, ce phénomène étant associé à la densité électronique trop faible du choc pendant la transition. En utilisant un montage similaire sans faire appel aux techniques de réflectométrie, GAHAGAN *et al.* [25] ont pu étudier les temps de montée de chocs dans des films de nickel et d'aluminium. En étudiant le déphasage et à l'aide d'hypothèses sur le profil de vitesse en sortie du film, ils calculent les vitesses d'intérêt, les trouvant cohérentes avec la littérature. Avec un laser à 800 nm, les résultats expérimentaux montrent que la prise en compte de la modification de l'indice de réfraction est nécessaire pour bien rendre compte des phénomènes observés. L'application d'un modèle simple permet de retrouver les résultats expérimentaux pour l'aluminium. Cette explication est appuyée par FUNK *et al.* [27] [28] qui étudient ce problème à différentes longueurs d'ondes. L'observation et la modélisation du déphasage en fonction du temps permet de réaliser une corrélation. Deux contributions sont prises en compte : la contribution optique liée au changement d'indice et la contribution de vitesse liée au mouvement de la cible. La vitesse matérielle et l'indice de réfraction sous choc peuvent alors être déterminés sous l'hypothèse que seul l'indice de réfraction dépend du temps lors du passage du choc dans l'échantillon d'étude. De plus, le montage expérimental est légèrement différent. L'incidence du faisceau laser sur la cible n'est pas nulle. Cet angle est calculé pour minimiser le changement de phase associé au déplacement matériel et pour maximiser l'effet du changement d'indice. Les résultats obtenus sont faux en valeur absolue mais suivent la bonne évolution. Les auteurs s'intéressent également à l'or sous choc. Par comparaison avec les valeurs de la littérature [29][30] pour l'or solide et l'or fondu respectivement, les auteurs arrivent à déterminer l'état dans lequel la cible se trouve. Les auteurs ont essayé plusieurs configurations expérimentales en faisant varier la longueur d'onde du laser ainsi que l'énergie du projectile. Un exemple d'évolution de l'indice de réfraction complexe pour un film d'or d'épaisseur 800 nm est présenté en figure 1.12.

Une nouvelle modélisation permet à ARMSTRONG *et al.* [31] de déterminer plus fidèlement l'indice de réfraction. Cette approche est basée sur la détermination de trois paramètres dans le signal mesuré : son offset $\Delta\theta_m$, sa période τ et son amplitude $\Delta\delta_{max}$, comme le présente la figure 1.13, avec r_s et r_m les coefficients de réflexion sur l'onde de choc et l'impacteur respectivement. Avec ces paramètres, on peut écrire les équations (1.7) à (1.12) qui décrivent le milieu sous choc. Les indices 0 et s décrivent respectivement le milieu non choqué et choqué, r_m est le coefficient de

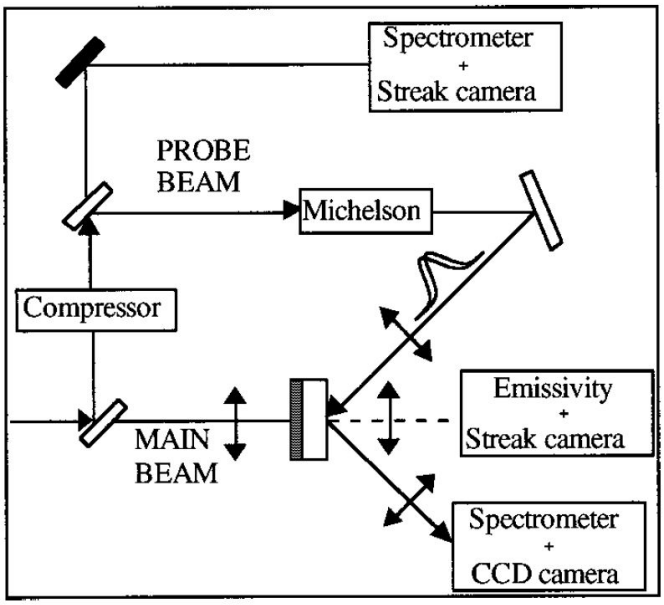


FIGURE 1.10 – Montage expérimental pompe-sonde utilisé par BENUZZI-MOUNAIX *et al.* [24]

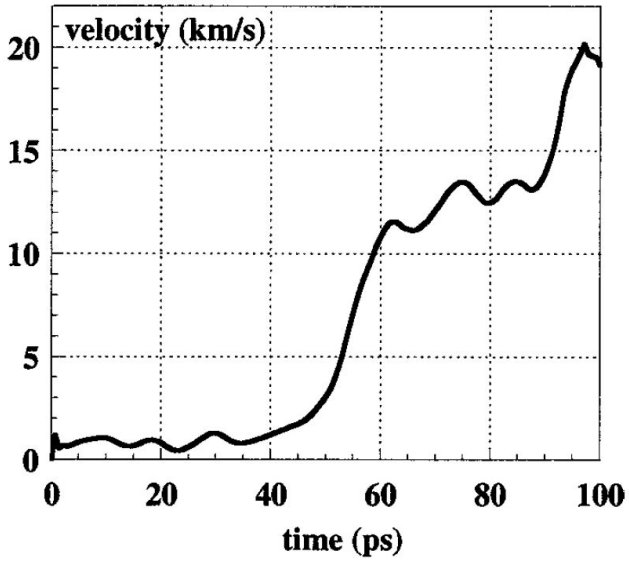


FIGURE 1.11 – Profil de vitesse par BENUZZI-MOUNAIX *et al.* [24] pour un échantillon en quartz, pression d'impact ≈ 7 Mbar

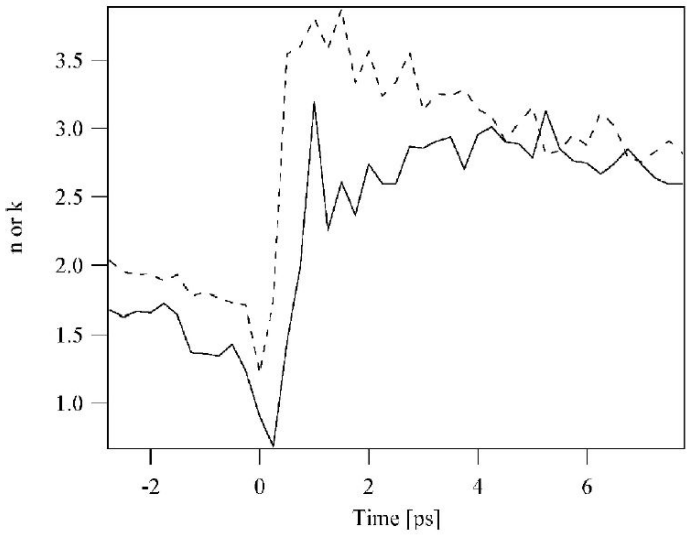


FIGURE 1.12 – Évolution de l'indice de réfraction complexe (n est la partie réelle, k est la partie imaginaire) pour un film d'or d'épaisseur 800 nm soumis à un choc laser

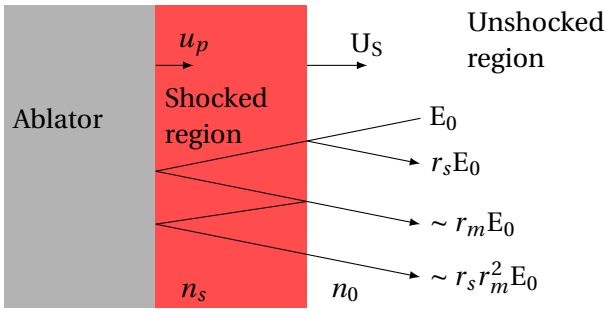


FIGURE 1.13 – Modélisation pour l'interférométrie ultra-rapide selon ARMSTRONG *et al.* [31]

réflexion associé au milieu sous choc.

$$\delta_{max} = \frac{\tau}{2\pi}\frac{\Delta\delta_{max}}{\Delta t} \tag{1.7}$$

$$|r_s| = \delta_{max}\frac{|r_m|}{1+|r_m|^2} \tag{1.8}$$

$$\Delta n = \frac{2n_0|r_s|}{1-|r_s|} \tag{1.9}$$

$$n_s = n_0 + \Delta n \tag{1.10}$$

$$U_s = \frac{\lambda}{4\pi n_0}\left[\frac{\Delta\theta_m}{\Delta t} + \frac{2\pi}{\tau}\right] \tag{1.11}$$

$$u_p = \frac{\lambda}{4\pi n_0}\left[\frac{\Delta\theta_m}{\Delta t} + \frac{2\pi}{\tau}\left(1-\frac{n_0}{n_s}\right)\right] \tag{1.12}$$

Cette méthode est ensuite largement utilisée pour étudier différents matériaux transparents optiquement [32]-[36]. La figure 1.14 donne un exemple d'application pour un mélange nitro-méthane/peroxyde d'hydrogène. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec la littérature. Il est à noter que cette technique permet de réaliser un grand nombre d'essais dans un temps court.

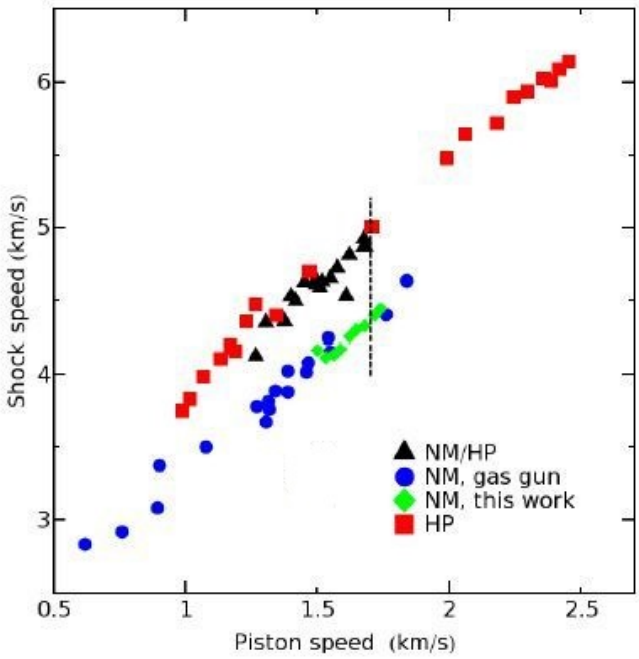


FIGURE 1.14 – Loi de comportement sous choc d'un mélange nitrométhane/peroxyde d'hydrogène (NM/HP) [35]

1.4.4 Ellipsométrie dynamique

L'ellipsométrie dynamique est une technique dérivée de l'interférométrie ultra-rapide. Le premier pas est fait par FUNK *et al.* [27] en 2001 en changeant l'incidence du faisceau laser sur son échantillon d'étude. L'idée développée par BOLME *et al.* [37] en 2007 est alors d'utiliser deux faisceaux incidents à des angles différents. Pour cela, l'énergie d'un laser est séparée en plusieurs parties. Environ 70 % servent à créer un choc dans un échantillon, à travers une plaque de transfert. Les 30 % restants sont séparés en deux faisceaux et émis sur l'échantillon avec des angles d'incidence de 25° et 63,4°. Chacun de ces faisceaux possède une branche de référence avec laquelle il est mélangé avant d'être mesuré par un spectromètre. Ces essais sont très brefs, de l'ordre de quelques centaines de picosecondes. Le schéma de principe est donné en figure 1.15. L'échantillon est ici un film de polycarbonate. La modélisation proposée de la propagation des ondes dans le matériau est présentée sur la figure 1.16.

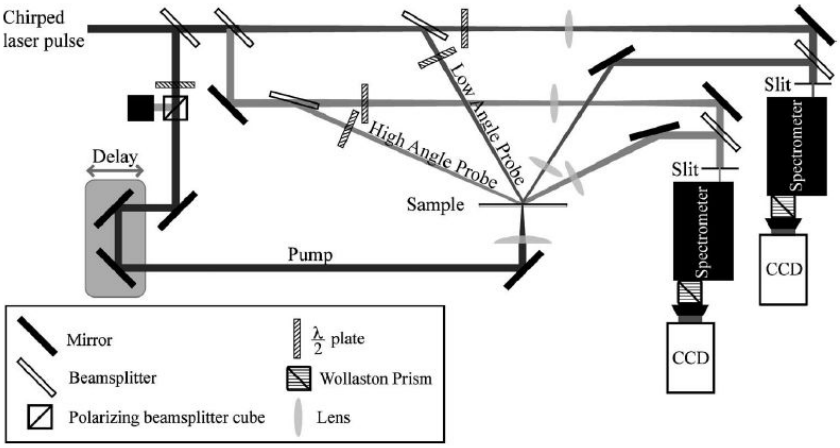


FIGURE 1.15 – Montage expérimental d'ellipsométrie dynamique [37]

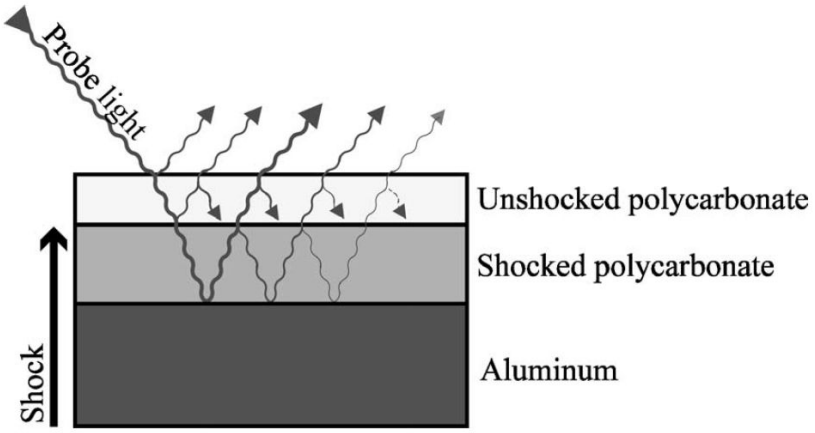


FIGURE 1.16 – Modèle de propagation du laser dans l'échantillon sous choc [37]

Lors de la propagation dans le milieu non choqué/choqué, le signal est déphasé par trois phénomènes distincts : le changement d'indice, le changement de l'épaisseur du milieu traversé et la vitesse des interfaces. L'intérêt d'utiliser deux angles différents réside dans le fait de pouvoir dissocier les différentes composantes de variation du chemin optique. Il est alors possible de déterminer de manière précise les épaisseurs et les indices de réfraction. La détermination des vitesses de choc et matérielle se fait à partir du calcul de la vitesse de la surface libre u_{fs}, selon l'équation 1.13.

La vitesse matérielle est alors la moitié de cette valeur u_{fs}.

$$u_{fs} = \frac{\lambda}{4\pi\cos(\theta)}\frac{\Delta\phi}{\Delta t} \tag{1.13}$$

On utilise ensuite la polaire du matériau de la plaque de transfert pour obtenir la vitesse du choc dans cette plaque. La position x de l'interface plaque de transfert/matériau d'étude ainsi que l'épaisseur du milieu choqué d_s et non choqué d_u sont ensuite modélisés selon les équations (1.14) à (1.16).

$$x(t) = \int_{t_0}^{t_{fin}} \frac{1}{2}\left[1+\tanh\left(\frac{t'-t_0}{\tau}\right)\right] u_{fs}\,dt' \tag{1.14}$$

$$d_u(t) = d_0 - \int_{t_0}^{t_{fin}} \frac{1}{2}\left[1+\tanh\left(\frac{t'-t_0}{\tau}\right)\right] \mathrm{U}_s\,dt' \tag{1.15}$$

$$d_s(t) = d_0 - \int_{t_0}^{t_{fin}} \frac{1}{2}\left[1+\tanh\left(\frac{t'-t_0}{\tau}\right)\right] (\mathrm{U}_s - u_p)\,dt' \tag{1.16}$$

Ces fonctions prennent en compte le caractère non instantané du phénomène de choc ; t_0 est alors l'instant de l'accélération maximale, τ est la constante de temps de l'accélération et d_0 l'épaisseur initiale du film étudié. La réflectance est également modélisée selon l'équation (1.17), où ρ est la réflectivité.

$$r = \rho e^{i\phi} \tag{1.17}$$

Ces quatre équations sont alors corrélées aux données expérimentales en faisant varier l'indice de réfraction initial du film. La figure 1.17 [38] présente des résultats pour des mélanges d'eau et de méthanol dans des proportions différentes. L'accord avec la littérature est bon. Cette technique permet, comme l'interférométrie ultra-rapide, de générer un grand nombre de mesures dans des temps courts [38].

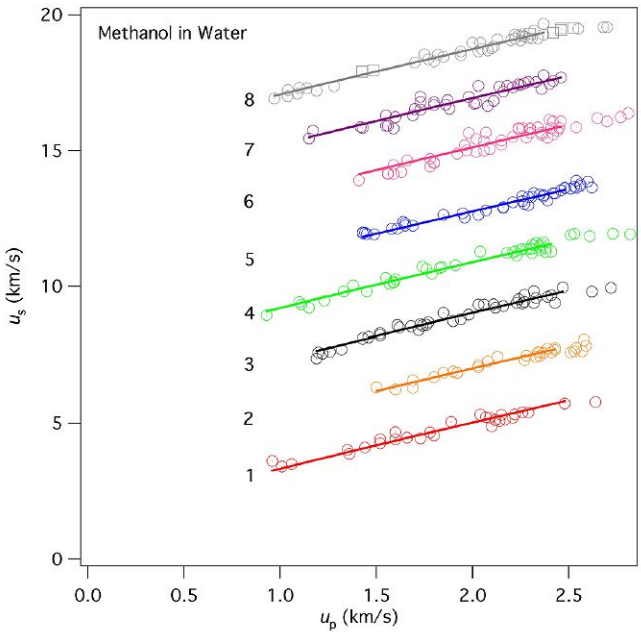


FIGURE 1.17 – Hugoniot mesurée (cercles), corrélée à un polynôme (traits pleins) et données de la littérature (carrés) [39] [40] [41] pour des mélanges eau/méthanol dont les proportions varient. La courbe 1 est de l'eau pure, la courbe 8 du méthanol pur. Les autres courbes sont des mélanges de fraction volumique de méthanol : (2) 0,1 ; (3) 0,2 ; (4) 0,3 ; (5) 0,4 ; (6) 0,6 ; (7) 0,8 [38]

1.4.5 Synthèse

Différentes techniques existent pour obtenir la polaire de choc d'un matériau à partir de la mesure de la vitesse de choc et de la vitesse matérielle. Un compromis doit être trouvé entre invasivité et mesure continue au sein du matériau d'étude. Certaines méthodes comme l'ellipsométrie ou l'*impedance matching* requièrent la connaissance de la polaire de matériaux connexes. Le choix de la métrologie la plus adaptée doit être réalisé en fonction des contraintes d'implémentation ainsi que des incertitudes requises. Le tableau 1.1 présenté une synthèse des possibilités de chacune des méthodes présentées. On peut noter que les méthodes permettant une détermination simultanée de la vitesse du choc et de la vitesse matérielle avec une intrusivité faible nécessitent l'emploi de moyens expérimentaux complexes (radiographie X), ou l'utilisation de matériaux transparents (interférométrie ultra-rapide). L'interférométrie radio-fréquence présente de nombreux avantages et permet de traiter de nombreux cas différents. Cette méthode va être plus amplement détaillée par la suite.

TABLEAU 1.1 – Synthèse des méthodes de mesure de vitesses lors de la propagation d'un choc

Méthode	Vitesse mesurée	Intrusivité	Mesure continue	Précision	Remarque
FOAC	Choc	Forte	Non	Moyenne	Nécessite un recalage temporel
Aiguilles de contact ou piézoélectriques	Choc	Moyenne	Non	Moyenne	Nécessite un recalage temporel
Fibre de Bragg	Choc	Forte	Oui	Forte	Nécessite une étape de calibrage
Caméra haute vitesse	Détonation	Faible	Oui	Moyenne	Nécessite la présence d'un détonateur
Radio-interférométrie	Choc et vitesse matérielle	Faible	Oui	Forte	Nécessite un matériau radio-transparent
Radiographie X	Choc et vitesse matérielle	Faible	Oui	Moyenne	Forte complexité de mise en œuvre
Jauges multibrins	Choc et vitesse matérielle	Forte	Oui	Forte	Forte complexité de mise en œuvre
Adaptation d'impédance	Choc et vitesse matérielle	Faible	Oui	Faible	Nécessité de bien connaître le matériau de la plaque transfert
Choc symétrique	Choc et vitesse matérielle	Selon métrologie	Selon métrologie	Faible	Impossible pour certains matériaux (liquides, explosifs, etc)
Interférométrie ultra-rapide	Choc et vitesse matérielle	Faible	Oui	Forte	Très bonne résolution spatiale
Ellipsométrie dynamique	Choc et vitesse matérielle	Faible	Oui	Moyenne	Nécessité de bien connaître le matériau de la plaque transfert

1.5 Radio-interférométrie pour l'étude des ondes de choc

Comme abordé dans la section précédente, la détermination de la vitesse d'un choc ou de la vitesse matérielle n'est pas toujours simple. La radio-interférométrie possède l'avantage d'être non intrusive et de sonder *in situ* la propagation du choc. La première utilisation est attribuée à KOCH [42] en 1953 qui étudie la réflexion d'une onde de fréquence continue sur le front de détonation d'un mélange 50/50 hexogène-tolite à la fréquence de 1,3 GHz. Par la suite, cette méthode a largement été utilisée pour étudier la vitesse d'une détonation [43]-[46], la transition choc-détonation ou déflagration-détonation [47], la formation de points chauds [48], la vitesse de combustion de poudres ou de propergols [49][50], la densité électronique d'un front de détonation [51] [52], la performance de nouvelles compositions [53]. La littérature citée ici n'est pas exhaustive.

Deux théories ont été énoncées pour justifier la mesure par interférométrie : KOCH [42] émet l'idée que la réflexion est liée à une ionisation de l'onde de détonation. Cette surface devenant conductrice, l'onde électromagnétique est alors réfléchie. ANICIN *et al.* [54] proposent une idée différente selon laquelle le gradient de masse volumique suffit à expliquer la réflexion. Dans les gaz, une réponse est apportée par Ogorodnikov *et al.* [55] qui étudient le déplacement d'une plaque en aluminium propulsée par explosif dans un gaz avec un radio-interféromètre à 94 GHz et un interféromètre optique à 532 nm. En se déplaçant, la plaque va comprimer le gaz devant elle et générer une onde de choc. La lecture de la vitesse mesurée par radio-interférométrie montre une marche à 34 µs (voir figure 1.18), qui correspond à l'apparition du choc dans l'hélium. L'interféromètre optique mesure une seule vitesse sur la même plage d'observation. Cette mesure montre que dans les gaz, la différence d'indice de réfraction n'est pas suffisante pour assurer une réflexion détectable. L'apparition d'un choc ionisé permet la détection de l'onde de choc.

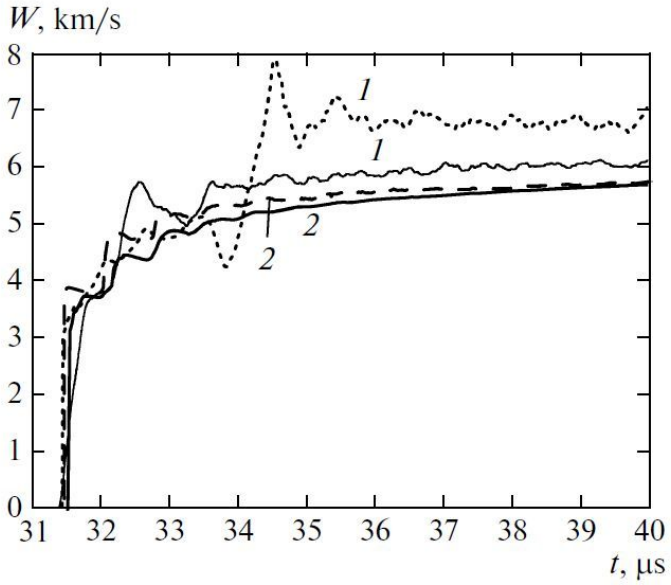


FIGURE 1.18 – Vitesse obtenue par OGORODNIKOV *et al.* [55] pour le déplacement d'une plaque en aluminium, les courbes indicées 1 sont les résultats d'interférométrie radio-fréquence, les courbes indicées 2 sont les résultats de l'interférométrie optique. Les traits en pointillés sont associés aux expériences réalisés dans de l'hélium, les traits pleins dans de l'air.

Le cas des solides est plus complexe. Il convient de distinguer deux catégories d'essais : ceux réalisés sur des matériaux pour lesquels le passage de l'onde de choc n'entraîne pas de réaction et les autres. Dans le cas d'un choc inerte dans un solide, il n'y a pas d'ionisation. L'origine de la réflexion d'une onde électromagnétique réside alors dans la différence de permittivité de part et d'autre du front de choc. Cependant, lorsque le choc est réactif, il devient nécessaire de prendre en compte les produits de détonation. De nombreux auteurs ont mesuré ou modélisé une augmentation de la conductivité électrique de ces produits [56]-[62]. L'ordre de grandeur de

la conductivité électrique varie de 10^2 S·m^{-1} pour la plupart des explosifs jusqu'à 10^4 S·m^{-1} pour du TNT liquide. À titre de comparaison, les métaux ont une conductivité électrique de l'ordre de 10^6-10^7 S·m^{-1}, l'eau de mer d'environ 5 S·m^{-1}, l'eau pure, qui est un mauvais conducteur, de l'ordre de 10^{-6} S·m^{-1} et l'air de 10^{-15} S·m^{-1}. La conductivité électrique d'un matériau est liée à la quantité d'ions libres qui permettent de conduire l'électricité. Dans le cas des gaz de détonation, cela signifie que plus la conductivité est grande, plus les gaz sont ionisés. Les produits de détonation sont donc plus réfléchissants.

Deux principales méthodes de traitement des signaux mesurés sont proposées dans la littérature. La première approche est fondée sur l'effet Doppler. La surface réflectrice est en mouvement et modifie la fréquence du signal mesuré. La vitesse s'obtient alors par :

$$\mathrm{D}(t) = n\frac{\lambda}{2} f(t) \tag{1.18}$$

avec D la vitesse de l'onde de choc, n l'indice de réfraction du milieu dans lequel le choc se propage, λ la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique dans le matériau et $f(t)$ l'évolution temporelle de la fréquence mesurée. Cette approche a été utilisée par de nombreux auteurs [63][64][65]. Cette méthode n'est pas strictement de type interférométrique puisque le signal mesuré est exploité directement, sans déphasage ou branche à retard. La vitesse est mesurée directement. Une méthode classiquement employée est la recherche de pics successifs. En notant que la distance entre deux pics est de $\lambda/2$ et en mesurant l'intervalle de temps, il est facilement possible de remonter à la vitesse du choc. La seconde méthode de traitement ne repose pas uniquement sur l'effet Doppler, et ajoute des étapes de mixage et de déphasage du signal mesuré. Une résolution par quadrature est donc envisageable. Un déplacement est alors mesuré dont la dérivée permet de remonter à la vitesse. L'expression de cette dernière est alors :

$$\mathrm{D}(t) = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{\partial\varphi}{\partial t} \tag{1.19}$$

avec φ le déphasage entre les deux branches et λ la longueur d'onde dans le matériau d'étude, soit $\lambda = \lambda_0/n$, où λ_0 est la longueur d'onde d'interrogation dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu d'étude. Cette méthode apporte une meilleure résolution spatiale que la méthode par effet Doppler dans le cas où la longueur d'onde est grande. Cette méthode est adaptée pour des mesures sur une frange. Ce type d'approche est plus récent [66][67][68] et est employé au CEA Gramat.

KITTELL *et al.* [69][70] proposent une comparaison des différents types de traitement : par ondelettes, en quadrature, par recherche de pics et par transformée de Fourier glissante. Des signaux crées numériquement et d'autres expérimentaux sont étudiés, avec le point commun de représenter des situations où la vitesse de l'onde détonation change au cours du temps (extinction dynamique dans de l'ANFO, détonation instable dans du TATB) et différents rapports signal à bruit (de 2,2 à 16,1). Leurs travaux montrent que l'utilisation de filtres numériques pour le traitement en quadrature nuit à leur qualité. De plus, cette mesure est indirecte puisque le déplacement est dérivé pour obtenir la vitesse, ce qui est source d'erreurs numériques supplémentaires. L'avantage de la recherche de pics successifs réside dans son application directe, aucune étape de filtrage n'est nécessaire. Il faut cependant remarquer que la détermination des pics n'est pas toujours évidente dans le cas de signaux très bruités. Cependant, cette méthode ne permet pas de traiter toute l'information du signal : seuls les maxima (et les minima) sont exploités. Un événement, dont la durée est inférieure à l'intervalle entre deux pics, ne sera donc pas résolu. Le traitement par ondelettes permet lui de résoudre ces phénomènes rapides et traite toute l'information contenue dans le signal. Cependant, son utilisation implique d'optimiser les paramètres utilisés pour l'ondelette principale. Le traitement par transformée de Fourier glissante donne des résultats équivalents à l'utilisation de la méthode par ondelettes. Cependant, les paramètres, comme la taille de la fenêtre, sont plus difficiles à estimer. Par ailleurs, DEVLAMINCK *et al.* [16] ont montré que le calcul par ondelettes est plus précis que le calcul par transformée de Fourier glissante, mais est aussi plus coûteux en temps de calcul.

1.6 Interférométrie radiofréquence et doubles oscillations

1.6.1 Introduction

Lors d'essais de mesure de la vitesse d'un choc par ondes millimétriques, le signal retour est parfois composé de plusieurs fréquences. Un exemple pour l'impact d'une cible à base de TATB par un impacteur en cuivre à la vitesse de 798 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est présenté en figure 1.19. Deux fréquences sont discernables à l'œil : une composante de haute fréquence et d'amplitude faible, et une composante de basse fréquence d'amplitude élevée. La première est associée à la réflexion sur l'onde de choc, la seconde est alors associée à la réflexion sur l'impacteur et est donc porteuse d'une information sur la vitesse matérielle dans le milieu sous choc. Cette section a pour objet de présenter les différentes méthodes existantes pour obtenir cette seconde information. Il est important de noter que cette seconde oscillation n'est pas toujours observable, point qui est également discuté par la suite. Enfin, comme l'appareil de mesure disponible possède une fréquence de coupure basse non nulle, une autre fréquence est théoriquement observable. Cependant, elle est de l'ordre de quelques dizaines de kilohertz et ne peut donc pas perturber une mesure dont la durée est de l'ordre de la dizaine de µs.

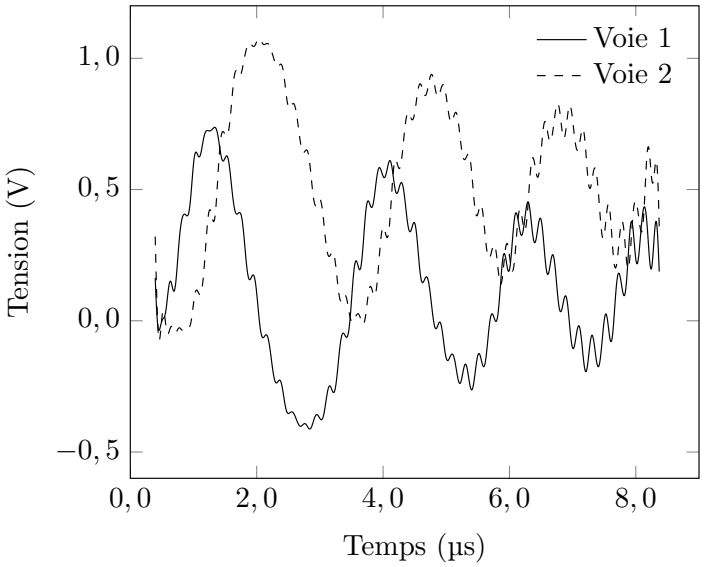


FIGURE 1.19 – Interférogramme pour une onde de choc dans une cible en TATB [71]

1.6.2 LUTHER *et al.* 1991

En 1991, LUTHER et VESEER [72] utilisent un interféromètre de fréquence de fonctionnement 10 GHz pour étudier le téflon. La figure 1.20 présente le montage expérimental. L'échantillon à tester est inséré dans un guide d'onde WR90, lui même inséré dans un bloc de téflon. Un système détonateur, lentille-relais en PBX9501 et plaque de transfert en aluminium génère une onde de choc plane dans l'échantillon. Le signal retour est enregistré avec un oscilloscope. Il est à noter qu'avec un tel montage, l'onde de choc n'est pas soutenue.

Le passage du choc entraîne un changement de l'indice de réfraction n, et le coefficient de réflexion R associé à cette discontinuité est calculé (en notant 1 le milieu non choqué et 2 le milieu sous choc) par :

$$\mathrm{R} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}. \tag{1.20}$$

Le signal retour associé est présenté en figure 1.21a pour une pression d'impact de 280 kbar. On peut observer la superposition de deux signaux de fréquences différentes. Les auteurs avancent l'hypothèse que la fréquence haute correspond au déplacement de l'onde de choc, la fréquence basse correspond alors à l'interface aluminium/téflon. Ce signal est ensuite traité en phase. À

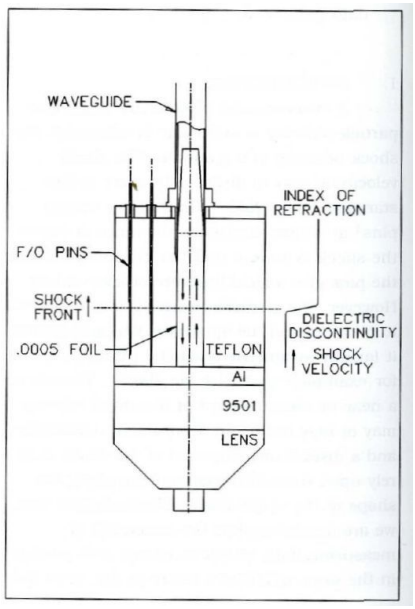
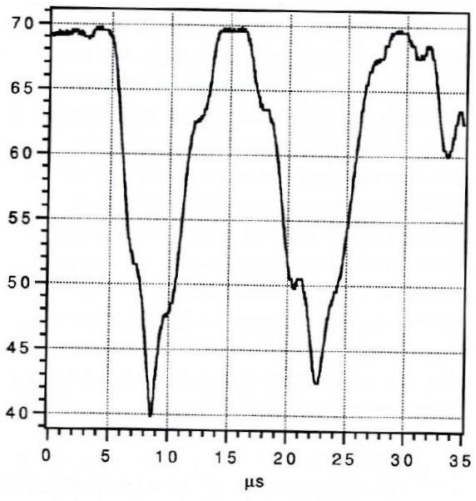
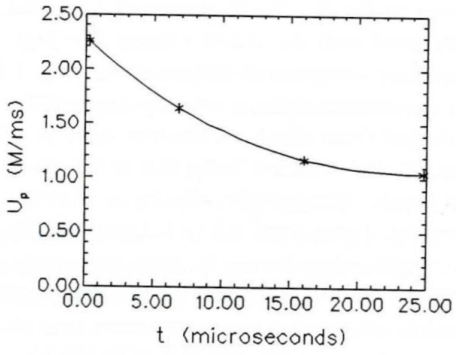


FIGURE 1.20 – Montage expérimental de LUTHER et VESEER [72]



(a) Interférogramme



(b) Vitesse matérielle en fonction du temps

FIGURE 1.21 – Résultats expérimentaux de LUTHER et VESEER [72] pour le téflon sous choc

chaque valeur de déphasage $\Delta\Phi$ est associé un déplacement du choc X, donné par l'équation (1.21), où $X_0 = 1{,}1$ cm est la longueur d'onde dans le matériau d'étude.

$$\Delta\Phi = 2\pi\frac{X}{X_0} \tag{1.21}$$

Les auteurs utilisent l'hypothèse que la permittivité relative est proportionnelle à la masse volumique du matériau, en précisant que cette approximation linéaire n'est pas exacte, pour déterminer de la même façon la vitesse matérielle, présentée en figure 1.21b.

La vitesse du choc mesurée décroît de 4,0 à 2,7 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$. La vitesse matérielle varie entre 2,3 et 1,1 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$, ce qui est cohérent selon les auteurs avec les valeurs de la littérature [39].

Lors de travaux ultérieurs, LUTHER et WARTHEN [73] [74] utilisent la même méthode pour déterminer la vitesse matérielle dans le téflon. Un nouvel interféromètre est utilisé, fonctionnant à 24 GHz. La méthode appliquée est la même que dans l'article précédent et les résultats sont en accord avec la littérature [39]. Une loi de type Gladstone Dale pour l'évolution de la permittivité

est appliquée. Cette loi lie la permittivité relative à la masse volumique selon l'équation (1.22) [75].

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\rho} = \text{cste} \tag{1.22}$$

L'interférogramme expérimental ainsi que les vitesses associées sont tracées sur les figures 1.22 et 1.23. La vitesse de choc obtenue par une mesure avec des aiguilles et celle calculée par les auteurs [73] sont en bonne corrélation.

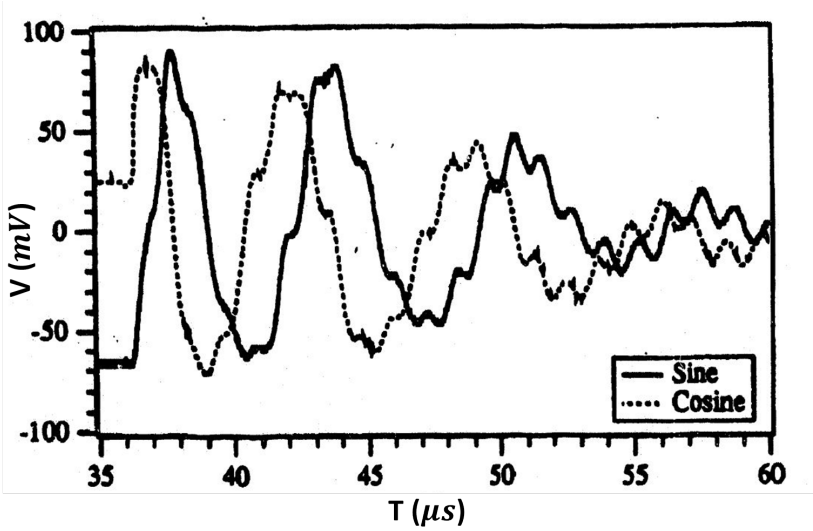


FIGURE 1.22 – Interférogramme obtenu par LUTHER et WARTHEN [73] pour du téflon sous choc

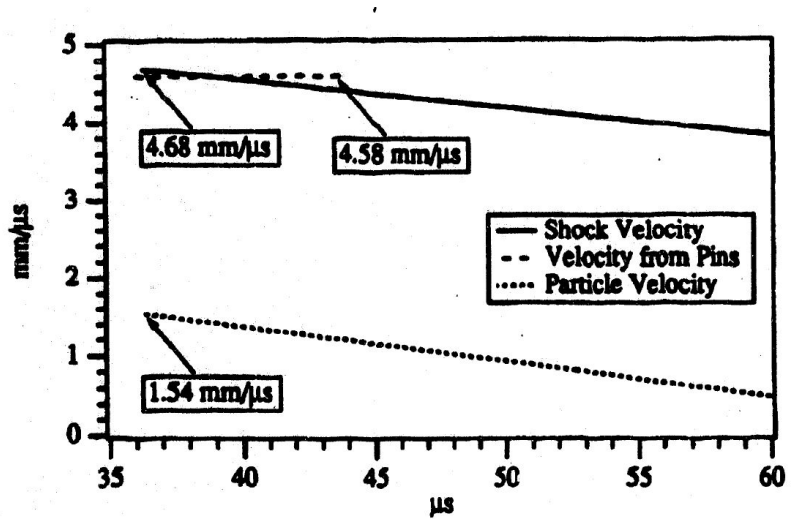


FIGURE 1.23 – Vitesses calculées par LUTHER et WARTHEN [73] pour du téflon sous choc

Cette méthode est une première approche pour la mesure des vitesses de choc et matérielle. Les résultats numériques montrent des écarts importants, de l'ordre de 9 %, avec la littérature [39] pour la vitesse matérielle. L'utilisation de modèles de permittivité peu adaptés peut en être la cause.

1.6.3 GLANCY *et al.* 1990

En 1990, GLANCY et KRALL [76] proposent un modèle permettant de déterminer les deux vitesses recherchées. Leur approche est fondée sur l'analyse des longueurs d'onde dans les différentes couches. Le système (1.23) décrit les équations utilisées, les indices s et p faisant respectivement référence au choc et au projectile. La première équation décrit simplement l'effet Doppler.

La seconde prend en compte une correction associée à la différence des longueurs d'onde. Un cas d'étude montre la nécessité de prendre en compte la variation de l'indice de réfraction sous choc pour restituer correctement des vitesses, comme le montre la figure 1.24. Cette correction est prise en compte dans le terme λ_p dans les équations (1.23). Les données associées à cet essai (matériau, vitesse d'impact, etc) ne sont cependant pas décrites.

$$\begin{cases} \mathrm{D} &= \lambda_s \frac{f_s}{2} \\ u &= \frac{\mathrm{D}}{\lambda_s}\left(\lambda_s - \lambda_p\right) + \frac{f_p \lambda_p}{2} \end{cases} \tag{1.23}$$

En 1993, KRALL *et al.*[77], [78] publient deux articles sur les méthodes d'interférométrie radio fréquence pour l'étude des ondes de choc. Ils utilisent un interféromètre à 9 GHz et étudient l'impact d'un barreau de polycarbonate sur différents matériaux plastiques puis sur des poudres réactives. L'ensemble du dispositif est inséré dans un tube métallique agissant comme un guide d'onde. La configuration expérimentale est présentée sur la figure 1.25.

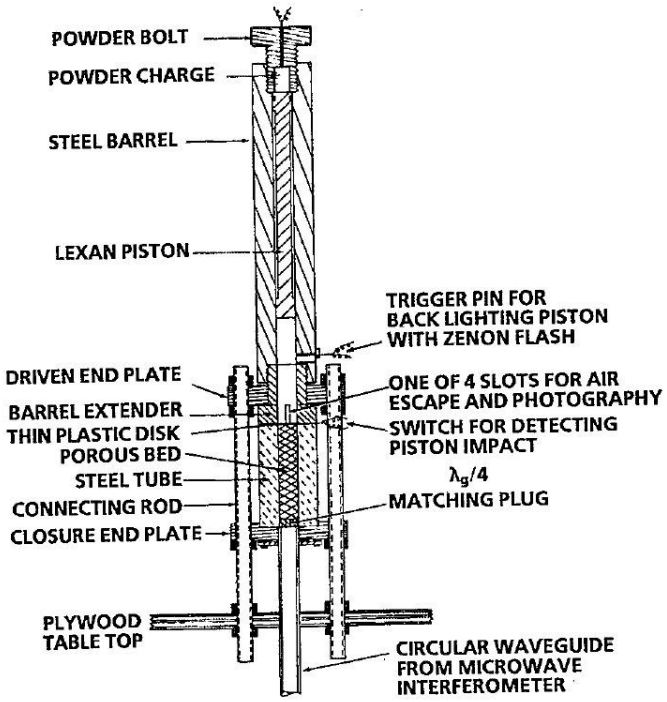
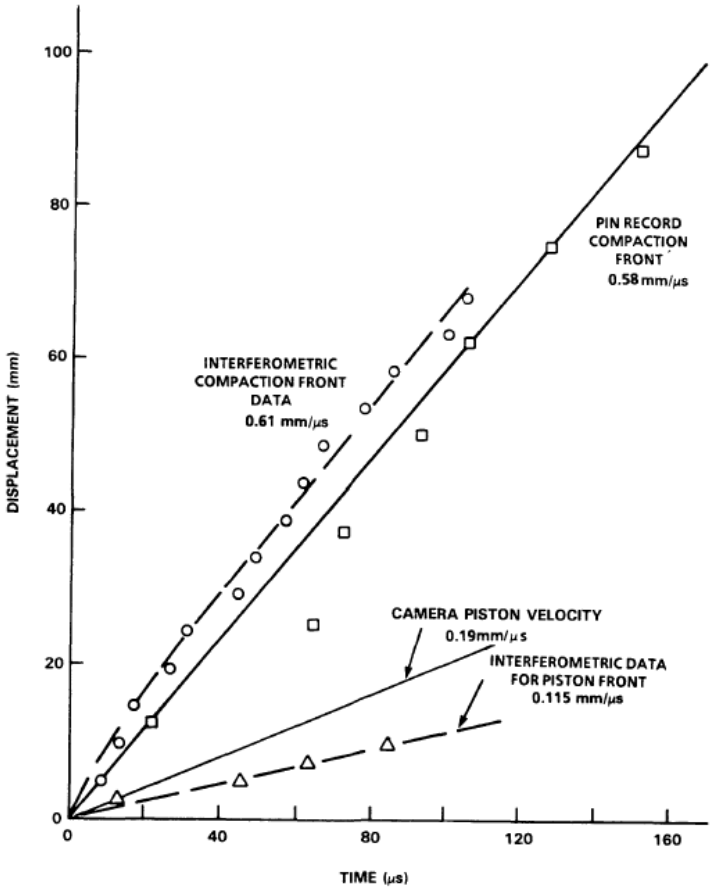


FIGURE 1.25 – Montage expérimental de KRALL *et al.* [77]

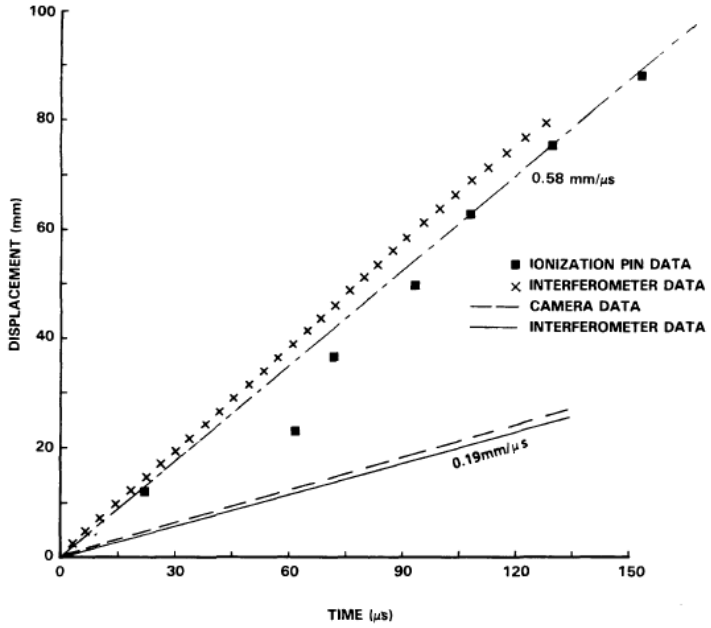
Les auteurs développent ensuite un modèle théorique prenant en compte la longueur d'onde de coupure du guide métallique, la période τ des signaux observés, la permittivité relative ε_{ri} ainsi que la masse volumique initiale de l'échantillon pour obtenir une formule liant la permittivité avant et après choc sous la forme donnée par l'équation (1.24).

$$\frac{\varepsilon_{r2}^{1/3} - 1}{\varepsilon_{r1}^{1/3} - 1}\left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_2}\right) = \frac{\left[\varepsilon_{r2} - (\lambda_0/\lambda_c)^2\right]^{1/2}}{\left[\varepsilon_{r1} - (\lambda_0/\lambda_c)^2\right]^{1/2}} \tag{1.24}$$

les indices 1 et 2 représentant respectivement les états non choqué et choqué, τ est la période des signaux associés, λ_0 la longueur d'onde d'opération et λ_c la longueur d'onde de coupure du guide d'onde. Il est important de noter que cette formule est valide pour des matériaux poreux initialement. On considère l'état initial comme un mélange entre de l'air et le matériau d'étude à une fraction volumique V. Cette hypothèse permet de lier la conservation de la masse et la permittivité par un modèle de mélange. Si un matériau non poreux est utilisé, il est nécessaire de choisir une autre équation en ré-écrivant le lien entre masse volumique et permittivité relative.



(a) Résultats sans prise en compte de la variation d'indice de réfraction sous choc



(b) Résultats avec prise en compte de la variation d'indice de réfraction sous choc

FIGURE 1.24 – Résultats expérimentaux pour la compression de mélamine [76] à 9 GHz

Un résultat expérimental pour de la poudre de mélamine est présenté. La mélamine est une résine sur laquelle le Formica est basé. L'interférogramme expérimental associé est présenté en figure 1.26. Le retour est composé d'un signal avec une fréquence haute associé à l'onde de choc et d'une fréquence plus faible associée au piston. Le calcul donne alors $\varepsilon_{r2} = 3{,}86$, $U_s = 558\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et $u_p = 164\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Par des métrologies indépendantes additionnelles, les auteurs obtiennent $U_s = 543\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et $u_p = 176\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et confirment alors leur théorie. Les incertitudes de cette méthode sont liées à la détermination des périodes dans le signal expérimental. L'incertitude associée à la transformée de Fourier pour un signal d'une durée de 173 µs est de 5,8 kHz, ce qui est l'ordre de grandeur de la fréquence observée ici.

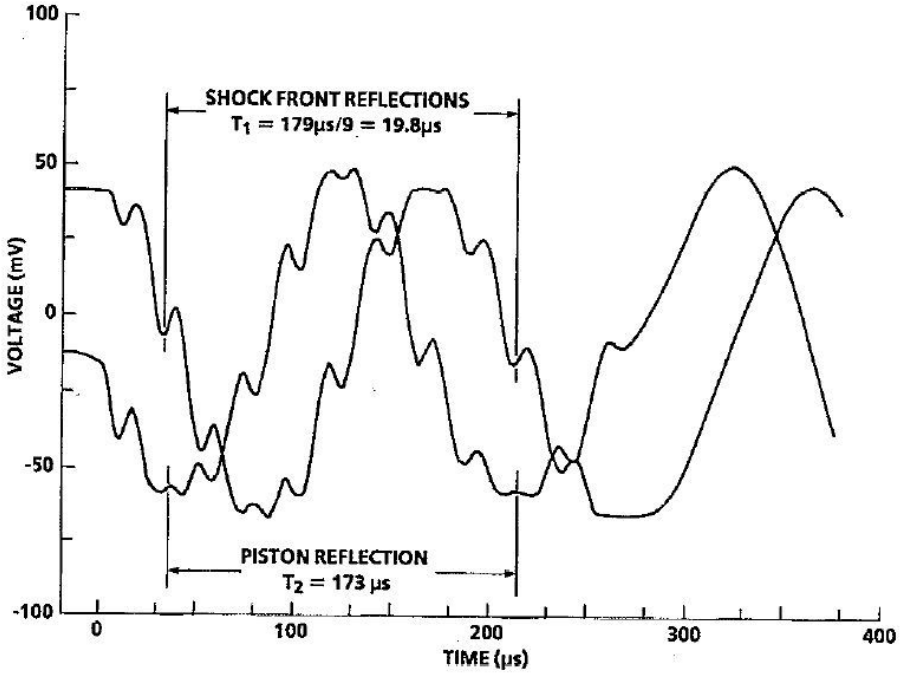
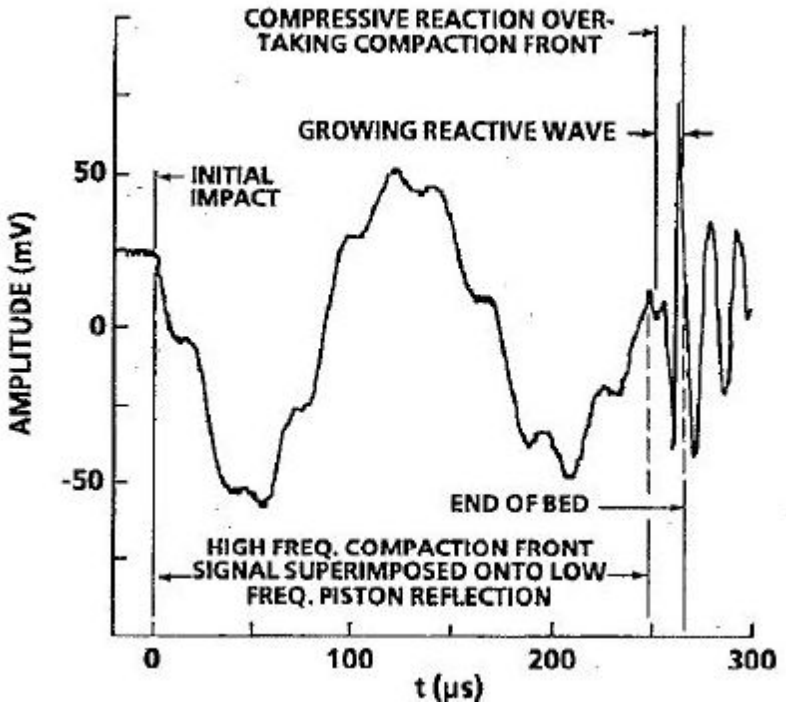


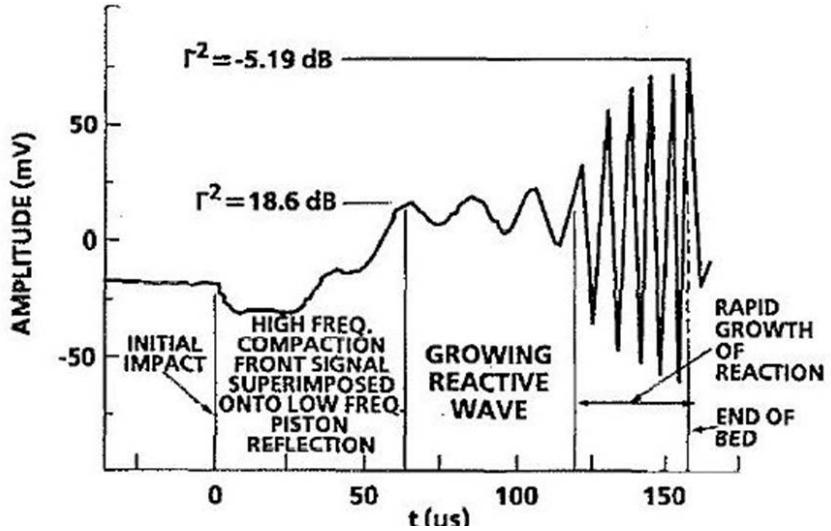
FIGURE 1.26 – Interférogramme obtenu par KRALL et *et al.* [77] pour de la mélamine

Dans un autre article [78], les auteurs s'intéressent au cas des matériaux énergétiques avec le même montage, et plus particulièrement au cas d'une poudre double base. Cette dernière contient 21,6 % de nitroglycérine, le reste étant de la nitrocellulose. La granulométrie est de 434 µm. Deux essais sont réalisés, à des vitesses d'impact de 237 et 300 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Les auteurs indiquent observer dans les signaux la superposition de deux fréquences, correspondant à une réflexion du projectile et du front de choc. Les interférogrammes obtenus sont présentés en figure 1.27. La figure 1.27a montre la transition d'une onde de compaction vers une réaction compressive se propageant à environ $1800\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. La nature de cette réaction n'est pas clairement identifiée. Lorsque la réaction n'a pas commencé, la double oscillation peut facilement être observée et exploitée pour obtenir la vitesse de compaction inerte ainsi que la vitesse matérielle. Lorsque cette double oscillation n'est plus visible, les auteurs déterminent la vitesse du front réactif. Les auteurs indiquent la zone de réaction comme étant liée au changement brutal d'amplitude et de fréquence. Cette hypothèse est confirmée par les chronométries d'aiguilles à ionisation. La transition vers la réaction est plus facilement observable sur la figure 1.27b, réalisée pour une vitesse d'impact de $300\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ plus élevée que pour le premier tir. La zone inerte est plus courte et la fréquence associée au piston est alors plus difficile à déterminer. Il est à noter que, dans les deux cas, la zone de réaction réfléchit suffisamment les ondes pour occulter la vision du piston.

BODARD [79] a mené des travaux au CEA Gramat sur la compaction de poudres inertes et réactives. L'utilisation de la radio-interférométrie à 94 GHz n'a pas donné de résultats exploitables sur de la poudre de polypropylène ou de verre. Les signaux sont difficilement interprétables, et ni le choc ni le piston ne semblent être observables. Les niveaux de pression atteints sont relative-



(a) Interférogramme pour un impact à 237 $m \cdot s^{-1}$



(b) Interférogramme pour un impact à 300 $m \cdot s^{-1}$

FIGURE 1.27 – Résultats expérimentaux de KRALL et *et al.* [78] pour des impacts sur une poudre double base

ment faibles, ce qui pourrait expliquer l'absence d'observation de l'onde de choc. L'utilisation de poudres faiblement comprimées peut également augmenter les pertes dans le matériau et expliquer la mauvaise qualité des résultats expérimentaux.

1.6.4 KANAKOV *et al.* 2008

KANAKOV *et al.* [80] s'intéressent au même problème. Pour sonder l'échantillon, ils collent un cône d'émission sur le matériau. Ils considèrent alors trois interfaces pour modéliser le problème : l'interface cône/matériau d'étude, le choc se propageant dans le matériau et une surface infiniment réfléchissante. Ils cherchent ensuite un modèle dépendant des paramètres d'intérêt qui puisse correspondre aux données expérimentales. Pour cela, ils découpent le matériau en n plans virtuels ayant chacun une permittivité relative constante. En utilisant les coefficients de transmission et de réflexion pour chaque interface virtuelle et réelle, ils donnent une expression du signal complexe retour. Cette approche n'utilise pas directement l'effet Doppler. L'équation (1.25) décrit ce retour.

$$Z = R_A + \left(1 - |R_A|^2\right) \sum_{k=1}^{\mathrm{KM}} \left[(-R_A)^{k-1} (R_{FF})^k \exp\left(-j \frac{4\pi x_k}{\lambda}\right) \right] \tag{1.25}$$

avec $\mathrm{R_A}$ le coefficient de réflexion à l'interface antenne/matériau sain, KM^2 le nombre de rayons considérés dans les réflexions, x_k la longueur du chemin optique et $\mathrm{R_{FF}}$ le coefficient de réflexion globale de toutes les couches considérées dans le milieu choqué. Les expressions de ces différents coefficients sont explicitées dans l'article cité.

Dans ce modèle, la correspondance avec les données expérimentales est réalisée à l'aide de sept ou huit paramètres, en fonction des cas : la vitesse du choc et/ou la vitesse matérielle, l'indice de réfraction sous choc, le coefficient complexe de réflexion sur l'interface cône d'émission/matériau d'étude, la distance entre cette interface et le front de choc, le coefficient complexe de réflexion du front de choc et le déphasage de l'onde à la traversée du front. En utilisant la conservation de l'énergie appliquée aux coefficients de réflexion et de transmission ainsi qu'en supposant un profil spatial de l'indice de réfraction sous choc, il est possible de déterminer cet indice. Cela permet de s'affranchir de trois paramètres pour l'ajustement du modèle aux données. L'avantage de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne nécessite qu'une unique voie de mesure, c'est à dire que la phase du signal n'est pas nécessaire au calcul. L'interféromètre utilisé en possède deux, ce qui permet de vérifier les valeurs obtenues. Dans le cas des auteurs, l'interférogramme et la corrélation sont présentés sur la figure 1.28. Pour le téflon, les résultats de vitesse matérielle diffèrent de 2%. L'indice de réfraction sous choc, calculé à 1,643, est cohérent à 2,4 % avec des estimations réalisées avec la loi de Lorentz, explicté par l'équation (1.26). L'écart entre la vitesse du choc théorique et la mesure est de 2,7 %.

$$\frac{n-1}{\rho} = \mathrm{cste} \tag{1.26}$$

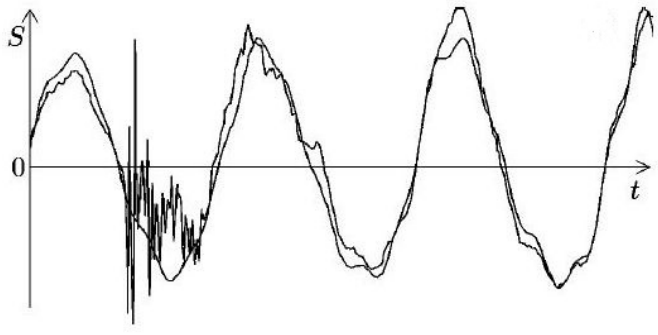


FIGURE 1.28 – Interférogramme obtenu par KANAKOV et *et al.* [80] et corrélation associée pour du téflon

1.6.5 BELSKII *et al.* 2011

L'analyse la plus récente de la question des doubles oscillations dans les signaux retour d'interférométrie micro-onde est celle de BELSKII *et al.* [81]. L'approche est semblable à celle de [80] dans le sens où l'objectif est de modéliser le signal puis d'ajuster ses paramètres afin de le faire correspondre aux données expérimentales. La théorie est basée sur l'étude des réflexions multiples des ondes dans un milieu à trois interfaces, les mêmes que dans [80]. Les différents trajets considérés correspondent à des réflexions et transmissions différentes dans le milieu multi-couches. L'onde initiale peut se réfléchir sur le choc avant d'être captée ou peut être transmise à travers le choc et se réfléchir sur la surface métallique. La figure 1.29 montre les trajets devant être considérés pour $m = n = 3$. Le signal total est la somme des ondes ayant eu des trajets différents. L'équation (1.27) donne le signal retour complet, les différentes pulsations étant développées dans les expressions (1.28) à (1.30). L'exposant $'$ indique un état sous choc.

$$S(t) = A\cos(\omega t) + \sum_m \sum_n A_{mn} \cos(\omega t - m\phi + n\omega_{Du} t - m\omega_D t) \tag{1.27}$$

$$\phi = 2\pi \frac{2d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_r} \tag{1.28}$$

$$\omega_{Du} = 2\pi \frac{2(U_s - u_p)}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_r'} \tag{1.29}$$

$$\omega_D = 2\pi \frac{2U_s}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_r} \tag{1.30}$$

Un exemple d'application est présenté pour du benzène dans une configuration d'impact plan décrite sur la figure 1.30. Les auteurs trouvent les résultats de leur modèle en accord avec la littérature publiée [82], avec 1 % d'erreur pour la vitesse du choc et 2 % d'erreur sur la vitesse matérielle, et montrent l'applicabilité du modèle de CLAUSIUS-MOSSOTTI pour la permittivité sous choc. Les résultats en vitesse sont tracés sur la figure 1.31. L'appareil utilisé au CEA Gramat est identique à celui présenté dans cette publication.

1.6.6 Note sur les cas d'études envisageables

Dans les cas présentés ci-dessus, il convient de remarquer que tous les cas d'applications sauf un concernent des cas de choc, et non de détonation. Seuls GLANCY *et al.* présentent un exemple d'application pour une poudre et remarquent une extinction du signal associé à l'impacteur dès l'apparition de la réaction chimique dans la poudre. D'autres auteurs font un constat similaire dans des cas d'études différents : envol de plaque propulsée par explosif [55] et propagation d'une

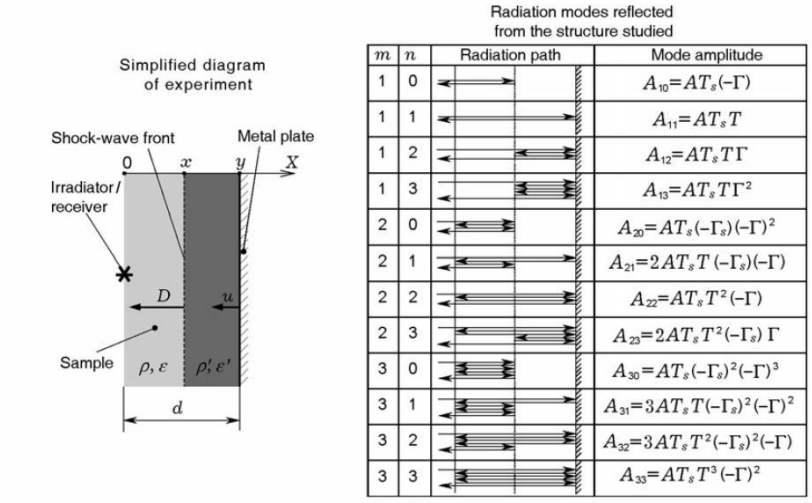


FIGURE 1.29 – Réflexions et transmissions considérées par BELSKII *et al.* [81]

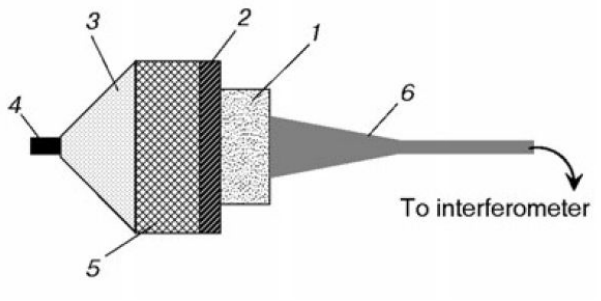


FIGURE 1.30 – Montage de BELSKII *et al.* [81] pour l'étude des doubles oscillations. 1 : échantillon ; 2 : plaque de transfert métallique ; 3 : générateur d'onde ; 4 : détonateur ; 5 : charge explosive ; 6 : antenne et guide d'onde.

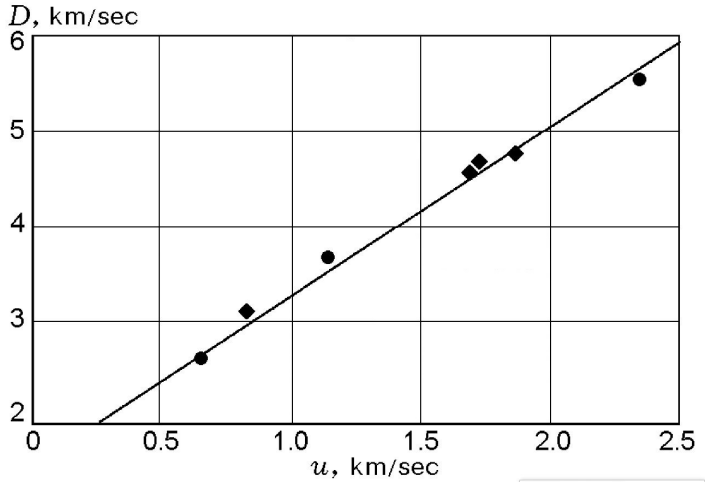


FIGURE 1.31 – Résultats dans le plan (U_s ; u_p) pour du benzène. • : [81] ; ♦ : [39] ; – Corrélation linéaire [39]

détonation [83]. Dans chaque cas, les auteurs concluent qu'à partir d'un certain seuil de réactivité, le signal provenant de l'impacteur (ou de son équivalent dans les autres configurations) n'est plus suffisant pour être mesuré. L'hypothèse privilégiée est celle de l'apparition d'un plasma qui ne laisse plus passer le rayonnement incident. Ce phénomène constitue donc une limite aux cas d'étude possibles. En effet, un plasma possède un effet passe-haut pour les rayonnements. Cette fréquence peut être calculée par la formule (1.31).

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_0}} \tag{1.31}$$

où n est la densité d'électrons, e est la charge élémentaire, m est la masse d'un électron et ε_0 est la permittivité du vide. La connaissance de la densité d'électrons sur un front de détonation permettrait d'estimer la fréquence de fonctionnement nécessaire pour sonder les propriétés des produits de détonation. On peut noter que BELSKII *et al.* [81] proposent le phénomène d'absorption dans la zone réactive comme responsable de la perte de vision de l'impacteur. Dans la suite, les cas d'étude inertes sont favorisés.

1.6.7 Synthèse

Plusieurs auteurs ont proposé des approches pour étudier la double oscillation observée lors de l'interrogation hyperfréquence de la propagation d'un choc dans un milieu radio-transparent. Deux méthodes principales sont proposées : la corrélation entre un modèle et l'expérience, et la modélisation de l'évolution de la permittivité. Ces techniques sont limitées par le grand nombre de variables utilisées dans la corrélation, l'inapplicabilité des modèles existants pour la variation de permittivité relative au passage d'un choc et la restriction à des structures de type guide d'onde. L'ensemble des approches proposées dans la littérature est repris dans le tableau 1.2. Il apparaît alors nécessaire de proposer une nouvelle approche, qui dépasse les limitations énoncées. Il est par exemple impératif de pouvoir calculer la permittivité du milieu sous choc sans utiliser de modèle.

TABLEAU 1.2 – Synthèse des méthodes de mesure simultanée de la vitesse d'un choc et de la vitesse matérielle par interrogation hyperfréquence

Auteur	Approche	Point fort	Limites
LUTHER *et al.* [72] [73] [74]	Modélisation et Lissajous	Utilisation du déphasage	Modélisation de la permittivité sous choc
GLANCY *et al.* [76] [77] [78]	Modélisation et mesure des fréquences	Prise en compte de l'effet Doppler	Modélisation de la permittivité sous choc, restriction aux guides d'ondes
KANAKOV *et al.* [80]	Corrélation	Détermination expérimentale de la permittivité sous choc	Grand nombre de paramètres et complexité de corrélation
BELSKII *et al.* [81]	Corrélation	Multi-trajets pris en compte	Grand nombre de paramètres et complexité de corrélation

1.7 Permittivité relative sous choc

1.7.1 Mesure basse fréquence

L'étude de la permittivité sous choc commence en 1965 lorsque ALLISON [84] développe un modèle représentant la polarisation d'un milieu diélectrique au passage d'une onde de choc. Le diélectrique considéré est placé entre deux électrodes, dont l'une est sur un impacteur ou un générateur d'onde plane (GOP). Un courant passe dans les deux électrodes. Lorsque le choc passe dans le diélectrique, on observe une modification du courant dans les électrodes. Ce changement est associé à une polarisation induite par le choc. La géométrie du problème est présentée en figure 1.32, ses paramètres étant décrits par la figure 1.33. Pour des raisons de cohérence avec le corps de ce document, nous renotons la vitesse du choc U_S, la vitesse matérielle u_p et la permittivité relative ε_r.

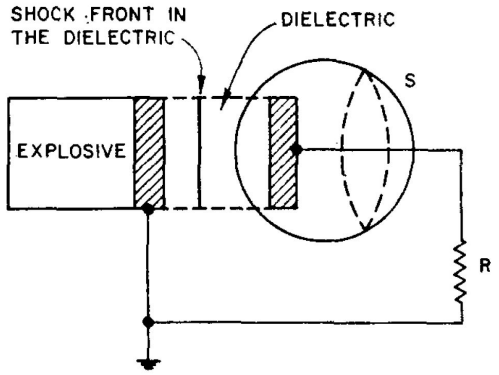


FIGURE 1.32 – Modélisation électrique du passage d'une onde de choc dans un matériau diélectrique [84]

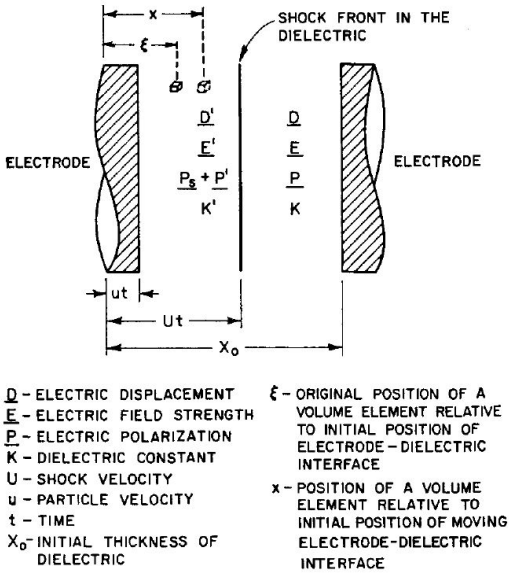


FIGURE 1.33 – Paramètres associés à la modélisation par ALLISON [84]

En travaillant avec une approximation circuit, on peut trouver un schéma équivalent électrique au problème considéré en remplaçant les électrodes par un condensateur. Les auteurs proposent alors un modèle permettant de remonter à la polarisation et à la permittivité sous choc en combinant les équations (1.32) à (1.34). P_S^0 est la polarisation du milieu juste après le choc, A est la surface des condensateurs équivalents au problème, τ est le temps caractéristique de décroissance de la polarisation après le passage de l'onde de choc, Q^* est la charge totale produite par le

passage de l'onde de choc et I_0 est la valeur initiale du courant.

$$I = \frac{P_S^0 \varepsilon_r A\left(U_S - u_p\right)\left\{\left[\varepsilon_r'(X_0 - U_S t) + \varepsilon_r(U_S - u_p)t\right] e^{-t/\tau} - \tau\left(1 - e^{-t/\tau}\right)\left[\varepsilon_r(U_S - u_p) - \varepsilon_r' U_S\right]\right\}}{\varepsilon_r'(X_0 - U_S t) + \varepsilon_r(U_S - u_p)t} \tag{1.32}$$

$$Q^* = \frac{{P_S}^0 A U_S \tau\left(1 - e^{-X_0/(U_S\tau)}\right)}{X_0} \tag{1.33}$$

$$I_0 = {P_S}^0 (U_S - u_p)\frac{\varepsilon_r A}{\varepsilon_r' X_0} \tag{1.34}$$

Dans ce jeu d'équations, les trois inconnues sont τ, K' et ${P_S}^0$. Q^* et I_0 sont mesurés expérimentalement. On reporte alors les expressions (1.33) et (1.34) dans (1.32) pour obtenir τ. L'équation (1.34) donne alors $\varepsilon_r^{'}$, la permittivité sous choc.

HAUVER [85] applique cette théorie pour déterminer l'indice de réfraction sous choc du polystyrène et du plexiglas. Par des considérations géométriques, la vitesse du choc peut être déterminée à l'aide du profil de polarisation, dont un exemple est donné en figure 1.34. À t_0, l'onde de choc arrive sur l'échantillon, le temps de montée de l'appareil de mesure est représenté par Δt et l'onde débouche en face arrière à t_2. La vitesse matérielle est obtenue à l'aide des polaires de choc. L'évolution de la permittivité avec la pression à l'impact est tracée en figure 1.35. On observe une linéarité des valeurs jusqu'à une brusque augmentation. Ce phénomène est lié à une transition des matériaux d'étude vers un état dans lequel la polarisation est favorisée. L'auteur ne précise pas la fréquence d'interrogation de l'échantillon.

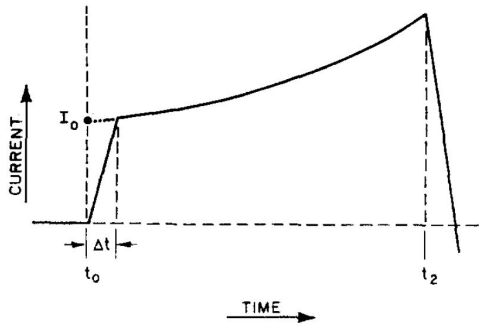


FIGURE 1.34 – Profil typique d'évolution du courant au passage d'une onde de choc [84]

Il est à noter que ce modèle n'est pas directement applicable car les vitesses sont ici des données d'entrée, mesurées par d'autres moyens. De plus, l'approximation par un circuit électrique suppose une fréquence de l'ordre du MHz au maximum.

Cette première approche a été complétée par de nombreux auteurs [86]- [98] pour les liquides, les cristaux et les polymères avec différentes représentations du problème et différentes hypothèses de travail. Les fréquences de travail doivent cependant rester suffisament faibles pour utiliser l'approximation du circuit électrique.

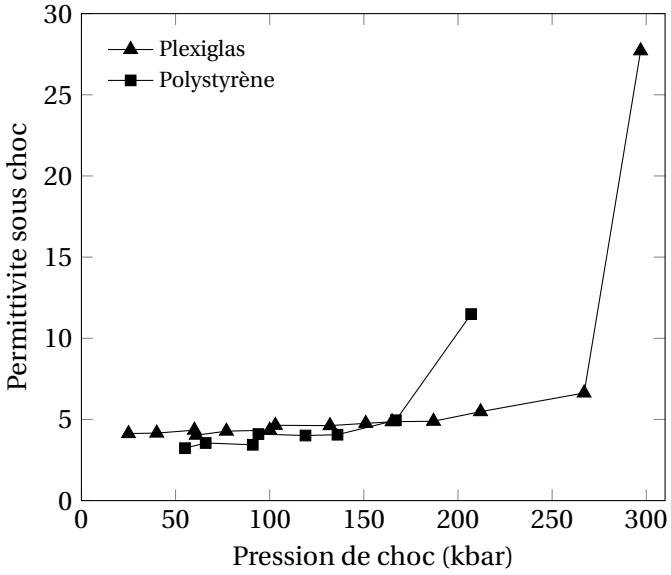


FIGURE 1.35 – Évolution de la permittivité relative sous choc du polystyrène et du plexiglas [85]

1.7.2 Mesure haute fréquence

HAWKE *et al.* [75] [99] utilisent une autre approche, fondée sur la mesure du coefficient de réflexion de l'échantillon étudié. L'avantage de cette méthode est sa prise en compte explicite de la fréquence d'interrogation. Le milieu sous choc est modélisé par un assemblage de deux couches en mouvement à des vitesses différentes, comme représenté en figure 1.36. Ce modèle prend en compte trois interfaces : la face arrière de l'échantillon (interface A), l'onde de choc supposée plane (interface B) et la surface métallisée du projectile. Les zones non choquée et choquée sont respectivement indicées 1 et 2. La longueur de chaque couche est notée l_i. La section du guide d'onde a pour côté a. On note σ la conductivité du matériau et γ la constante de propagation.

Le coefficient de réflexion complexe se définit par l'équation (1.35).

$$R = |R|e^{j\Phi} = \frac{E_R}{E_I} \tag{1.35}$$

L'impédance de l'interface A peut s'écrire par l'équation (1.36).

$$Z_A = Z_0 \frac{1+R}{1-R} \tag{1.36}$$

Z_0 est l'impédance du guide d'onde, considéré comme contenant du vide, donnée par l'équation (1.37).

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0/\varepsilon_0}{1-(\lambda_0/2a)^2}} \tag{1.37}$$

L'impédance de l'interface B peut s'écrire par l'équation (1.38).

$$Z_B = Z_1 \frac{Z_1 \mathrm{sh}(\gamma_1 l_1) - Z_a \mathrm{ch}(\gamma_1 l_1)}{Z_A \mathrm{sh}(\gamma_1 l_1) - Z_1 \mathrm{ch}(\gamma_1 l_1)} \tag{1.38}$$

Z_1 est l'impédance du guide dans la zone 1, donné par l'équation (1.39).

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_0/\varepsilon_0}{\left(1-(\lambda_0/2a)^2\right)}\left(1-j(\sigma_1/\omega\varepsilon_{r1}\varepsilon_0)\right)} \tag{1.39}$$

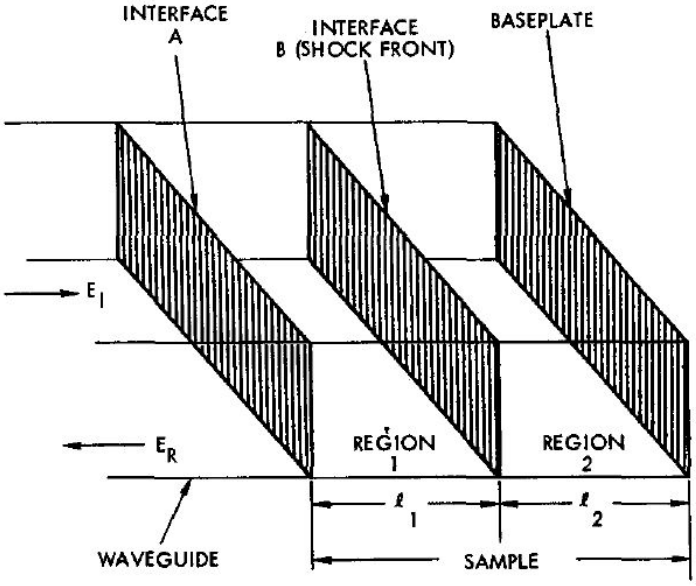


FIGURE 1.36 – Modélisation électromagnétique à deux couches lors du passage d'un choc par HAWKE *et al.* [75]

La constante de propagation se calcule par les équations (1.40) à (1.42).

$$\gamma_1 = \alpha_1 + j\beta_1 \tag{1.40}$$

$$\alpha_1 = \omega \sqrt{\frac{(\mu_0\varepsilon_{r1}\varepsilon_0/2)\left[(1+(\sigma_1/\omega\varepsilon_{r1}\varepsilon_0)^2)^{1/2}-1\right]}{1-\frac{\lambda_0^2}{4\varepsilon_{r1}a^2}}} \tag{1.41}$$

$$\beta_1 = \omega \sqrt{\frac{(\mu_0\varepsilon_{r1}\varepsilon_0/2)\left[(1+(\sigma_1/\omega\varepsilon_{r1}\varepsilon_0)^2)^{1/2}+1\right]}{1-\frac{\lambda_0^2}{4\varepsilon_{r1}a^2}}} \tag{1.42}$$

On peut également utiliser les équations (1.39) à (1.42) pour décrire le milieu 2 en changeant les indices. L'impédance en B peut également être décrite par l'équation (1.43).

$$Z_B = Z_2 \text{th}(\gamma_2 l_2) \tag{1.43}$$

En choisissant ε_r et σ complexes, on peut écrire deux équations aux termes réels en utilisant les expressions (1.38) à (1.43). Les auteurs les résolvent numériquement pour déterminer ε_{r2} et σ_2. Les résultats pour ε_{r2} sont présentés et commentés dans le tableau 1.3.

1.7.3 Modèles classiques d'évolution de la permittivité

La permittivité diélectrique d'un matériau dépend de nombreux paramètres. Elle est intrinsèquement liée à la polarisation des molécules étudiées. Dans un phénomène de choc, la grandeur retenue par de nombreux auteurs pour décrire la variation est la masse volumique, par exemple [80] [81] et [99]. Cette partie expose les modèles principaux, de CLAUSIUS MOSSOTTI, GLADSTONE DALE et LORENTZ avant de comparer leur adéquation à la prévision de la constante diélectrique sous choc.

1.7.3.1 Modèles en masse volumique

Trois modèles principaux sont couramment utilisés dans la littérature pour étudier la variation de la permittivité en fonction de la masse volumique.

TABLEAU 1.3 – Comparaison des permittivités relatives sous choc mesurées pour différents matériaux avec les modèles théoriques [75] [99] à 35 GHz

Matériau	Pression d'impact (kbar)	ρ/ρ_0	Permittivité relative ε_r			
			Mesure	Clausius Mossotti	Gladstone Dale	Lorentz
Al_2O_3	375	1,16	[13,1 ; 14,1]	16,7	10,1	10,8
CCl_4	130	1,80	[5,4 ; 6,0]	4,33	3,23	3,59
CCl_4	175	1,86	[6,0 ; 8,0]	5,58	3,31	3,70

De manière empirique, GLADSTONE DALE [100] et LORENTZ [101], respectivement équation (1.44) et (1.45), proposent des relations où la permittivité ou l'indice de réfraction sont des fonctions affines de la masse volumique.

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\rho} = \text{cste} \tag{1.44}$$

$$\frac{n - 1}{\rho} = \text{cste} \tag{1.45}$$

Ces équations ont été obtenues en étudiant la permittivité de différents liquides dont le volume augmente avec la température. Ces expressions ne sont pas générales et leur pertinence doit être vérifiée en fonction du matériau étudié [102] [103]. Ces équations peuvent également servir comme loi de mélange [104].

L'équation de CLAUSIUS MOSSOTTI [105] est basée sur la polarisation Ψ des molécules d'étude selon l'équation (1.46) pour des fluides non polaires.

$$\Psi = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \tag{1.46}$$

Pour les fluides non polaires, cette polarisation Ψ peut être développée en fonction de la masse volumique [106] comme le montre l'équation (1.47).

$$\frac{\Psi}{\rho} = A + B\rho + C\rho^2 + \ldots \tag{1.47}$$

En se restreignant à l'ordre 0, on obtient alors l'expression (1.48) de la permittivité en fonction de la masse volumique.

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \approx A\rho \tag{1.48}$$

On peut noter qu'il existe d'autres modèles, moins utilisés dans la littérature. Ces modèles peuvent être simples, comme celui de ANTIPENKO *et al.* [93] qui supposent une variation linéaire de la permittivité relative avec la masse volumique ou plus complexes comme SAXENA *et al.* [107] qui ajoutent un terme supplémentaire à l'équation de CLAUSIUS MOSSOTTI.

1.7.3.2 Application aux chocs

Différents auteurs ont étudié l'application des expressions (1.44), (1.45) et (1.48) pour des chocs. HAWKE *et al.* [75] [99] étudient l'alumine à une pression d'impact de 375 kbar et le tetrachlorure de carbone à des pressions entre 130 et 175 kbar. Les niveaux de pression atteints sont très élevés et les modèles décrits ne rendent pas compte des mesures effectuées. Le modèle de CLAUSIUS MOSSOTTI est le plus proche, mais l'erreur est conséquente, comprise entre 18 et 33 %. Les résultats expérimentaux sont détaillés dans le tableau 1.3.

D'autres auteurs [81] observent des comportements modélisables par la loi de CLAUSIUS MOSSOTTI pour le benzène, comme présenté en figure 1.37. Le modèle de GLADSTONE DALE est également utilisé, par HAUVER [108] pour l'évolution des propriétés du polyéthylène par la méthode de

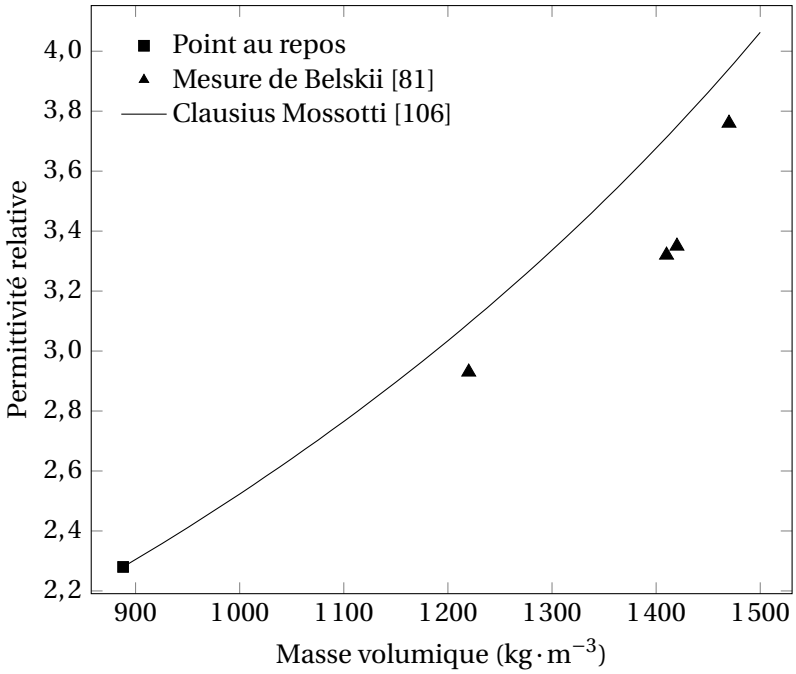


FIGURE 1.37 – Permittivité relative sous choc pour du benzène liquide [81] comparée avec le modèle de CLAUSIUS MOSSOTTI à 94 GHz

la polarisation sous choc [84], comme le présente la figure 1.38. Dans ces deux cas, on peut tout de même noter les écarts entre le modèle et la mesure, 6,5 % pour BELSKII *et al.*et 4,5 % pour HAUVER. La correction pour le polyéthylène pourrait être l'ajout d'une constante afin de représenter plus fidèlement son comportement.

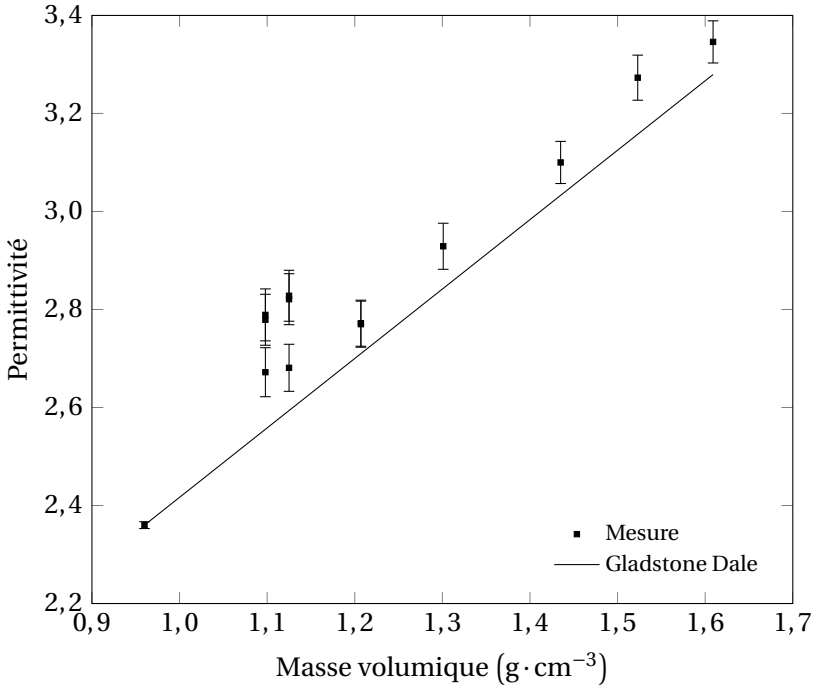


FIGURE 1.38 – Permittivité relative sous choc pour du polyéthylène [108] comparée avec le modèle de GLADSTONE DALE à 35 GHz

1.7.4 Indice de réfraction sous choc

Lors de l'utilisation de moyens optiques pour mesurer des vitesses matérielles, un matériau transparent est souvent ajouté en face-arrière de l'échantillon, appelé "matériau-fenêtre". Lorsque qu'un choc se propage dans ce matériau, il modifie l'indice de réfraction du milieu. La détermination de cette valeur est alors nécessaire pour exploiter les résultats de mesure par interférométrie laser. Cette problématique est similaire à celle de la permittivité sous choc.

Pour y répondre, les auteurs utilisent classiquement la loi de LORENTZ avec des corrections supplémentaires [109] sous la forme de l'équation (1.49).

$$\frac{n-1}{n_0-1} = \frac{\rho}{\rho_0}[1-\xi(\rho)] \tag{1.49}$$

où l'indice 0 représente l'état non choqué et ξ est la correction. Différentes formes sont utilisées :

- $\xi(\rho) = k_0 \frac{1-\rho_0/\rho}{n_0-1}$, modèle de SETCHELL [109]
- $\xi(\rho) = \gamma\left(1-\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\kappa}$ modèle de WISE et CHHABILDAS [110], γ et κ sont des coefficients expérimentaux à déterminer pour chaque matériau. À titre d'exemple, ces coefficients pour le LiF sont $\gamma = 0.763$ et $\kappa = 1.04$.

Un autre modèle classiquement utilisé, par exemple pour le fluorure de lithium (LiF) pour une pression inférieure à 100 Mbar [111], est le modèle de KORMER [112], donné par l'équation (1.50), qui est aussi une dérivation de l'équation de LORENTZ. Ce modèle est particulièrement adapté à longueur d'onde 532 nm, son utilisation à 1550 nm entraine une plus grande incertitude sur les résultats.

$$n(\sigma) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial \sigma}(\sigma - 1) \tag{1.50}$$

où $\sigma = \rho/\rho_0$ et $\partial n/\partial\sigma$ est un coefficient propre à chaque matériau.

On peut noter que des premiers pas ont été fait pour obtenir des valeurs d'indice de réfraction sous choc à partir de calculs *ab initio*, par exemple pour le LiF [111] et surtout pour le nitrométhane réagi [113].

1.7.5 Synthèse

L'étude des réflexions d'une onde électromagnétique lors de la propagation d'un choc permet donc d'obtenir deux informations en vitesse. Ce phénomène a été observé à différentes fréquences, entre 10 et 94 GHz. Les approches existantes sont limitées, notamment par la question de la permittivité sous choc. Cette technique de mesure permet d'obtenir des points sur la polaire de choc d'un matériau par une unique mesure. L'ensemble des méthodes est synthétisé dans le tableau 1.4.

L'évolution de la permittivité sous choc est un phénomène complexe, encore mal modélisé. Différents modèles empiriques et théoriques existent, mais ne sont pas généralisables à tous les matériaux. La permittivité sous choc est cependant une grandeur fondamentale à maîtriser pour la compréhension de la propagation d'ondes électromagnétiques à travers une onde de compression et à travers un choc.

TABLEAU 1.4 – Synthèse des modèles classiques d'évolution de la permittivité avec la masse volumique

Modèle	Formulation	Origine	Exemple d'application
GLADSTONE DALE [100]	$\frac{\varepsilon_r-1}{\rho} = \text{cste}$	Empirique	[108]
LORENTZ [101]	$\frac{\varepsilon_r^2-1}{\rho} = \text{cste}$	Empirique	[80]
CLAUSIUS MOSSOTTI [105]	$\frac{\varepsilon_r-1}{\varepsilon_r+2} = \text{cste} \times \rho$	Polarisation des molécules	[81]
SETCHELL [109]	$\frac{n-1}{n_0-1} = \frac{\rho}{\rho_0}[1-\xi(\rho)]$, avec $\xi(\rho) = k_0 \frac{1-\rho_0/\rho}{n_0-1}$	Optique	[114]
WISE et CHHABILDAS [110]	$\frac{n-1}{n_0-1} = \frac{\rho}{\rho_0}[1-\xi(\rho)]$, avec $\xi(\rho) = \gamma\left(1-\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\kappa}$	Optique	[114]
KORMER [112]	$n(\sigma) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial \sigma}(\sigma - 1)$	Optique	[114]

1.8 Onde électromagnétique et interfaces en mouvement

La propagation d'un choc dans un matériau implique l'apparition de différentes vitesses et de variations de la masse volumique et donc de la permittivité. Pour comprendre la propagation des ondes électromagnétique dans un tel milieu, on se place dans le cadre d'une onde incidente normale sur un système à plusieurs couches. Cette section a pour objet de présenter les méthodes existantes pour traiter ces configurations.

1.8.1 Approches multicouches pour des problèmes statiques

Avant de chercher à modéliser un système à plusieurs couches en mouvement avec des vitesses différentes, il est utile de comprendre la modélisation classique pour la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu stratifié statique. Ce problème a largement été étudié dans différents cas : avec des couches périodiques [115]-[118], des milieux anisotropes [119], etc. Pour un problème unidimensionnel, une approche simple consiste à étudier le problème de manière matricielle [120]. On considère un milieu avec n couches, chacune ayant une longueur l_i, un indice de réfraction n_i et un nombre d'onde k_i, i étant l'indice de la couche considérée. Pour résoudre le problème, on recherche la matrice de passage entre deux couches. Pour cela, on étudie les champs incident et réfléchi sur une interface, selon le schéma de la figure 1.39. On note $\vec{\mathrm{E}}_{i,+}$ le champ incident, $\vec{\mathrm{E}}_{i,-}$ le champ réfléchi, $\vec{\mathrm{E}}_{i+1,+}$ le champ transmis et $\vec{\mathrm{E}}_{i+1,-}$ le champ incident depuis la droite. Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude pour $\vec{\mathrm{E}}_{i,+}$ s'écrivent :

$$r_{i,i+1} = \frac{n_i - n_{i+1}}{n_i + n_{i+1}} \tag{1.51}$$

$$t_{i,i+1} = \frac{2n_i}{n_i + n_{i+1}} \tag{1.52}$$

Il est à noter que $r_{i+1,i} = -r_{i,i+1}$ et $t_{i,i+1} = 1 + r_{i,i+1}$. On peut alors exprimer les champs réfléchi et transmis par l'interface comme :

$$\vec{\mathrm{E}}_{i+1,+} = t_{i,i+1}\vec{\mathrm{E}}_{i,+} + r_{i+1,i}\vec{\mathrm{E}}_{i+1,-} \tag{1.53}$$

$$\vec{\mathrm{E}}_{i,-} = r_{i,i+1}\vec{\mathrm{E}}_{i,+} + t_{i+1,i}\vec{\mathrm{E}}_{i+1,-} \tag{1.54}$$

On peut alors écrire les champs à gauche de l'interface par rapport à ceux à droite sous la forme d'une matrice :

$$\begin{pmatrix} \vec{\mathrm{E}}_{i,+} \\ \vec{\mathrm{E}}_{i,-} \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{i,i+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{i,i+1} \\ r_{i,i+1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\mathrm{E}}_{i+1,+} \\ \vec{\mathrm{E}}_{i+1,-} \end{pmatrix}. \tag{1.55}$$

En ajoutant un déphasage associé à la propagation des ondes à droite jusqu'à l'interface suivante, on peut écrire un système matriciel donnant les champs incident et réfléchi en fonction des champs dans la couche précédente. En ajoutant une condition de fermeture au problème, on peut alors écrire $\vec{\mathrm{E}}_{0,-}$ en fonction de $\vec{\mathrm{E}}_{0,+}$.

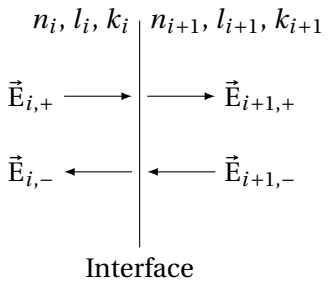


FIGURE 1.39 – Champs incidents et réfléchi par une interface

1.8.2 Étude d'interfaces en mouvement

La question de l'effet d'une interface mobile sur les propriétés du champ électrique n'est pas nouvelle, elle fait appel à la théorie de l'effet Doppler. La résolution classique d'un tel problème passe par l'application de la transformée de Lorentz [120]. Cette transformation permet de décrire le passage d'un référentiel à un autre pour les champs électromagnétiques (entre autres). En notant respectivement sans et avec un ' les champs dans le référentiel du laboratoire et dans un référentiel en mouvement rectiligne uniforme selon l'axe $\vec{z}$ à la vitesse v, on peut montrer que les relations (1.56)-(1.61) sont vérifiées, avec ω la pulsation, k le nombre d'onde dans la direction z et les indices i, r, t correspondant respectivement à incident, réfléchi, transmis. On note n_1 et n_2 les indices de réfraction du milieu immobile et mobile dans le référentiel du laboratoire respectivement.

$$\omega_i = \gamma\left(\omega_i' + \beta c k_i'\right) \tag{1.56}$$

$$k_i = \gamma\left(k_i' + \frac{\beta\omega_i'}{c}\right) \tag{1.57}$$

$$\omega_r = \gamma\left(\omega_i' + \beta c(-k_r')\right) \tag{1.58}$$

$$-k_r = \gamma\left(-k_r' + \frac{\beta\omega_i'}{c}\right) \tag{1.59}$$

$$\omega_t = \gamma\left(\omega_i' + \beta c k_t'\right) \tag{1.60}$$

$$k_t = \gamma\left(k_t' + \frac{\beta\omega_i'}{c}\right) \tag{1.61}$$

avec $\beta = v/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. En se plaçant dans le référentiel du milieu en mouvement, les nombres d'onde peuvent s'écrire :

$$k_i' = \frac{n_1\omega_i'}{c} \tag{1.62}$$

$$k_r' = \frac{n_1\omega_i'}{c} \tag{1.63}$$

$$k_t' = \frac{n_2\omega_i'}{c} \tag{1.64}$$

On peut alors obtenir les pulsations des ondes réfléchies et transmises par :

$$\omega_r = \omega_i \frac{1-n_1\beta}{1+n_1\beta} \tag{1.65}$$

$$\omega_t = \omega_i \frac{1+n_2\beta}{1+n_1\beta} \tag{1.66}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission sont également modifiés par l'ajout de la prise en compte de la vitesse. La procédure est similaire à celle décrite ci-dessus : on exprime les champs dans le référentiel en mouvement de chaque côté de l'interface. Par analogie avec le cas statique, on peut déterminer les amplitudes de chacune des composantes du champ. On obtient alors :

$$\frac{E_r}{E_i} = r\frac{1-n_1\beta}{1+n_1\beta} \tag{1.67}$$

$$\frac{E_t}{E_i} = t\frac{1+n_2\beta}{1+n_1\beta} \tag{1.68}$$

La réflexion d'une onde électromagnétique par une surface en mouvement est un problème largement étudié [121]-[133]. Plusieurs cas différents ont été envisagés dans la littérature : surface parfaitement réfléchissante ou non, déplacement dans l'espace ou selon l'axe de propagation du

champ incident, différentes polarisations du champ électrique, surface considérée semi-infinie ou ayant une épaisseur fixée, mouvement à vitesse constante, accélérée ou périodique *etc.* Le traitement de plusieurs interfaces se déplaçant à des vitesses différentes est cependant rare dans la littérature.

On peut noter particulièrement les travaux de TSAI et AULD [134] qui ont considéré les effets sur le champ réfléchi du déplacement d'une lame diélectrique à vitesse constante. Leur approche permet d'obtenir les amplitudes et les fréquences du signal réfléchi. Leur travaux comportent également le calcul de la fréquence d'un champ réfléchi par une succession de lames diélectriques en multipliant simplement les décalages calculés dans les expressions (1.65) et (1.66). En ajoutant par la même méthode le calcul des amplitudes par la multiplication des termes adéquats des équations (1.67) et (1.68), on peut obtenir les amplitudes et fréquences du champ réfléchi. Cette approche ne donne cependant pas la phase des signaux réfléchis et ne permet donc pas de trouver le signal temporel réfléchi.

La simulation FDTD (Finite Difference Time Domain) est une autre approche possible. Elle est fondée sur la différenciation des équations de Maxwell et leur résolution numérique dans le temps et est appliquée à de nombreuses problématiques [135]-[138]. Cette méthode date des années 1960 et 1970 avec les travaux de YEE [139] et TAFLOVE et BRODWIN [140]. Les travaux de HARFOUSH *et al.* [141] apportent la théorie nécessaire au traitement des surfaces en mouvement. Trois modèles sont proposés, avec des niveaux de complexité croissants avec la précision attendue du résultat. Un cas d'application sur un miroir complètement réfléchissant montre que le calcul numérique et la théorie sont en très bon accord sur le décalage en fréquence et son amplitude, avec 0,3 % d'écart sur l'amplitude. Les auteurs observent également l'apparition de fréquences parasites de très faible amplitude, liées à des problèmes de maillage. Cette approche a par la suite été très employée pour de nombreuses applications [142]-[152] pour l'étude de véhicules en mouvement par exemple. Un inconvénient majeur de cette technique repose dans l'utilisation d'un code de calcul permettant d'obtenir le champ réfléchi mais nécessitant des temps de calcul longs. Cette approche est de plus numérique et ne permet pas *a priori* de remonter au profil de vitesse ou d'indice de réfraction.

1.9 Conclusion du chapitre

Au vu de l'état de l'art, il est possible de repositionner les différentes problématiques de la thèse. Tout d'abord, il apparaît que l'interrogation par ondes millimétriques est une technique particulièrement adaptée pour le monitoring simultané de la vitesse d'un choc et de la vitesse matérielle. Comparée à d'autres techniques classiques, l'avantage de cette méthode repose dans sa non intrusivité et dans la continuité de la mesure. Des premiers travaux ont d'ailleurs été réalisés, notamment en utilisant des modèles d'évolution de la permittivité sous choc, grandeur clé du problème considéré. Cependant, ces modèles sont limités dans leur utilisation. Des auteurs ont alors proposé des modèles dont les paramètres doivent être modélisés par rapport aux résultats d'expériences. Ces approches sont lourdes à mettre en place et coûteuses en temps de calcul. La permittivité sous choc a été étudiée notamment pour des fréquences de l'ordre de quelques MHz, ce qui ne correspond pas à notre cas d'étude. Les appareils actuels fonctionnent à des fréquences plus hautes qui permettent de diminuer la longueur d'onde et donc d'améliorer la résolution spatiale des résultats. Les approches basse fréquence ne sont donc pas appropriées ici. Enfin, il apparaît que la littérature ne propose pas de modèle adapté pour les interactions entre ondes de choc et ondes électromagnétiques. Cette thèse a donc pour enjeu de proposer de nouveaux modèles pour traiter différents phénomènes de choc, soutenu ou non, avec l'influence des détentes. L'un des objectifs est la détermination de la permittivité du milieu sous choc par le calcul.

Chapitre 2

Modélisation

2.1 Introduction

La détermination des paramètres descriptifs de la propagation du choc est possible par interrogation millimétrique comme l'étude bibliographique le démontre. Cependant, les approches développées jusqu'ici possèdent des lacunes qui permettent d'envisager des méthodes plus performantes. L'objectif de ce chapitre est de proposer un nouveau modèle de propagation dans le milieu sous choc pour obtenir les paramètres d'intérêt. Ce modèle s'appuie sur un cas d'étude à deux couches en mouvement. Dans la continuité de ce modèle, son extension à plusieurs couches est étudiée.

2.2 Modèle à deux couches

2.2.1 Position du problème

La propagation d'un choc dans un milieu peut être vue comme une surface de séparation entre le milieu non choqué et le milieu choqué. Dans le cas d'un choc soutenu unidimensionnel, les propriétés du milieu choqué sont constantes dans le temps pour quelques µs. On peut alors représenter ce système par un milieu à deux couches séparées par une interface mobile. Pour prendre en compte la vitesse matérielle, il faut ajouter une interface à l'arrière du matériau considéré. Chaque couche possède une permittivité relative ε_r et une vitesse constante. On utilise également l'indice de réfraction n du matériau. On se place dans le cas où le choc est généré par l'impact d'un projectile métallique. La figure 2.1 représente cette expérience. Cette figure ne représente pas le générateur du choc (la plaque de transfert ou l'impacteur). À $t = 0$, l'impact a lieu, et à $t = \mathrm{L_{cible}}/\mathrm{D}$, l'onde de choc a parcouru toute la longueur du matériau. On se restreint ici aux cas 1D, sans effets latéraux.

On transmet dans ce système une onde plane progressive harmonique, transverse électrique. On mesure le champ électrique sur le bord du matériau non choqué. À l'interface entre les deux milieux, c'est-à-dire au niveau de l'onde de choc, une partie du champ électrique est réfléchie et l'autre est transmise. La partie réfléchie est directement mesurée. La partie transmise se propage alors dans le milieu choqué. Elle est ensuite réfléchie par le projectile. Le projectile est considéré comme totalement réfléchissant. L'onde réfléchie se propage alors dans l'autre sens et est incidente sur l'onde de choc. Encore une fois, l'onde électromagnétique est partiellement transmise et partiellement réfléchie. La partie transmise est mesurée. La partie réfléchie se propage une nouvelle fois dans le milieu choqué, est réfléchie par la surface du projectile, puis est incidente à nouveau sur l'onde de choc, etc. Le champ mesuré à l'extrémité du matériau est donc la somme du champ réfléchi par l'interface et du champ transmis à travers l'onde de choc, ce dernier comprenant plusieurs contributions. Comme les interfaces sont en mouvement, à chaque transmission ou réflexion, un décalage en fréquence s'opère. Le champ résultant est donc la somme de plusieurs contributions d'amplitude et de fréquences différentes. La figure 2.2 décrit les réflexions et

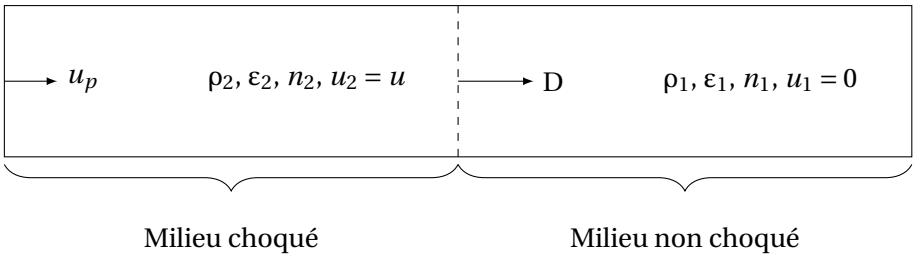


FIGURE 2.1 – Modélisation d'une onde de choc soutenue pour le calcul électromagnétique

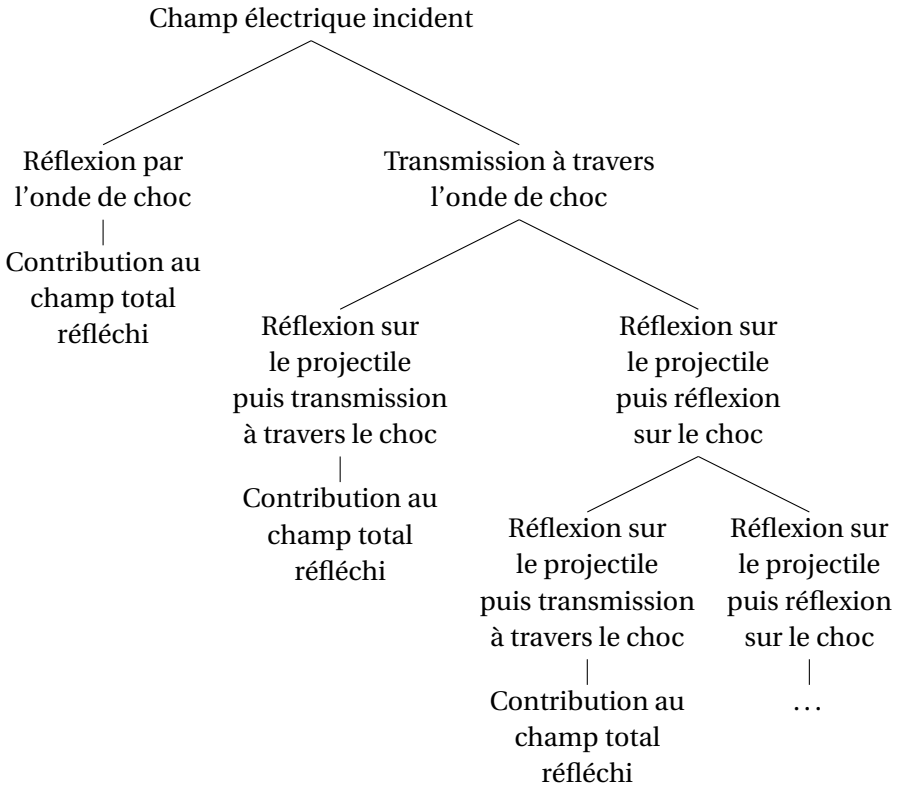


FIGURE 2.2 – Trajet des différentes contributions au champ total réfléchi

transmissions successives considérées.

On indice 1 et 2 les milieux non choqué et choqué respectivement. Le champ incident $\vec{\mathscr{E}}(z,t)$ est noté $\vec{\mathrm{E}}e^{j\omega t - jk_0 z}$, $|\vec{\mathrm{E}}|$ est l'amplitude du champ incident dans les trois directions de l'espace, $\vec{z}$ est l'axe de propagation, ω et k_0 sont la pulsation et le nombre d'onde de l'onde incidente. À chaque interface, on note respectivement R et T les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude. Les décalages en fréquence liés à une réflexion ou une transmission sont respectivement notés $\mathrm{D_R}$ et $\mathrm{D_T}$. On note c la célérité de la lumière, $\mathrm{V_1}$ la vitesse de la première interface, c'est-à-dire le choc, *i.e.* $\mathrm{D} = \mathrm{V_1}$ et $\mathrm{V_2}$ la vitesse de la seconde interface, c'est-à-dire l'impacteur après l'impact, *i.e.* $u = \mathrm{V_2}$. Il est important de noter que la vitesse d'impact et la vitesse matérielle sont différentes. La première est la vitesse de l'impacteur avant l'impact, et la seconde est celle de l'impacteur après l'impact. L'onde de choc se déplace donc avec un vecteur vitesse $\vec{\mathrm{V}}_1 = -\mathrm{V_1}\vec{z}$, avec $\mathrm{V_1} > 0$. Il en va de même pour l'interface milieu sous choc/projectile. Pour représenter la physique des ondes de choc, on impose $\mathrm{V_1} > \mathrm{V_2}$, les épaisseurs $d_1(t)$ et $d_2(t)$ sont donc strictement positives. La figure 2.3 représente le problème d'un point de vue électromagnétique avec les notations utilisées.

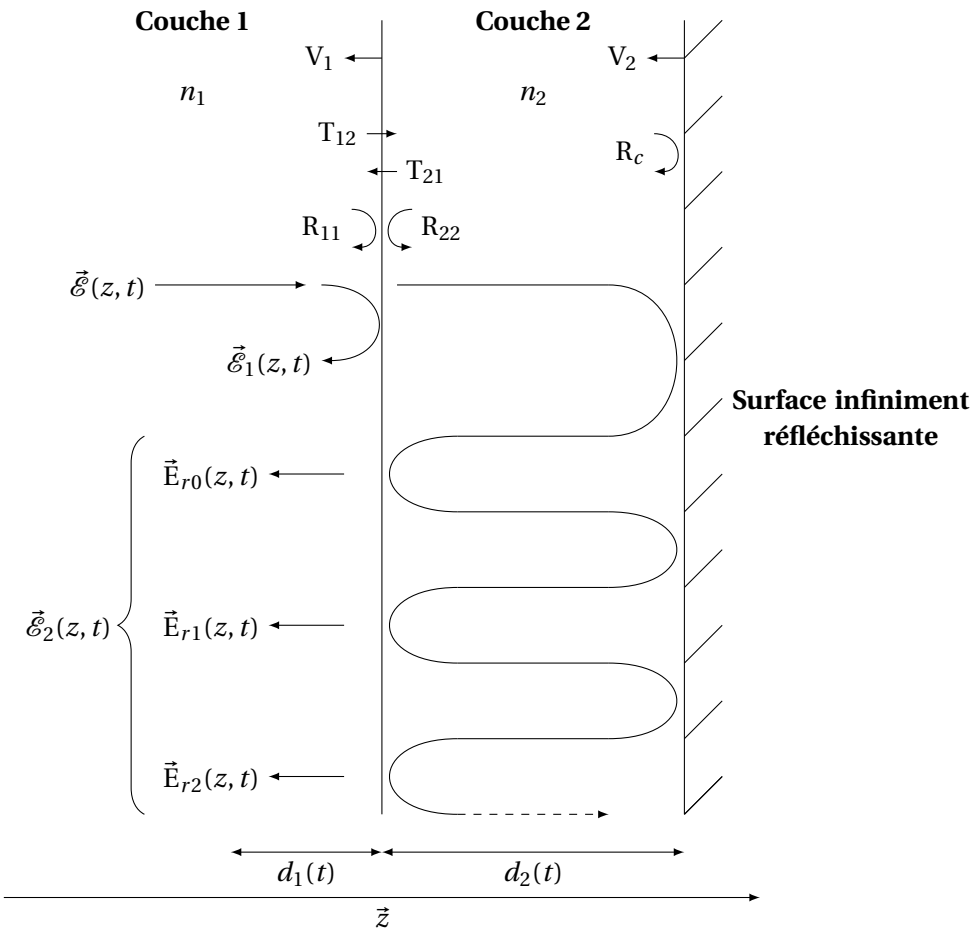


FIGURE 2.3 – Représentation et notations pour le calcul électromagnétique

2.2.2 Expression des champs

Le champ total réfléchi $\vec{\mathscr{E}}_r(z,t)$ peut être vu comme la somme de deux champs $\vec{\mathscr{E}}_1(z,t)$ et $\vec{\mathscr{E}}_2(z,t)$. Le premier représente la réflexion sur l'onde de choc, le deuxième représente la somme de toutes les contributions associées à au moins une réflexion sur le projectile. Ils peuvent être décrits par les équations (2.1) et (2.2) dans laquelle ω_r est la pulsation du champ réfléchi par l'onde de choc et k_{r+} et k_{r-} sont respectivement les nombres d'onde du champ avant et après réflexion. Chaque composante $\vec{\mathrm{E}}_{ri}(z,t)$ du champ $\vec{\mathscr{E}}_2(z,t)$ correspond à l'onde réfléchie $i+1$ fois par le projectile. Cette quantité est donnée par l'équation (2.3) dans laquelle $\omega_r^{(i)}$ est la pulsation du champ réfléchi $i+1$ fois par le projectile, $k_r^{(i)}$ est le nombre d'onde du champ transmis dans la couche 1 et $k_+^{(i)}$ et $k_-^{(i)}$ sont les nombres d'onde du champ se propageant dans la couche 2, respectivement selon $\vec{z}$ et $-\vec{z}$.

$$\vec{\mathscr{E}}_1(z,t) = \mathrm{R}_{11}\vec{\mathrm{E}} \times e^{j\omega_r t - j(k_{r+}-k_{r-})d_1(t)} \tag{2.1}$$

$$\vec{\mathscr{E}}_2(z,t) = \sum_{i=0}^{\infty} \vec{\mathrm{E}}_{ri}(z,t) \tag{2.2}$$

$$\vec{\mathrm{E}}_{ri}(z,t) = \mathrm{R}_c\mathrm{T}_{12}\mathrm{T}_{21}\,(\mathrm{R}_{22}\mathrm{R}_c)^i\,\vec{\mathrm{E}} \times e^{j\omega_r^{(i)} t - j\mathrm{K}} \tag{2.3}$$

$$\mathrm{K} = (k_{r+} - k_r^{(i)})d_1(t) + d_2(t)\sum_{p=0}^{i}(k_+^{(i)} - k_-^{(i)}) \tag{2.4}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude se calculent par les formules classiques auxquelles on ajoute un terme pour prendre en compte le mouvement des interfaces [120]. Les équations (2.5) à (2.7) décrivent les coefficients de réflexion et les expressions (2.8) et (2.9) représentent les coefficients de transmission. On note que le coefficient R_c vaut -1 pour $\mathrm{V}_2 = 0$, ce qui correspond à une réflexion totale avec changement de phase.

$$\mathrm{R}_{11} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\frac{1 - n_1\mathrm{V}_1/c}{1 + n_1\mathrm{V}_1/c} \tag{2.5}$$

$$\mathrm{R}_{22} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\frac{1 + n_2\mathrm{V}_1/c}{1 - n_2\mathrm{V}_1/c} \tag{2.6}$$

$$\mathrm{R}_c = -\frac{1 - n_2\mathrm{V}_2/c}{1 + n_2\mathrm{V}_2/c} \tag{2.7}$$

$$\mathrm{T}_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}\frac{1 - n_1\mathrm{V}_1/c}{1 - n_2\mathrm{V}_1/c} \tag{2.8}$$

$$\mathrm{T}_{21} = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}\frac{1 + n_2\mathrm{V}_1/c}{1 + n_1\mathrm{V}_1/c} \tag{2.9}$$

Pour calculer les pulsations des champs réfléchis et transmis, les décalages fréquentiels [120] en réflexion et en transmission sont nécessaires et sont décrits par les équations (2.10) à (2.14).

$$\mathrm{D}_{\mathrm{R}_{11}} = \frac{1 - n_1\mathrm{V}_1/c}{1 + n_1\mathrm{V}_1/c} \tag{2.10}$$

$$\mathrm{D}_{\mathrm{R}_{22}} = \frac{1 + n_2\mathrm{V}_1/c}{1 - n_2\mathrm{V}_1/c} \tag{2.11}$$

$$\mathrm{D}_{\mathrm{R}_c} = \frac{1 - n_2\mathrm{V}_2/c}{1 + n_2\mathrm{V}_2/c} \tag{2.12}$$

$$\mathrm{D}_{\mathrm{T}_{12}} = \frac{1 - n_1\mathrm{V}_1/c}{1 - n_2\mathrm{V}_1/c} \tag{2.13}$$

$$\mathrm{D}_{\mathrm{T}_{21}} = \frac{1 + n_2\mathrm{V}_1/c}{1 + n_1\mathrm{V}_1/c} \tag{2.14}$$

La pulsation du champ réfléchi par l'onde de choc est alors donnée par l'équation (2.15). Elle est calculée en prenant en compte cette seule réflexion.

$$\omega_r = \mathrm{D}_{\mathrm{R}_{11}}\omega \tag{2.15}$$

Le champ réfléchi $i+1$ fois par le projectile a d'abord été transmis dans la couche 2, réfléchi une première fois par le projectile, puis i fois par l'onde de choc et le projectile, avant d'être à nouveau transmis à travers l'onde de choc. La pulsation associée est donnée par l'équation (2.16).

$$\omega_r^{(i)} = \mathrm{D}_{\mathrm{T}_{12}} \mathrm{D}_{\mathrm{T}_{21}} \mathrm{D}_{\mathrm{R}_c} \left(\mathrm{D}_{\mathrm{R}_{22}} \mathrm{D}_{\mathrm{R}_c}\right)^i \omega \tag{2.16}$$

Le calcul des nombres d'onde est fait selon la formule de base pour une onde plane progressive harmonique $k = n\omega/c$. On obtient alors les équations (2.17) à (2.21).

$$k_{r+} = n_1 \frac{\omega}{c} \tag{2.17}$$

$$k_{r-} = \frac{n_1 \omega}{c} \mathrm{D}_{\mathrm{R}_{11}} \tag{2.18}$$

$$k_r^{(i)} = \frac{n_1 \omega_r^{(i)}}{c} \tag{2.19}$$

$$k_+^{(i)} = \frac{n_2 \omega}{c} \mathrm{D}_{\mathrm{T}_{12}} \left(\mathrm{D}_{\mathrm{R}_c} \mathrm{D}_{\mathrm{R}_{22}}\right)^i \tag{2.20}$$

$$k_-^{(i)} = \frac{n_2 \omega}{c} \mathrm{D}_{\mathrm{T}_{12}} \mathrm{D}_{\mathrm{R}_c} \left(\mathrm{D}_{\mathrm{R}_c} \mathrm{D}_{\mathrm{R}_{22}}\right)^i \tag{2.21}$$

Enfin, l'épaisseur de chaque couche est simplement donnée par les équations (2.22) et (2.23).

$$d_1(t) = d_0 - \mathrm{V}_1 t \tag{2.22}$$

$$d_2(t) = |\mathrm{V}_1 - \mathrm{V}_2| t \tag{2.23}$$

On peut valider dans des cas limites les expressions développées.

Si on impose $n_1 = n_2$ (pas d'influence du choc sur la permittivité), alors :

$\mathbf{R_{11}} = \mathbf{R_{22}} = \mathbf{0}$ **:** il n'y a pas de champ réfléchi par l'onde de choc,

$\mathbf{T_{12}} = \mathbf{T_{21}} = \mathbf{0}$ **:** le champ transmis a la même amplitude que le champ incident,

$\mathbf{D_{T_{12}}} = \mathbf{D_{T_{12}}} = \mathbf{1}$ **:** il n'y a pas de décalage en fréquence au passage de la couche 1 à la couche 2.

Si on impose $\mathrm{V}_1 = \mathrm{V}_2 = 0$ (interfaces immobiles), alors les expressions des coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sont ceux obtenus en statique :

$\mathbf{D_{R_{11}}} = \mathbf{D_{R_{22}}} = \mathbf{D_{R_c}} = \mathbf{D_{T_{12}}} = \mathbf{D_{T_{21}}} = \mathbf{1}$ **:** il n'y a pas de décalage en fréquence.

2.2.3 Reconstruction du signal temporel

Les signaux expérimentaux observés avec le radio-interféromètre du CEA Gramat sont majoritairement composés de deux fréquences. Avec les équations développées précédemment, il est possible de reconstruire un signal temporel en donnant deux indices de réfraction et deux vitesses. Avec $\mathrm{D} = 4000\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$, $u_p = 350\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$, $\varepsilon_1 = 2{,}7$ et $\varepsilon_2 = 3{,}0$; soit $n_1 = 1{,}64$ et $n_2 = 1{,}73$, les différentes contributions du signal retour peuvent être calculées. Les résultats numériques sont donnés dans le tableau 2.1. On note que la fréquence et l'amplitude du retour ayant été réfléchi deux fois par l'impacteur sont proches de celles du signal réfléchi par l'onde de choc. Ce retour n'est cependant pas observé dans les signaux expérimentaux. Son influence est toutefois limitée. Pour le confirmer, il est possible de calculer le signal retour avec plusieurs composantes et de calculer l'écart moyen entre chaque signal. Cette évolution est tracée en figure 2.4. Cette figure montre que l'on peut raisonnablement considérer le retour associé au choc et le premier aller-retour dans la seconde couche comme étant les signaux prépondérants. Un exemple de signal temporel réfléchi est tracé en figure 2.5, avec un aller-retour dans la seconde couche, et différents nombres d'aller-retours dans la seconde couche. Cette figure confirme l'hypothèse de ne considérer qu'un seul aller-retour dans la seconde couche.

TABLEAU 2.1 – Exemple d'amplitude et de fréquence des composantes du signal réfléchi

Retour	Fréquence (kHz)	Amplitude ($V \cdot m^{-1}$)
Choc	4118	0,026
1 AR[1]	157	0,999
2 AR[1]	3805	0,026
3 AR[1]	7767	0,001
4 AR[1]	11729	0,000

[1] AR : aller-retour dans la seconde couche

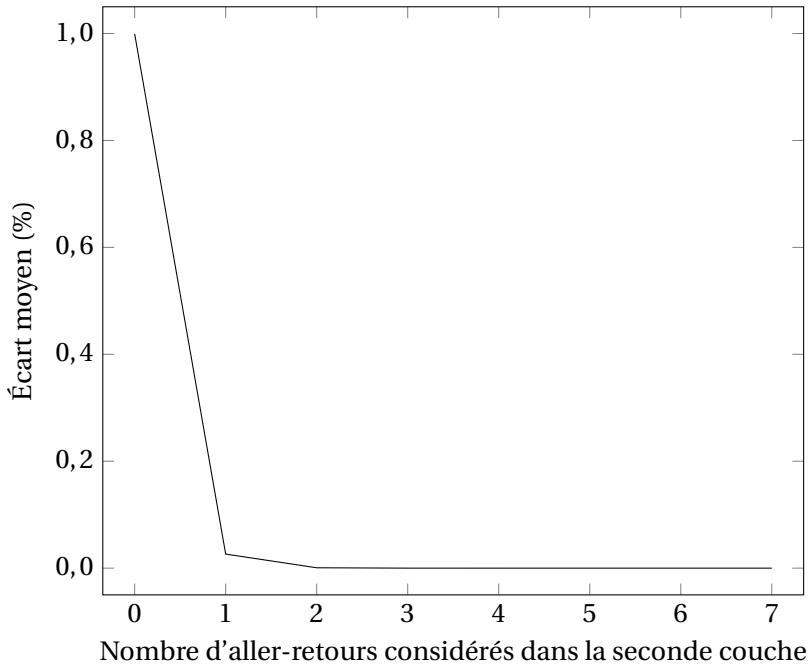


FIGURE 2.4 – Évolution de l'écart moyen entre deux signaux

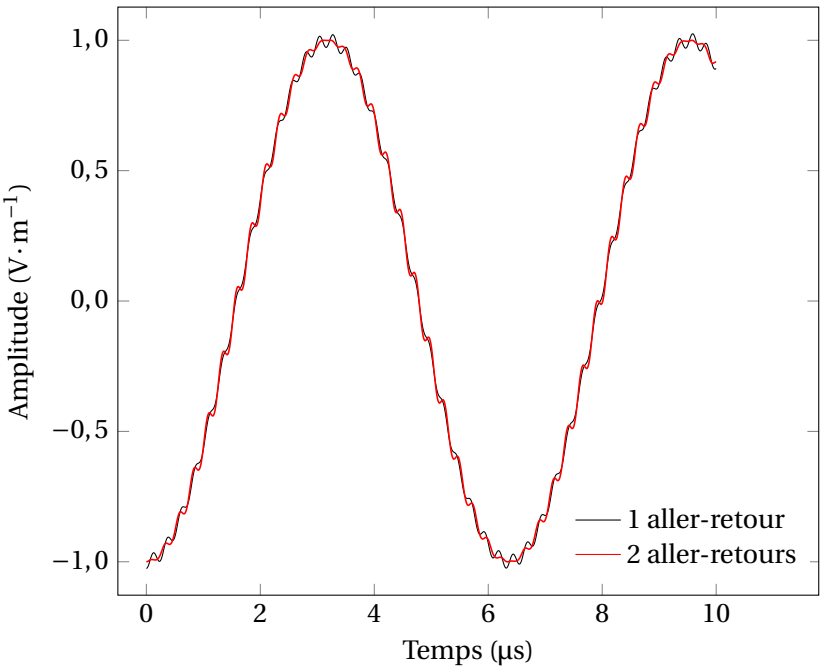


FIGURE 2.5 – Signal temporel réfléchi avec plusieurs aller-retours considérés dans la seconde couche

2.2.4 Résolution du problème inverse

Pour obtenir les vitesses et l'indice de réfraction, on considère le signal réfléchi comme étant la somme du signal réfléchi par le choc et du signal ayant parcouru un aller-retour dans la seconde couche. L'amplitude de chacun de ces signaux est donnée par :

$$\mathrm{A}_1 = \mathrm{R}_{11}\mathrm{E}_0 \tag{2.24}$$

$$\mathrm{A}_2 = \mathrm{T}_{21}\mathrm{T}_{12}\mathrm{R}_c\mathrm{E}_0 \tag{2.25}$$

où les indices 0 et 1 désignent respectivement le choc et le retour associé à l'impacteur, et E_0 est l'amplitude du champ électrique transmis initialement. En remarquant que les vitesses considérées sont très petites devant la vitesse de la lumière, les coefficients de réflexion et de transmission peuvent être développés au premier ordre sous la forme :

$$\mathrm{R}_{11} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\left(1 - 2n_1\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right) + o\left(\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right) \tag{2.26}$$

$$\mathrm{R}_{22} = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2}\left(1 + 2n_2\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right) + o\left(\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right) \tag{2.27}$$

$$\mathrm{R}_c = -\left(1 - 2n_2\frac{\mathrm{V}_2}{c}\right) + o\left(\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right) \tag{2.28}$$

$$\mathrm{T}_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}\left(1 + \frac{\mathrm{V}_1}{c}(n_2 - n_1)\right) + o\left(\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right) \tag{2.29}$$

$$\mathrm{T}_{21} = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}\left(1 + \frac{\mathrm{V}_1}{c}(n_2 - n_1)\right) + o\left(\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right). \tag{2.30}$$

On peut alors approcher l'amplitude de chacun des signaux par :

$$\mathrm{A}_1 \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\left(1 - 2n_1\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right)\mathrm{E}_0 \tag{2.31}$$

$$\mathrm{A}_2 \approx -\frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}\left(1 + 2\frac{\mathrm{V}_1}{c}(n_2 - n_1) - 2n_2\frac{\mathrm{V}_2}{c}\right)\mathrm{E}_0. \tag{2.32}$$

De manière similaire, les coefficients de décalage Doppler pour le calcul des fréquences de ces signaux peuvent être approchés par un développement limité au premier ordre. Ainsi, on obtient les fréquences des signaux réfléchis par les équations (2.33) et (2.34). Ces fréquences sont données en bande de base, c'est-à-dire avec la fréquence d'interrogation soustraite.

$$f_1 = \left(-2n_1\frac{\mathrm{V}_1}{c}\right)f_c \tag{2.33}$$

$$f_2 = \left(-2n_1\frac{\mathrm{V}_1}{c} - 2n_2\frac{\mathrm{V}_2 - \mathrm{V}_1}{c}\right)f_c \tag{2.34}$$

où f_c est la fréquence de l'onde incidente transmise dans le matériau. En combinant les équations (2.31)-(2.34), on peut alors obtenir un système de trois équations permettant de déterminer la vitesse du choc, la vitesse de l'impacteur et l'indice de réfraction sous choc en introduisant le rapport des amplitudes de chaque signal. Cette grandeur est notée $\mathrm{R}_a = \mathrm{A}_1/\mathrm{A}_0$.

$$\mathrm{V}_1 = \frac{c}{2n_1}\frac{f_1}{f_c} \tag{2.35}$$

$$\mathrm{V}_2 = \mathrm{V}_1 + \frac{c}{2n_2}\frac{f_1 - f_2}{f_c} \tag{2.36}$$

$$\mathrm{R}_a n_2^2 - 4n_1 n_2\left(1 + \frac{f_2 - f_1}{f_c}\right) - \mathrm{R}_a n_1^2 = 0 \tag{2.37}$$

L'équation (2.37) permet d'obtenir n_2, caractéristique du milieu choqué qu'il n'est pas possible de mesurer, en fonction des paramètres déterminés dans le signal. C'est une équation du second ordre dont le discriminant est :

$$\triangle = 16n_1^2\left(1 + \frac{f_2 - f_1}{f_c}\right)^2 + 4n_1^2\mathrm{R}_a^2 \tag{2.38}$$

Le discriminant $\triangle$ est toujours strictement positif car c'est une somme de carrés. Les deux solutions pour n_2 sont alors données par :

$$n_{2,\pm} = \frac{-4n_1\left(1-\frac{f_1-f_2}{f_c}\right) \pm \sqrt{\triangle}}{2\mathrm{R}_a} \tag{2.39}$$

Il faut alors s'intéresser au signe de chacune des solutions. Comme $\left(1-\frac{f_1-f_2}{f_c}\right) > 0$, $n_{2,-}$ est négatif. La seconde solution dépend donc de la condition $-4n_1\left(1-\frac{f_1-f_2}{f_c}\right) + \sqrt{\triangle} > 0$. D'après l'équation (2.38), $\sqrt{\triangle} > 4n_1\left(1-\frac{f_1-f_2}{f_c}\right)$ donc la condition est toujours remplie. L'équation (2.37) possède une racine positive, solution physique de notre problème.

2.2.5 Intégration des pertes dans le modèle

Une des limitations du modèle présenté réside dans l'absence de la prise en compte des pertes diélectriques. Plusieurs points sont à prendre en considération. Intégrer les pertes dans les équations du modèle ne constitue pas une difficulté majeure. Il suffit simplement d'utiliser des valeurs complexes dans les équations des coefficients de réflexion et de transmission. L'indice de réfraction du milieu choqué est alors une valeur complexe qui donne les pertes dans le milieu sous choc. Cependant, la vérification de cette valeur semble difficile à mettre en œuvre. On peut toutefois noter des études de l'évolution des pertes avec la masse volumique par ALFORD et PENN [153] des cristaux d'alumine. Les valeurs mesurées sont présentées sur la figure 2.6. On constate une diminution des pertes avec l'augmentation de la masse volumique. Cette appréciation est toutefois à nuancer puisque l'étude est focalisée sur des mélanges poudre d'alumine/air. L'utilisation d'une poudre tend à augmenter les interfaces air/matériau et donc à augmenter les pertes. Un mélange plus dense comprend alors moins d'air et moins de pertes.

La prise en compte des pertes peut pourtant aider à la détermination des bons paramètres d'entrée du modèle. En effet, la détermination de l'amplitude des signaux est largement influencée par la valeur de la partie imaginaire de la constante diélectrique. L'hypothèse choisie peut donc perturber la bonne interprétation de la mesure des signaux.

2.2.6 Stabilité du modèle

Le modèle développé dépend de quatre paramètres : la fréquence et l'amplitude de chaque signal. Il est intéressant d'étudier la stabilité numérique de l'approche retenue pour connaître les points forts et faibles du modèle. Pour cela, on applique la méthode des dérivées partielles [154] pour étudier l'influence de chaque paramètre d'entrée. Cette méthode consiste à calculer la dérivée partielle des grandeurs de sortie par rapport aux grandeurs d'entrée et à les sommer. Il faut

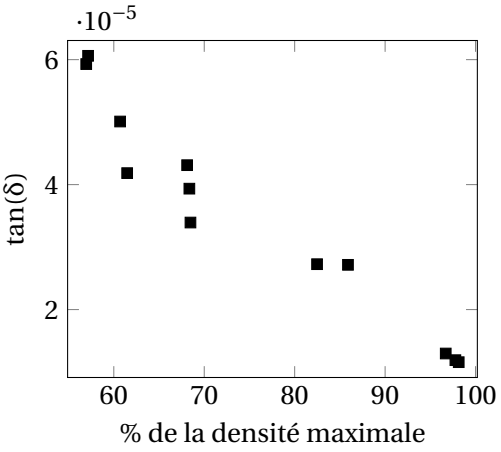


FIGURE 2.6 – Pertes dans les cristaux d'alumine en fonction de la masse volumique d'après [153]

donc calculer la dérivée de chaque vitesse et de l'indice de réfraction sous choc par rapport aux fréquences mesurées et au rapport d'amplitude. La vitesse du choc ne dépend que d'une fréquence. Cependant, la vitesse matérielle et l'indice de réfraction du milieu choqué dépendent des trois paramètres de manière non linéaire. La formule générale pour la détermination des incertitudes de mesure est, en considérant les grandeurs comme non corrélées :

$$\delta \mathrm{V}_1 = \frac{\partial \mathrm{V}_1}{\partial f_1}\delta f_1 \tag{2.40}$$

$$\delta \mathrm{V}_2 = \sqrt{\left(\frac{\partial \mathrm{V}_2}{\partial f_1}\delta f_1\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathrm{V}_2}{\partial f_2}\delta f_2\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathrm{V}_2}{\partial \mathrm{R}_a}\delta \mathrm{R}_a\right)^2} \tag{2.41}$$

$$\delta n_2 = \sqrt{\left(\frac{\partial n_2}{\partial f_1}\delta f_1\right)^2 + \left(\frac{\partial n_2}{\partial f_2}\delta f_2\right)^2 + \left(\frac{\partial n_2}{\partial \mathrm{R}_a}\delta \mathrm{R}_a\right)^2} \tag{2.42}$$

Les équations (2.35), (2.36) et (2.37) sont d'abord re-écrites pour être des fonctions de f_1, f_2 et R_a :

$$\mathrm{V}_1 = \frac{c f_1}{2 n_1 f} \tag{2.43}$$

$$\mathrm{V}_2 = \frac{c f_1}{2 n_1 f} + \frac{c\left(f_1 - f_2\right)}{2f} \times \frac{2\mathrm{R}_a}{-4n_1\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) + \sqrt{16 n_1^2 \left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}} \tag{2.44}$$

$$n_2 = \frac{-4n_1\left(f - f_1 + f_2\right)}{2 f \mathrm{R}_a} + \frac{\sqrt{16 n_1^2 \left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}}{2\mathrm{R}_a} \tag{2.45}$$

Comme V_1 ne dépend que de f_1, l'incertitude sur la vitesse du choc est simplement :

$$\delta \mathrm{V}_1 = \frac{c}{2 f n_1}\delta f_1 \tag{2.46}$$

Le calcul pour $\delta \mathrm{V}_2$ et δn_2 est plus compliqué. Les dérivées ont été calculées avec le logiciel `Wolfram Mathematica 11.0` ©. Chacun des termes de l'équation (2.41) est donné par :

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial \mathrm{V}_2}{\partial f_1}\delta f_1\right)^2 &= \left(\frac{c}{f}\right)^2 \left(\frac{1}{2n_1} - \frac{(-f_1 + n_2)\mathrm{R}_a \left(\frac{4n_1}{f} - \frac{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) n_1^2}{f\sqrt{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 n_1^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}} \right)}{\left(-4\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) n_1 + \sqrt{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 n_1^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}\right)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mathrm{R}_a}{\left(-4\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) n_1 + \sqrt{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 n_1^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}\right)} \right)^2 \delta f_1^2 \end{aligned} \tag{2.47}$$

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial \mathrm{V}_2}{\partial f_2}\delta f_2\right)^2 &= (c\mathrm{R}_a)^2 \left(-\frac{1(-f_1 + f_2)1 \left(-\frac{4n_1}{f} + \frac{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) n_1^2}{f\sqrt{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 n_1^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}} \right)}{f\left(-4\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) n_1 + \sqrt{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 n_1^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}\right)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{f\left(-4\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right) n_1 + \sqrt{16\left(1 - \frac{f_1 - f_2}{f}\right)^2 n_1^2 + 4 n_1^2 \mathrm{R}_a^2}\right)} \right)^2 \delta f_2^2 \end{aligned} \tag{2.48}$$

TABLEAU 2.2 – Paramètres d'entrées pour la comparaison de l'influence des incertitudes sur les sorties du modèle à deux couches

Paramètre	Valeur
Vitesse du choc	$3500\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$
Vitesse matérielle	$400\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$
Indice de réfraction du milieu sain	2,0
Indice de réfraction du milieu choqué	2,5
Fréquence d'interrogation	400 GHz
f_1	4,39 MHz
f_2	470 kHz
Rapport d'amplitude	8,9

$$\left(\frac{\partial \mathrm{V}_2}{\partial \mathrm{R}_a}\delta \mathrm{R}_a\right)^2 = \left(-\frac{4c(-f_1+f_2)n_1^2\mathrm{R}_a^2}{f\sqrt{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)^2 n_1^2+4n_1^2\mathrm{R}_a^2}\left(-4\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)n_1+\sqrt{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)^2 n_1^2+4n_1^2\mathrm{R}_a^2}\right)^2}\right.$$
$$\left. + \frac{c(-f_1+f_2)}{f\left(-4\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)n_1+\sqrt{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)^2 n_1^2+4n_1^2\mathrm{R}_a^2}\right)}\right)^2 \delta \mathrm{R}_a^2 \tag{2.49}$$

Chacun des termes de l'équation (2.42) est donné par :

$$\left(\frac{\partial n_2}{\partial f_1}\delta f_1\right)^2 = \frac{1}{4\mathrm{R}_a^2}\left(\frac{4n_1}{f}-\frac{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)n_1^2}{f\sqrt{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)^2 n_1^2+4n_1^2\mathrm{R}_a^2}}\right)^2 \delta f_1^2 \tag{2.50}$$

$$\left(\frac{\partial n_2}{\partial f_2}\delta f_2\right)^2 = \frac{1}{4\mathrm{R}_a^2}\left(-\frac{4n_1}{f}+\frac{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)n_1^2}{f\sqrt{16\left(1-\frac{f_1-f_2}{f}\right)^2 n_1^2+4n_1^2\mathrm{R}_a^2}}\right)^2 \delta f_2^2 \tag{2.51}$$

$$\left(\frac{\partial n_2}{\partial \mathrm{R}_a}\delta \mathrm{R}_a\right)^2 = \left(\frac{n_1}{\sqrt{\left(\frac{4(f-f_1+f_2)^2}{f^2}+\mathrm{R}_a^2\right)}}+\frac{2n_1\left(f-f_1+f_2-\frac{f}{2}\sqrt{\left(\frac{4(f-f_1+f_2)^2}{f^2}+\mathrm{R}_a^2\right)}\right)}{f\mathrm{R}_a^2}\right)^2 \delta \mathrm{R}_a^2 \tag{2.52}$$

Avec ces formules et connaissant l'incertitude de mesure sur f_1, f_2 et R_a, les incertitudes sur les résultats peuvent être calculées. Pour étudier l'importance relative de chaque paramètre d'entrée, on trace l'incertitude standard liée à un paramètre en fonction de la variation adimensionnée de ce paramètre. Les figures 2.7 et 2.8 présentent les résultats pour la vitesse matérielle et pour l'indice de réfraction du milieu sous choc avec les paramètres d'entrée donnés dans le tableau 2.2. La variation maximale de chaque paramètre d'entrée est de 30 % de sa valeur. Par exemple, l'incertitude sur f_1 est comprise entre 0 et $0{,}3f_1$ Hz. Ces résultats montrent que les deux paramètres les plus importants à déterminer correctement sont f_1 et R_a, notamment pour la vitesse matérielle. L'incertitude de mesure atteint plusieurs centaines de mètres par seconde pour des incertitudes sur les paramètres initiaux de l'ordre de 10 à 15 %. Pour l'étude l'indice de réfraction du milieu sous choc, le paramètre primordial est le rapport d'amplitude. L'incertitude atteint quelques dixièmes pour une incertitude de l'ordre de 15 % sur ce paramètre.

Cette méthode permet d'obtenir les incertitudes de manière analytique. D'autres approches

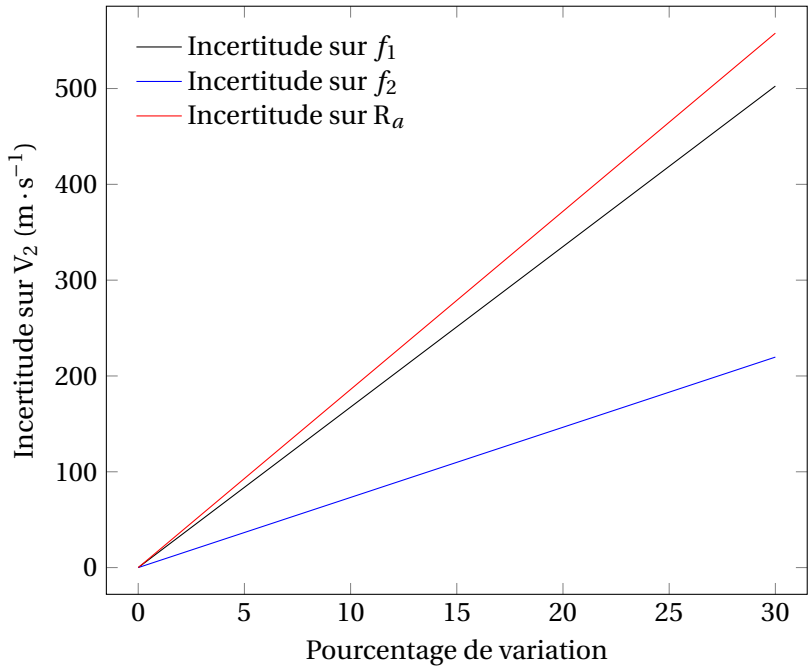


FIGURE 2.7 – Incertitude sur V_2 en fonction de l'incertitude sur les paramètres d'entrée du modèle

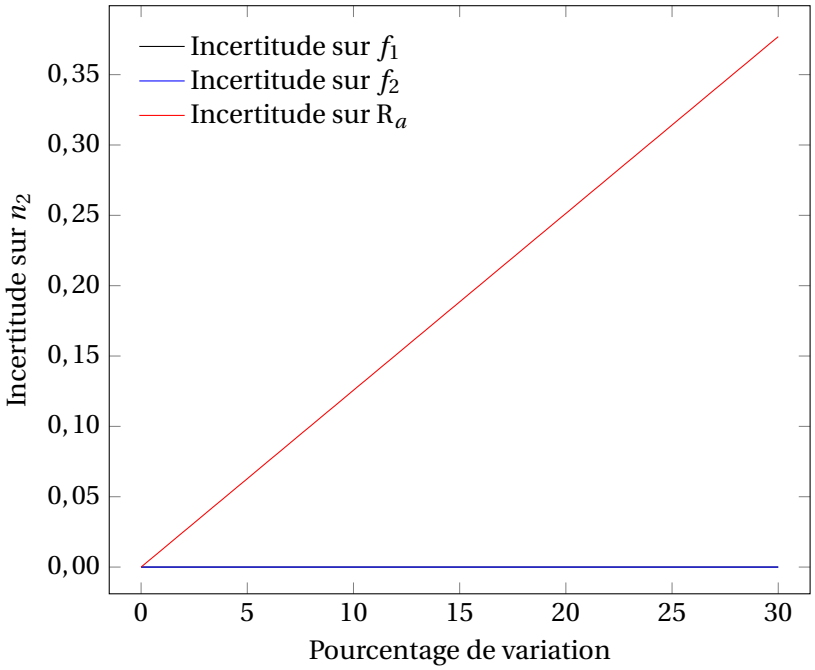


FIGURE 2.8 – Incertitude sur N_2 en fonction de l'incertitude sur les paramètres d'entrée du modèle

sont possibles comme celle de Monte-Carlo [155]. Cette méthode permet de compléter les limitations du modèle précédent, dans le traitement des non-linéarités particulièrement.

Par ailleurs, on peut noter que dans les expressions (2.35), (2.36) et (2.37) le terme f_c est au dénominateur. L'utilisation de la plus haute fréquence d'interrogation possible permet donc de diminuer les erreurs de mesure.

Le modèle proposé est donc stable numériquement parlant. Cependant, plusieurs points doivent être mis en avant pour assurer des résultats avec une incertitude maitrisée. Tout d'abord, la détermination des paramètres d'entrée doit être aussi soignée que possible. Ensuite, il est recommandé de travailler à haute fréquence pour éviter de propager des erreurs trop importantes.

2.3 Modélisation à plusieurs couches

2.3.1 Introduction

Le modèle à deux couches développé permet de reconstruire le signal temporel mesuré lors d'essais d'impacts plans soutenus. Le champ d'application de ce modèle est restreint aux cas de chocs soutenus et non réactifs. La vitesse du choc, la vitesse matérielle et l'indice de réfraction du milieu choqué doivent être constants. Il est cependant fréquent de sonder à l'aide du radio-interféromètre une zone dans laquelle ces conditions ne sont pas réunies. Les détentes latérales par exemple, viennent modifier les grandeurs évoquées. Les chocs non soutenus et les doubles chocs sont d'autres exemples classiques d'essais pour lesquels le modèle à deux couches ne peut être appliqué. Une solution possible est alors de discrétiser le milieu sous choc en une succession de couches dans lesquelles les conditions sont constantes. Cette approche est par la suite nommée modèle à p couches ou à plusieurs couches.

2.3.2 Approche analytique complète

On considère un assemblage de p couches, ordonnées selon l'axe $\vec{z}$, d'épaisseur l, de vitesse V, d'indice de réfraction n et de permittivité ε. On repère chaque couche par son indice k. On suppose que la dernière couche est supportée par une paroi infiniment réfléchissante. Une représentation de cet assemblage est présentée sur la figure 2.9. On considère un champ transverse électrique incident $\vec{\mathscr{E}}(z,t)$, et on note $\vec{\mathscr{E}}_r(z,t)$ le champ réfléchi. À chaque interface, le champ incident est en partie réfléchi et en partie transmis.

Pour étendre le modèle à deux couches, on cherche dans un premier temps à développer une expression analytique complète pour un système à trois couches. Le champ électrique réfléchi est alors composé de trois retours distincts, notés $\vec{\mathscr{E}}_1$, $\vec{\mathscr{E}}_2$ et $\vec{\mathscr{E}}_3$, associés chacun à la réflexion sur une interface différente. Le retour associé à la réflexion sur la première interface comporte simplement une seule composante. Le retour associé à la deuxième interface est composé du champ incident transmis dans la seconde couche et des multiples aller-retours dans cette même couche. Ce signal comporte donc un nombre infini de composantes spectrales d'amplitude décroissante. Le calcul du champ associé à la réflexion sur la troisième interface est plus complexe. En effet, de nombreux trajets d'ondes sont à considérer. La figure 2.10 présente les différents chemins à considérer. Il est tout d'abord important de noter qu'il n'y a pas un seul champ transmis se propageant selon $+\vec{z}$ dans la troisième couche, contrairement à la seconde couche. En effet pour la seconde couche, le seul champ transmis est le champ incident depuis la couche 1. Pour la couche trois, il faut considérer le champ initial, transmis dans la couche deux, puis dans la couche trois, mais aussi le champ initial transmis dans la couche deux, réfléchi par l'interface deux, réfléchi par l'interface un et à nouveau incident sur l'interface deux. Une infinité de champ est donc transmise depuis la couche deux vers la couche trois. Ces champs sont associés aux trajets aller-retours dans la deuxième couche. Pour chacun de ces champs incidents, plusieurs trajets sont possibles :

— les aller-retours dans la couche trois ;

— les aller-retours dans la couche deux, c'est-à-dire les trajets comprenant un nombre k d'aller-retours dans la couche deux et au moins une réflexion sur l'interface trois, donc avec une

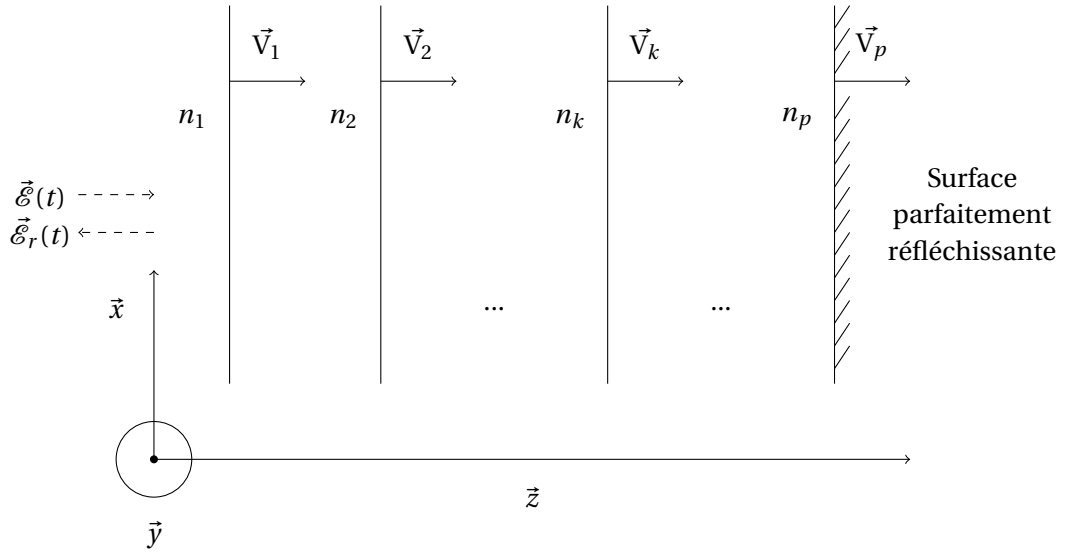


FIGURE 2.9 – Représentation du modèle retenu pour le traitement de milieux choqués de propriétés mécaniques et diélectriques non constantes

transmission de la couche deux vers la couche trois et une autre dans l'autre sens, de la couche trois vers la couche deux ;

— les aller-retours dans l'ensemble couche deux - couche trois, c'est-à-dire les trajets sans réflexion sur l'interface deux.

L'ensemble de ces trajets possible peut se combiner de différentes manières. Dans un cadre statique, l'approche matricielle décrite précédemment est la plus adaptée pour ce genre de problèmes.

2.3.3 Approche matricielle pour des interfaces en mouvement

L'approche matricielle développée dans le chapitre 1 suppose des interfaces immobiles. Nous allons démontrer ici que cette méthode n'est pas valide pour des interfaces en mouvement. Considérons un système à deux couches immobiles. La seconde interface est considérée parfaitement réfléchissante pour simplifier la démonstration. L'approche matricielle s'écrit :

$$\begin{pmatrix} |\vec{\mathrm{E}}_{1,+}| \\ |\vec{\mathrm{E}}_{1,-}| \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{1,2}} \begin{pmatrix} 1 & r_{1,2} \\ r_{1,2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\vec{\mathrm{E}}_{2,+}| \\ |\vec{\mathrm{E}}_{2,-}| \end{pmatrix} \tag{2.53}$$

La condition de réflexion totale donne $\vec{\mathrm{E}}_{2,-} = -\vec{\mathrm{E}}_{2,+}$. D'où l'expression du coefficient de réflexion :

$$\mathbf{R} = \frac{|\vec{\mathrm{E}}_{1,-}|}{|\vec{\mathrm{E}}_{1,+}|} = \frac{r_{12} - e^{-2jk_2l_2}}{1 - r_{12}e^{-2jk_2l_2}}. \tag{2.54}$$

Une autre manière de traiter le problème est de calculer directement le champ réfléchi, par une méthode similaire à celle développée pour le modèle à deux couches. On rappelle que dans un cadre statique, $r_{12} = -r_{21}$ et $t_{12} = 1 + r_{12}$. Le champ réfléchi s'écrit comme :

$$\vec{\mathrm{E}}_{1,-} = r_{12}\vec{\mathrm{E}}_{1,+} - t_{12}t_{21}e^{-2jk_2l_2} \sum_{i=0}^{\infty} \left(r_{12}e^{-2jk_2l_2} \right)^i \vec{\mathrm{E}}_{1,+} \tag{2.55}$$

Comme le raison $r_{12}e^{-2jk_2l_2}$ de la suite géométrique est de module inférieur à 1, on peut calculer la somme de la série, on obtient alors :

$$\vec{\mathrm{E}}_{1,-} = \left(r_{12} - \frac{\left(1 - r_{12}^2\right) e^{-2jk_2l_2}}{1 - r_{12}e^{-2jk_2l_2}} \right) \vec{\mathrm{E}}_{1,+}. \tag{2.56}$$

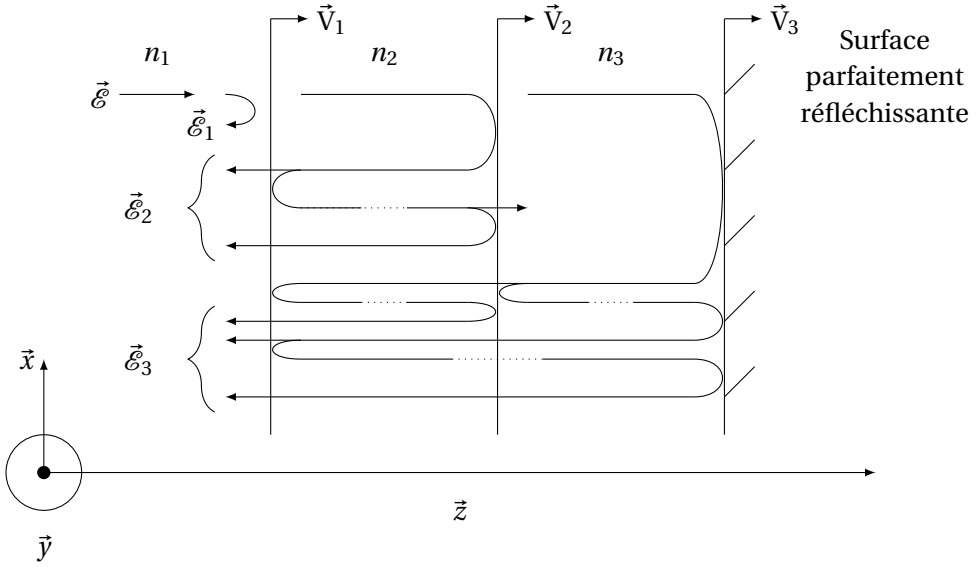


FIGURE 2.10 – Trajets pour le modèle à trois couches

On peut alors obtenir l'expression du coefficient de réflexion par les étapes :

$$\mathbf{R} = \frac{r_{12} - r_{12}^2 e^{-2jk_2l_2} - e^{-2jk_2l_2} + r_{12}^2 e^{-2jk_2l_2}}{1 - r_{12}e^{-2jk_2l_2}} \tag{2.57}$$

$$\mathbf{R} = \frac{r_{12} - e^{-2jk_2l_2}}{1 - r_{12}e^{-2jk_2l_2}}. \tag{2.58}$$

Les expressions (2.54) et (2.58) sont identiques, les deux approches sont donc cohérentes.

Reprenons l'expression développée dans la section 2.2.2 pour le second terme :

$$\vec{\mathscr{E}}_2(z,t) = \sum_{i=0}^{\infty} \vec{\mathrm{E}}_{ri}(z,t) \tag{2.59}$$

avec

$$\vec{\mathrm{E}}_{ri}(z,t) = \mathrm{R}_c\mathrm{T}_{12}\mathrm{T}_{21}\left(\mathrm{R}_{22}\mathrm{R}_c\right)^i \vec{\mathrm{E}} \times e^{j\omega_r^{(i)}t - j\left((k_{r+}-k_r^{(i)})d_1(t)+d_2(t)\sum_{p=0}^{i}(k_+^{(i)}+k_-^{(i)})\right)}. \tag{2.60}$$

Ici, la somme infinie n'est plus géométrique et il n'est donc pas possible d'utiliser la même approche que dans le cas statique. La raison repose dans le fait que plusieurs fréquences apparaissent dans le signal retour. La méthode par matrices n'est pas envisageable non plus du fait de l'impossibilité de prendre en compte les différentes composantes fréquentielles du signal. De plus, ce changement de fréquence modifie le nombre d'onde permettant de calculer le déphasage. Or dans l'approche matricielle, le nombre d'onde est supposé constant. Le champ réfléchi ne peut donc pas être calculé de manière explicite.

2.3.4 Approche numérique du problème

Pour remédier à la complexité de la mise en place d'une solution analytique, une approche numérique est proposée. Elle consiste à étudier la fréquence et l'amplitude de chacune des réflexions. Pour cela, on utilise les coefficients de réflexion et transmission en amplitude et en fréquence décrits dans les équations (2.5) à (2.14). On note N le nombre total de couches. À chaque interface, l'amplitude et la fréquence des champs réfléchi et transmis est calculée. Faisant écho à la section 2.3.2, il est important de choisir les trajets contribuant le plus au signal retour. Ces trajets sont ceux pour lesquels l'amplitude réfléchie est la plus importante. Ainsi, seuls les trajets

"directs" sont considérés. On définit les trajets directs comme étant ceux représentant la transmission de l'onde incidente jusqu'à la couche k, la réflexion sur l'interface associée et la transmission dans l'autre sens. Cette amplitude s'exprime, pour $k < \mathrm{N}$, par :

$$A_k = \frac{n_k - n_{k+1}}{n_k + n_{k+1}} \prod_{i=1}^{k-1} 4 \frac{n_i n_{i+1}}{(n_i + n_{i+1})^2}. \tag{2.61}$$

Pour ajouter des trajets plus complexes, il suffit d'ajouter les coefficients correspondants. Deux cas sont possibles :

— on ajoute une réflexion. Il faut alors ajouter au moins une seconde réflexion pour que le trajet considéré soit pris en compte. Le nombre de coefficients de réflexion total doit être impair. Mis à part la réflexion sur la dernière interface, tous les coefficients de réflexion sont inférieurs à 1, ainsi la contribution de ce trajet supplémentaire est plus faible ;

— on ajoute une transmission. Il faut alors ajouter au moins une autre transmission retour pour que le trajet soit considéré. Le nombre de coefficients de transmission total doit être pair. On ajoute donc un terme de la forme :

$$T_{i,i+1} T_{i+1,i} = 4 \frac{n_i n_{i+1}}{(n_i + n_{i+1})^2} \tag{2.62}$$

Ce terme est inférieur à 1 si et seulement si :

$$\begin{aligned} & 4 n_i n_{i+1} \leq (n_i + n_{i+1})^2 \\ \Leftrightarrow\ & (n_i - n_{i+1})^2 \geq 0 \end{aligned} \tag{2.63}$$

Cette inégalité est toujours vérifiée.

La prise en compte de trajets supplémentaires n'ajoute donc pas de composantes d'amplitude suffisante pour modifier le signal réfléchi. Cette analyse est à nuancer, car elle ne prend pas en compte les phases. Il est possible d'imaginer que certaines réflexions se regroupent en interférences constructives et viennent perturber le signal réfléchi. Pour aller plus loin dans l'étude du signal réfléchi, il est possible d'ajouter la phase de chacune des réflexions afin de construire un signal temporel. On note alors x_p l'épaisseur de la couche p. La phase φ_p associée au retour comprenant la réflexion sur l'interface entre la couche p et la couche $p+1$ comme :

$$\varphi_p = \sum_{i=0}^{p} -k_{i,p,c} x_i + \sum_{i=0}^{p} -k_{i,p,d} x_i. \tag{2.64}$$

Dans cette équation, $k_{i,p,c}$ et $k_{i,p,d}$ sont les nombres d'onde dans le sens z et $-\vec{z}$ respectivement. Ces grandeurs peuvent s'exprimer par :

$$k_{i,p,c} = n_i \frac{\omega_{i,p,c}}{c} \tag{2.65}$$

$$k_{i,p,d} = n_i \frac{\omega_{i,p,d}}{c} \tag{2.66}$$

où $\omega_{i,p,c}$ est la pulsation du champ électrique dans la couche i. Cette pulsation a été décalée par chaque transmission à travers les couches 1 à i. La pulsation $\omega_{i,p,d}$ est celle du champ électrique dans la couche i se propageant dans le sens de $-\vec{z}$. Cette pulsation a été décalée par les transmissions des couches 1 à p, par la réflexion sur l'interface $p, p+1$ et par les transmissions de la couche p à la couche i. Ces quantités s'expriment simplement par :

$$\omega_{i,p,c} = \omega \prod_{m=1}^{i-1} D_{T_{m,m+1}} \tag{2.67}$$

$$\omega_{i,p,d} = \omega \prod_{m=1}^{p-1} \left(D_{T_{m,m+1}}\right) \times D_{R_{p,p+1}} \times \prod_{m=p-1}^{i} \left(D_{T_{m+1,m}}\right). \tag{2.68}$$

Pour $p < \mathrm{N}$, le champ réfléchi sur la couche p s'écrit alors :

$$\vec{\mathscr{E}}_p(z,t) = \vec{\mathrm{E}} \prod_{m=1}^{p-1} \left(T_{m,m+1}\, T_{m+1,m}\right) R_{p,p+1} \exp\left(j\omega_p t - j\varphi_p\right) \tag{2.69}$$

avec :

$$\omega_p = \omega \prod_{m=1}^{p-1} \left(D_{\mathrm{T}_{m,m+1}} D_{\mathrm{T}_{m+1,m}}\right) D_{\mathrm{R}_{p,p+1}}. \tag{2.70}$$

Pour $p = \mathrm{N}$, le champ électrique réfléchi est donné par :

$$\vec{\mathscr{E}}_N(z,t) = \vec{\mathrm{E}} \prod_{m=1}^{N-1} \left(T_{m,m+1}\, T_{m+1,m}\right) \times (-1) \times \exp\left(j\omega_N t - j\varphi_N\right) \tag{2.71}$$

$$\omega_N = \omega \prod_{m=1}^{N-1} \left(D_{T_{m,m+1}} D_{T_{m+1,m}}\right) D_{R_N}. \tag{2.72}$$

Avec cette approche, il est possible de calculer les différentes réflexions dans un profil spatial de vitesse et d'indice de réfraction. Cette approche est donc adaptée pour traiter des problèmes hydrodynamiques complexes.

2.3.5 Couplage à un code hydrodynamique

L'application du modèle à plusieurs couches suppose la connaissance du profil de vitesse et de permittivité. Le profil de vitesse doit contenir la vitesse du choc, paramètre qui n'est classiquement pas calculé directement par un code de calcul. De même, la permittivité diélectrique d'un matériau sous choc n'est pas une variable usuelle du calcul. Un pré-traitement des données de simulation est donc nécessaire pour l'application du modèle à plusieurs couches. Les étapes à réaliser sont les suivantes :

- On simule un cas d'impact non soutenu à l'aide d'outils de calcul hydrodynamique tels que GODLAG ou OURANOS [156]. On extrait de ces simulations un profil spatial de vitesse matérielle et un profil de masse volumique à chaque pas de temps.
- Avec une loi $\varepsilon = f(\rho)$ et une permittivité initiale du matériau d'étude supposée connue, on détermine le profil spatial de la constante diélectrique du matériau à chaque pas de temps.
- Pour chaque pas de temps, on repère la position du choc en cherchant le maximum de la dérivée de la masse volumique. Avec ces positions, on calcule la vitesse du choc par une méthode à différences centrées. Cette approche suppose que le front de choc est la discontinuité la plus importante du profil. Il convient de noter que d'autres approches sont possibles, comme par exemple l'utilisation du diagramme de marche.
- On intègre dans le profil spatial de vitesse matérielle celle du choc calculée à l'étape précédente.
- On augmente la permittivité de la première couche de manière à satisfaire la condition de réflexion totale.
- Il est nécessaire de « raidir » le front de l'onde de choc. En effet, avec les résultats de simulation hydrodynamique, l'onde de choc est « étalée » sur plusieurs mailles. Cet effet est dû à une pseudo-viscosité numérique du code. Afin d'obtenir un front plus réfléchissant, la discontinuité est ramenée sur une seule maille.
- Le nombre de couches étant celui du maillage du calcul hydrodynamique, on cherche les couches adjacentes ayant des propriétés identiques. Ces couches sont fusionnées pour gagner en temps de calcul, si cela s'avère nécessaire.
- Pour chaque pas de temps, on calcule les propriétés du champ réfléchi.

TABLEAU 2.3 – Paramètres des profils pour la validation du modèle à plusieurs couches sur un cas de choc soutenu

Paramètre	Valeur
Nombre de couches	500
Longueur de l'échantillon	15 mm
Position du choc	3 mm
Vitesse du choc	$3500\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Vitesse matérielle	$450\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Indice de réfraction du matériau sain	1,64
Indice de réfraction du matériau choqué	1,73

TABLEAU 2.4 – Résultats du modèle à deux couches avec des paramètres d'entrée déterminés par le modèle à plusieurs couches pour un cas de choc soutenu

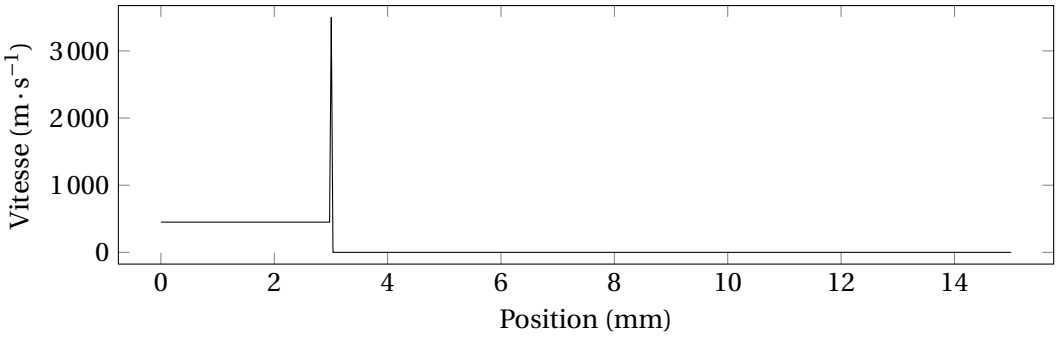
Paramètre	Valeur
f_1	3,6 MHz
f_2	290 kHz
R_a	37,4
Vitesse du choc	$3500\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Vitesse matérielle	$450\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Indice de réfraction du matériau choqué	1,73

2.3.6 Exemples de cas d'études

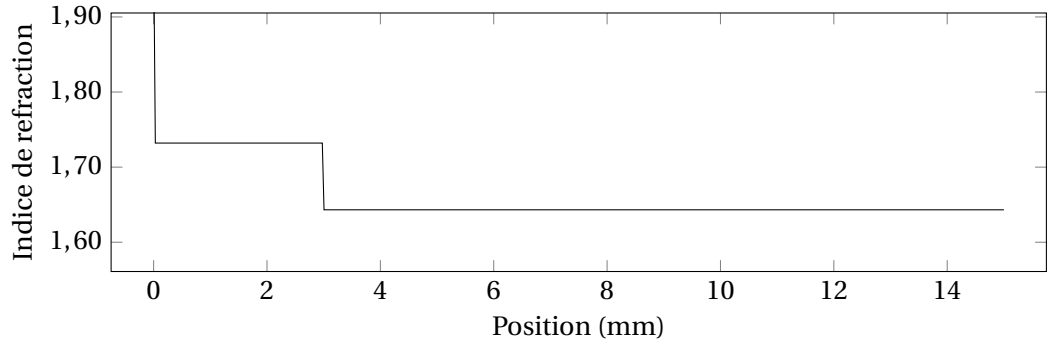
Pour démontrer les possibilités de l'approche proposée en multi-couches et justifier les hypothèses choisies, plusieurs cas d'études sont proposés. Après une étape de validation dans le cas d'un choc soutenu, le cas d'un impacteur fin est étudié. Ce cas présente une profil de masse volumique et de vitesse en escalier, ce qui permet de traiter un problème continu par morceaux. Ensuite, un cas d'influence d'une détente arrière générée par la détonation d'un explosif est considéré. L'effet des détentes latérales en fonction de la position de la mesure est ensuite simulé. Enfin, un cas comprenant plusieurs effets est considéré.

2.3.6.1 Validation dans le cadre d'un choc soutenu

Le premier cas d'étude est un cas de choc soutenu pour valider le comportement du modèle à plusieurs couches. Un profil de vitesse matérielle et un profil d'indice de réfraction sont créés manuellement. Les caractéristiques de ces profils sont résumées dans le tableau 2.3. Les profils sont tracés sur la figure 2.11. Les vitesses sont représentatives des ordres de grandeur classiques pour les ondes de choc. Les indices de réfraction choisis sont proches de ceux du PMMA. On applique le modèle à plusieurs couches pour déterminer les paramètres du signal de sortie. Ce signal réfléchi comporte deux composantes : une associée à l'onde de choc et l'autre à l'impacteur. Étant dans le cadre d'un choc soutenu, on peut appliquer le modèle à deux couches avec ces paramètres en entrée. Les résultats de cette opération sont identiques aux vitesses et aux indices de réfractions choisis pour créer ce cas, ce qui montre que le modèle à plusieurs couches est cohérent avec le modèle à deux couches pour des chocs soutenus. Les valeurs obtenues sont données dans le tableau 2.4.



(a) Profil de vitesse



(b) Profil d'indice de réfraction

FIGURE 2.11 – Profils d'entrée pour la validation du modèle à plusieurs couches dans un cas de choc soutenu

2.3.6.2 Choc non soutenu : impact Fer/PMMA

Avec le code Godlag, un cas d'impact d'un projectile en fer sur une cible en PMMA est présenté. Cette configuration représente un essai réalisé avec le lanceur PYRENE du CEA Gramat. L'épaisseur de l'impacteur en fer est de 1 mm, celle de la cible est de 25 mm. La vitesse d'impact est de 550 $m \cdot s^{-1}$. Le comportement des matériaux est représenté par des lois Mie Grüneisen, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 2.5. Les profils spatiaux sont extraits toutes les 500 ns. Le pré-traitement des données est celui présenté sur la figure 2.12, avec les profils de différentes grandeurs tracées. La première utilisation du modèle consiste à déterminer les fréquences et amplitudes du signal retour. Pour cela, à chaque pas de temps, on calcule le profil spatial de fréquence et d'amplitude réfléchies. Les résultats à t=3,5 µs sont présentés sur la figure 2.13. Sur la figure 2.13a, la fréquence réfléchie est tracée en fonction de la position de la couche sur laquelle le champ se réfléchit. Le choc est positionné à environ 19 mm. La fréquence réfléchie est de 3,64 MHz, ce qui correspond à l'effet Doppler pour la vitesse de 3535 $m \cdot s^{-1}$. On constate que le profil de fréquence réfléchi en amont du choc est de forme similaire à celui de vitesse et de permittivité, ce qui est un résultat attendu. La figure 2.13b représente le profil d'amplitude réfléchie en fonction de la position. L'utilisation d'une échelle logarithmique permet de montrer les différents niveaux de réflexion. La réflexion la plus importante est celle sur la dernière couche, ce qui correspond à l'hypothèse de réflexion totale du modèle. L'amplitude du champ réfléchi par l'onde de choc est de l'ordre de 1 à 10 % de l'amplitude de l'onde émise. Ensuite, à des niveaux d'amplitude inférieurs, de l'ordre de 0,1 à 1 ppm, on trouve les autres réflexions. Elles sont générées par

TABLEAU 2.5 – Paramètres utilisés pour la simulation d'un projectile en Fer sur une cible en PMMA

Matériau	ρ_0 ($kg \cdot m^{-3}$)	c_0 ($m \cdot s^{-1}$)	s	Source
Fer	7856	4630	1,33	[157]
PMMA	1186	2745	1,4506	[39]

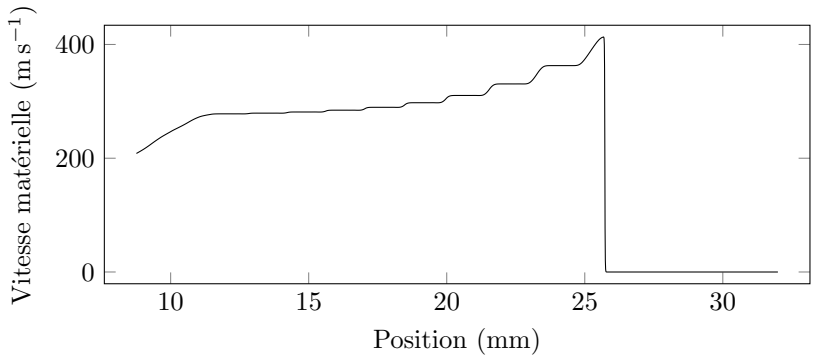
TABLEAU 2.6 – Paramètres d'entrée du modèle à deux couches selon la simulation hydrodynamique

Temps (µs)	f_1 (MHz)	f_2 (kHz)	R_a
0,0	3,79	399	31,7
0,5	3,80	364	31,7
1,0	3,79	343	31,7
1,5	3,75	327	33,4
2,0	3,68	312	36,3
2,5	3,64	307	37,3
3,0	3,63	304	37,4
3,5	3,64	303	37,3
4,0	3,64	280	37,3
4,5	3,63	230	37,3
5,0	3,61	184	38,2
5,5	3,58	149	39,6

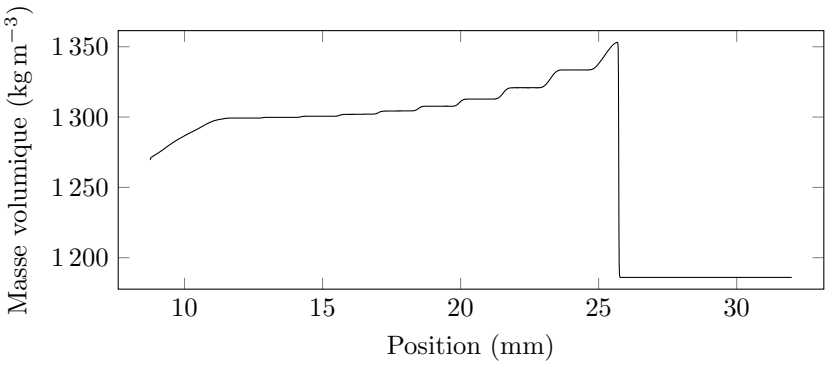
les sauts entre les différents plateaux visibles sur la figure 2.12c. Comme ces sauts ne sont pas aussi raides que l'onde de choc, la réflexion ne se produit pas sur une seule couche mais sur plusieurs, ce qui limite sa vision dans le champ total réfléchi. Pour une lecture plus facile de ces signaux, on peut représenter sur une figure l'amplitude de chacune des fréquences en fonction du temps. La figure 2.14 représente ces données. On observe deux régions distinctes : un signal à haute fréquence, entre 3,5 et 4 MHz, qui correspond à la fréquence du champ électrique réfléchi par l'onde de choc, et un signal de plus basse fréquence correspondant aux réflexions entre l'onde de choc et l'impacteur. Dans cette seconde composante, le signal de plus forte amplitude correspond à la fréquence la plus basse qui est, d'après la figure 2.13b celle de l'impacteur. On observe que l'ensemble des fréquences à tendance à décroitre, ce qui est cohérent avec le ralentissement de l'onde de choc, comme présenté en figure 2.12d. On note que deux interfaces ressortent : l'impacteur et l'onde de choc.

Pour poursuivre et justifier l'utilisation du modèle multi-couches, on peut appliquer le modèle à deux couches développé en considérant que le profil de permittivité est constant derrière le choc. On utilise comme entrées du modèle la fréquence du choc et la fréquence de la dernière couche, celle associée à l'impacteur. Le rapport d'amplitude est calculé avec les amplitudes du champ électrique réfléchi par l'onde de choc et par l'impacteur. Comme la simulation hydrodynamique montre que ces paramètres varient avec le temps, l'analyse est effectuée à chaque pas de temps. Les données d'entrée et de sortie du modèle sont détaillées dans le tableau 2.6. Avec une permittivité initiale de 2,7, on obtient les résultats donnés dans le tableau 2.7. Ce tableau comprend également la valeur attendue par simulation numérique hydrodynamique ainsi que la différence entre ces deux valeurs. Ce calcul montre que l'indice de réfraction sous choc est mal calculé, mais que l'écart est faible, inférieur à 3,3 %. Cependant, le calcul de la vitesse matérielle donne des résultats avec un écart beaucoup plus important, supérieur à 60 %. Cette approche montre que représenter un choc non soutenu par le modèle à deux couches ne permet pas d'obtenir des résultats satisfaisants. À partir de $t = 4{,}5$ µs, on note une augmentation de l'écart. Cette augmentation est due à la configuration simulée. Jusqu'à $t = 4{,}5$ µs, le profil derrière l'onde de choc est dû aux aller-retours d'ondes dans l'impacteur en fer. À $t = 4{,}5$ µs, la détente de la face arrière du projectile en PVC arrive à l'interface fer/PMMA et modifie plus brutalement les propriétés en amont du choc. La figure 2.15 permet de mieux visualiser l'apparition de ce phénomène. On mesure donc l'effet de l'épaisseur de l'impacteur jusqu'à $t = 4$ µs. Il est intéressant de noter que la vitesse matérielle et le rapport d'amplitude varient dans des sens opposés.

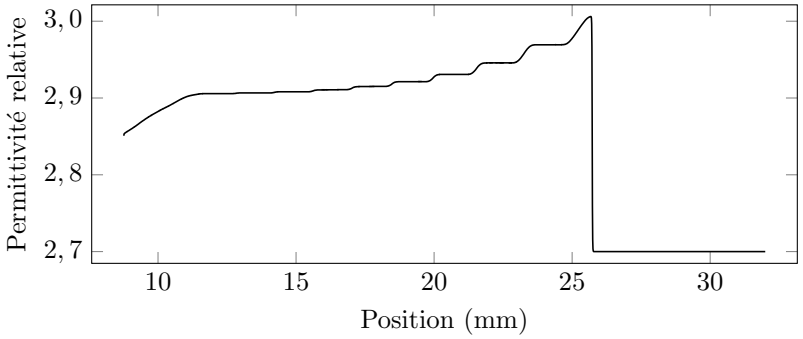
Le modèle à plusieurs couches développé permet donc de déterminer les caractéristiques de champ électrique réfléchi par un choc non soutenu. Il a été montré que cette approche est nécessaire car le modèle à deux couches ne permet pas de retranscrire fidèlement les variations de



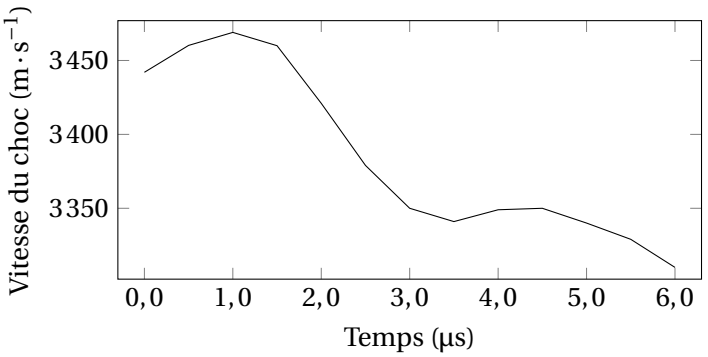
(a) Vitesse



(b) Masse volumique

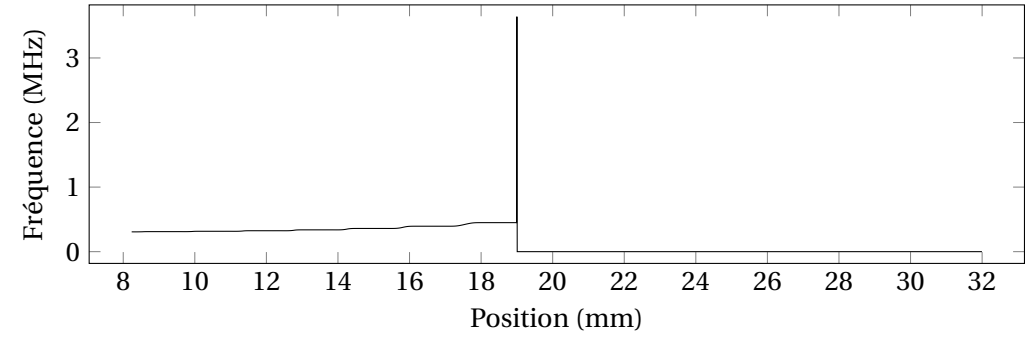


(c) Permittivité relative obtenue à partir du profil de masse volumique 2.12b et du modèle de Lorentz

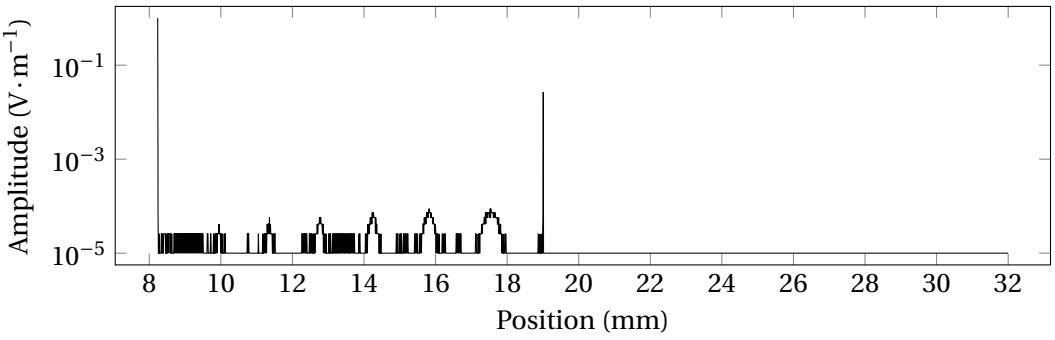


(d) Vitesse du choc obtenue à partir du profil de masse volumique 2.12b

FIGURE 2.12 – Exemple de séquence de traitement pour un impact Fer/PMMA avec le code GODLAG avec une vitesse d'impact de 550 m · s^{-1}



(a) Fréquence



(b) Amplitude

FIGURE 2.13 – Résultats en fréquence et en amplitude pour un impact Fer/PMMA avec le code GODLAG avec une vitesse d'impact de 550 m · s^{-1} à $t = 3{,}5$ µs après l'impact

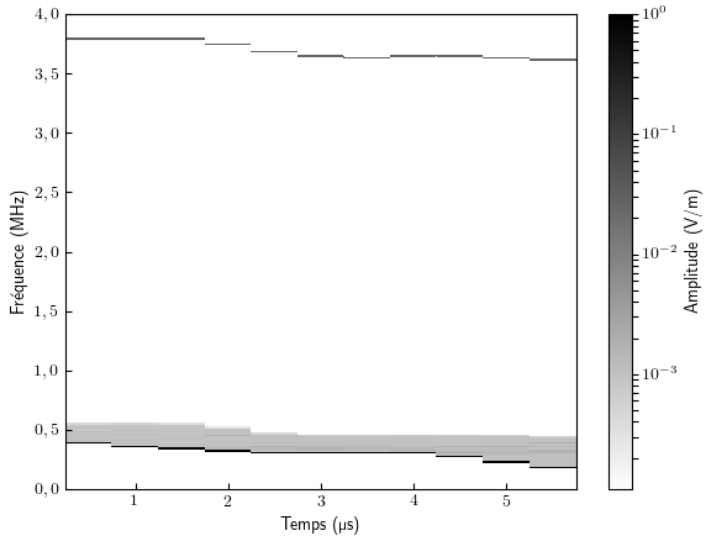


FIGURE 2.14 – Évolution de l'amplitude de chaque composante fréquentielle en fonction du temps

TABLEAU 2.7 – Comparaison entre la simulation et l'application du modèle à deux couches pour un cas de choc non soutenu

Temps (µs)	V_2 ($m \cdot s^{-1}$)			n_2		
	Simulation hydrodynamique	Modèle à deux couches	Écart (%)	Simulation hydrodynamique	Modèle à deux couches	Écart (%)
0,0	363	589	62,2	1,72	1,75	1,6
0,5	331	557	68,3	1,72	1,75	2,0
1,0	311	538	73,1	1,71	1,75	2,3
1,5	298	511	71,5	1,71	1,74	2,1
2,0	286	478	67,3	1,71	1,74	1,8
2,5	282	467	65,8	1,70	1,73	1,7
3,0	280	463	65,8	1,70	1,73	1,7
3,5	278	463	66,4	1,70	1,73	1,7
4,0	257	442	72,3	1,70	1,73	2,0
4,5	209	395	89,1	1,69	1,73	2,6
5,0	167	349	109,5	1,68	1,73	3,1
5,5	134	309	131,1	1,67	1,73	3,3

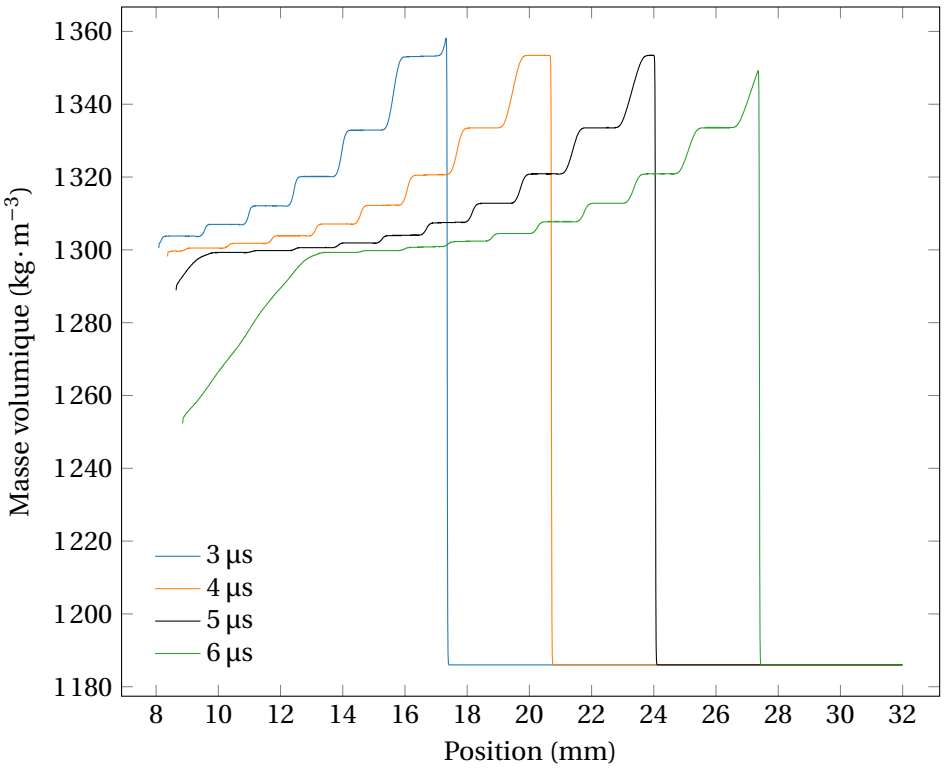


FIGURE 2.15 – Profil spatial de masse volumique à différents instants

vitesse matérielle. Enfin, le cas étudié permet de montrer qu'un changement dans la nature des phénomènes en amont du choc change significativement les propriétés du champ réfléchi. On peut distinguer trois cas principaux de perturbation en amont du choc : les aller-retours d'une onde de choc dans l'impacteur (traités ici), les détentes arrières et les détentes latérales. Enfin, des configurations expérimentales telles que les doubles chocs pourraient être étudiées.

2.3.6.3 Influence des détentes arrières

L'influence des détentes arrières peut être étudiée en simulant un signal de type pic-détente. Un tel profil peut être obtenu en étudiant la détonation d'un matériau explosif en contact avec un matériau inerte. Le choix de l'explosif importe peu ici puisque l'on s'intéresse principalement à la forme du profil de vitesse matérielle et de masse volumique, on utilise l'ontalite étudiée par CHUZEVILLE [3]. L'ontalite est un matériau explosif composé d'ONTA, de TNT et de cire dans les proportions massiques respectives : 39,5/59,5/1. Pour cette étude, on utilise le code 1D GODLAG. Les paramètres de la simulation numérique sont donnés dans le tableau 2.8. Le matériau d'étude est du Téflon. La durée simulée est de 12 µs. Une détonation établie est simulée dans une ontalite, représentée par une équation d'état inerte de type Cochran Chan, les produits de détonation par une équation d'état de type JWL, une équation d'état de Murnaghan modélise le Téflon. Il convient de noter qu'avec cette configuration, la condition de réflexion totale à l'interface explosif/Téflon n'est pas forcément assurée. Elle dépend notamment du degré d'ionisation des produits de détonation. Elle peut cependant être vérifiée en plaçant une fine épaisseur de métal à cette interface. Nous supposons ici cette condition vérifiée pour simplifier la simulation numérique hydrodynamique.

La figure 2.16 présente des profils de pression à différents temps dans le Téflon. On observe la propagation du front de pression vers l'extrémité du matériau, avec une décroissance progressive. On applique alors le traitement pour obtenir le profil d'indice de réfraction, en supposant que le Téflon suit une loi de type GLADSTONE DALE pour la variation de sa permittivité avec la masse volumique. Cette hypothèse est un choix. La figure 2.17 présente les résultats à différents temps. Plusieurs comportements sont observables. Tout d'abord, l'indice de réfraction maximal varie entre le début et la fin de la simulation, de 1,536 à 1,434, soit environ 6,6 %. Ce changement va modifier l'amplitude du signal réfléchi qui va décroître au fur et à mesure du temps. Ceci est lié à la décroissance de la surpression dans le matériau. Deuxièmement, les profils ne sont pas tous similaires. Jusqu'à t=3 µs, les profils sont très raides. Ensuite, la variation de l'indice de réfraction est plus étalée dans l'espace, avec des gradients moins forts. Enfin, la détente arrière porte l'indice de réfraction à un niveau inférieur à celui de départ. Les niveaux de pression indiquent une traction et un possible écaillage de la cible. Avec ces profils d'indice de réfraction et de vitesse, le modèle à plusieurs couches peut être appliqué. Le maillage hydrodynamique initial comporte 2500 mailles. Comme le temps de calcul est alors conséquent, les couches avec des propriétés identiques sont fusionnées pour réduire d'un facteur 10 le nombre de couches et ainsi le temps de calcul. Les résultats sont tracés sur la figure 2.18. On distingue trois composantes principales dans le signal réfléchi : le choc dont la fréquence décroît rapidement avant de stagner autour de 1,8 MHz, l'interface produits de détonation/Téflon possède une fréquence intermédiaire entre 350 et 600 kHz qui varie peu. Enfin, un dernier retour d'amplitude très faible est visible avec une fréquence très basse, de l'ordre de 200 à 500 kHz.

Pour estimer les erreurs commises en ne prenant pas en compte l'effet des détentes arrières lors d'un essai, il est possible d'appliquer le modèle à deux couches aux résultats obtenus avec

TABLEAU 2.8 – Paramètres de la simulation pour l'étude des détentes arrières

Matériau	Épaisseur (mm)	Nombre de mailles	Pas de temps des sorties (µs)
Ontalite	5	100	-
Téflon	25	2500	0,2

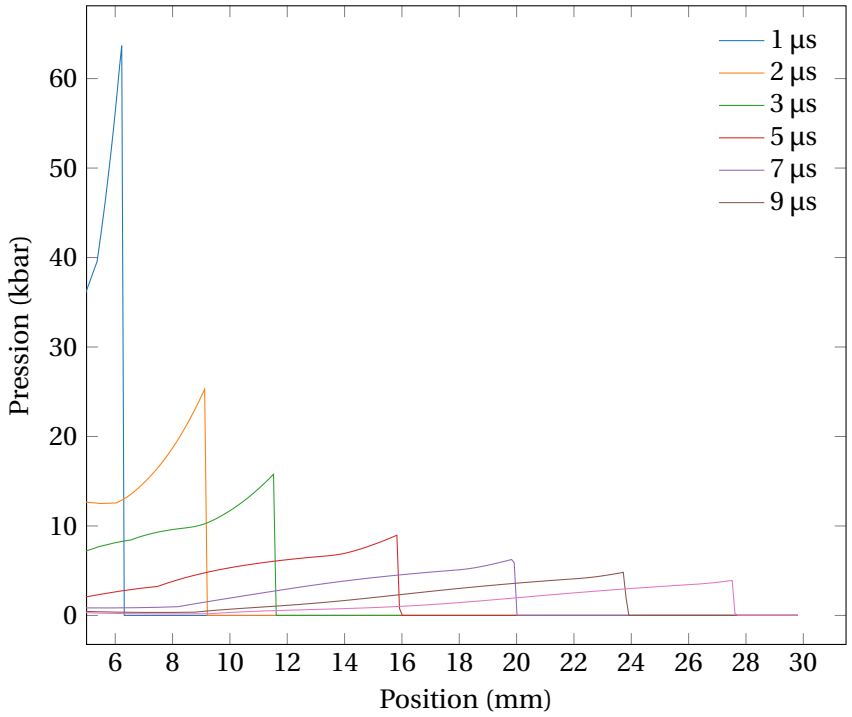


FIGURE 2.16 – Profil spatial de la pression à différents instants pour étudier les détentes arrières

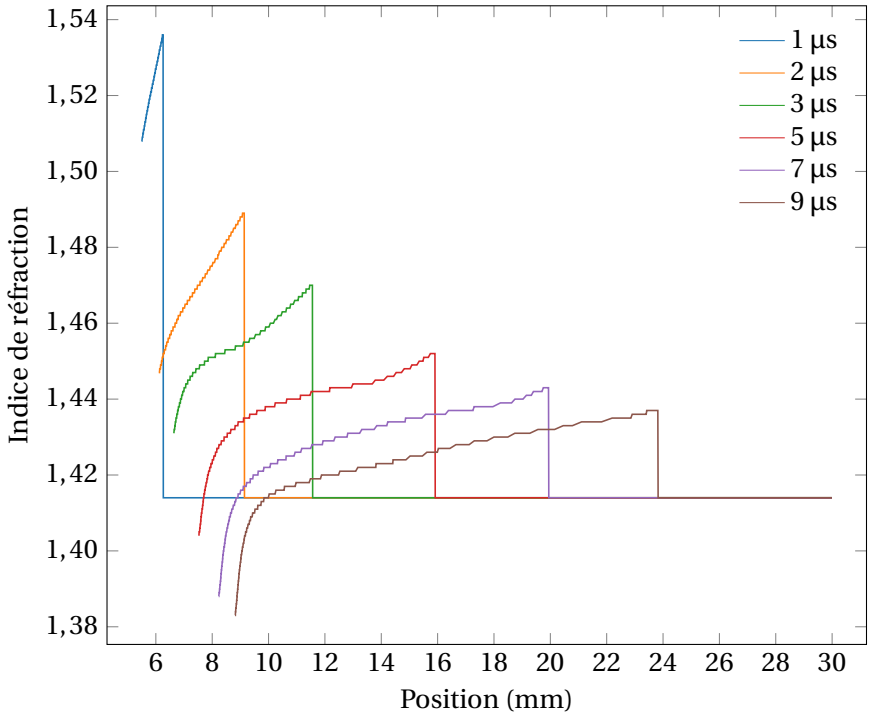


FIGURE 2.17 – Profil spatial de l'indice de réfraction à différents instants pour étudier les détentes arrières

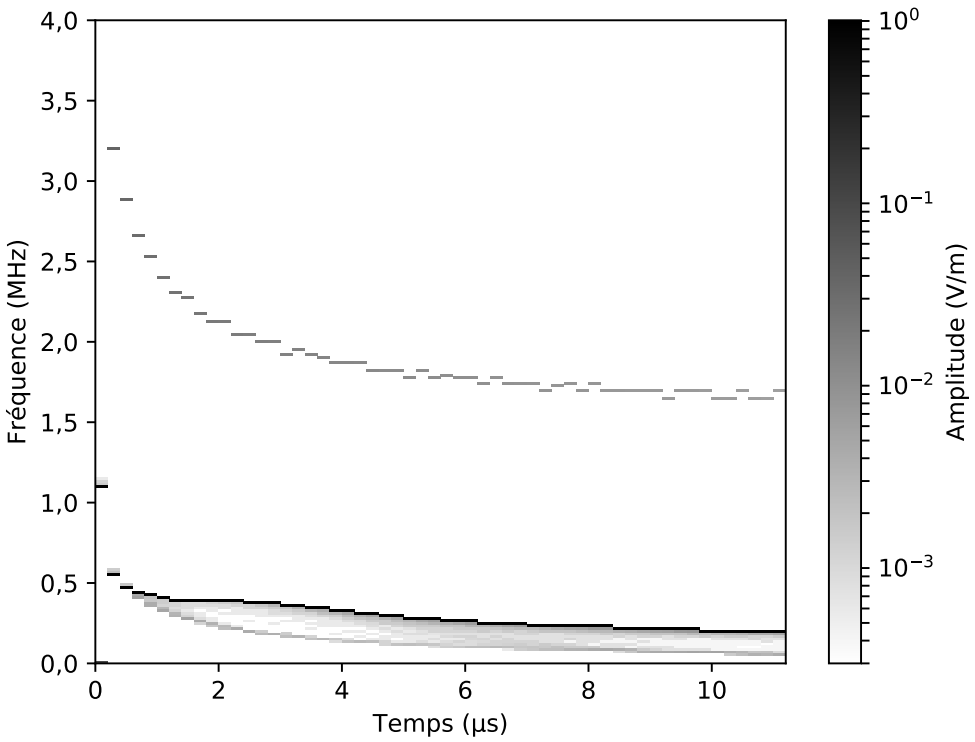


FIGURE 2.18 – Amplitude des fréquences du signal temporel réfléchi lors d'une détente arrière

le modèle à p couches. Les résultats en vitesse et en indice de réfraction sont tracés sur les figures 2.19 et 2.20 respectivement. Ces courbes montrent que l'erreur sur la vitesse est importante, de l'ordre de 10 à 35 %. Cette erreur diminue au fur et à mesure du temps, avec le ralentissement de l'onde de choc et la transition vers un profil où la variation de vitesse et d'indice de réfraction est plus faible, pour $t > 3$ µs (voir les figures 2.16 et 2.17). Pour l'indice de réfraction du milieu sous choc, l'écart est plus faible et est compris entre 2,5 % et 4 %. Cette erreur semble tendre vers 3,5 %. Encore une fois, le modèle à deux couches surestime l'indice de réfraction du milieu sous choc. On constate que l'indice de réfraction sous choc d'après la simulation numérique peut être inférieur à celui du milieu non choqué, de l'ordre de 1,414. Cela est lié à une masse volumique plus faible que la valeur initiale, ce qui indique une détente et une possible traction dans le matériau. Le modèle à deux couches semble ne pas pouvoir retranscrire de tels comportements.

Pour étudier l'influence du modèle de permittivité choisi, les calculs sont refaits avec le modèle de LORENTZ LORENZ. Les résultats pour la fréquence du signal réfléchi par la dernière interface et le rapport d'amplitude sont donnés sur les figures 2.21 et 2.22. On constate que la fréquence est peu affectée par ce changement, l'écart est de l'ordre de quelques dizaines de kiloHz au maximum. Cependant, le rapport d'amplitude est plus affecté, avec un écart maximal de l'ordre de 27 %. Cette comparaison montre l'importance du bon choix du modèle de permittivité dans les simulations.

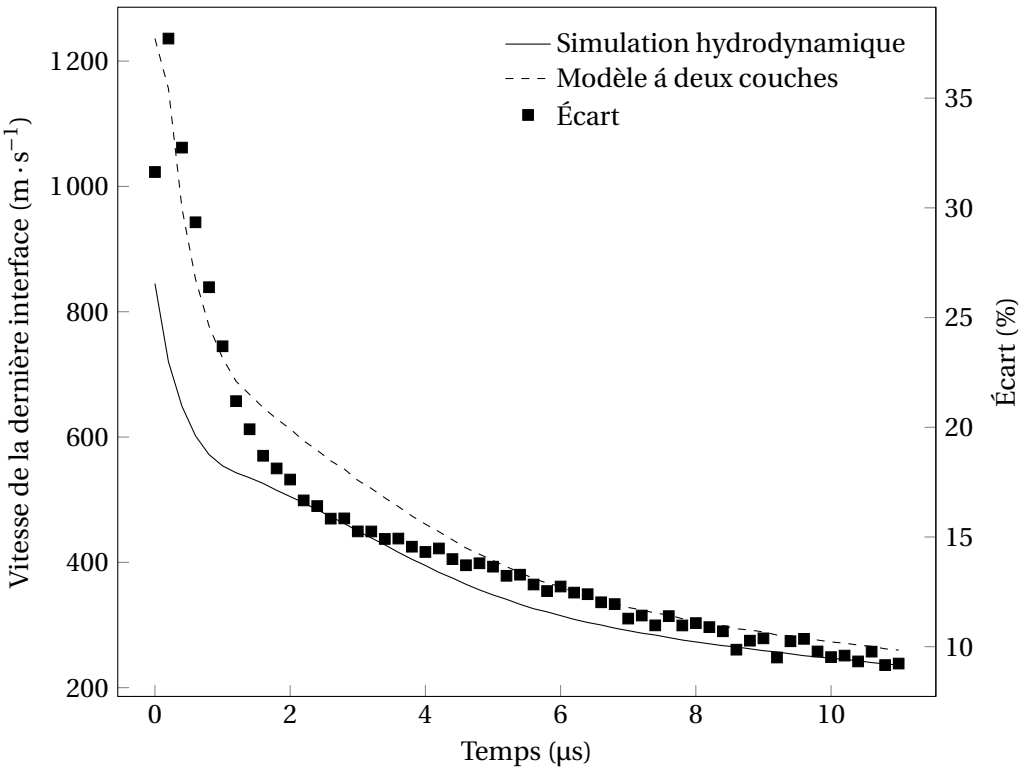


FIGURE 2.19 – Comparaison des vitesses de la dernière couche obtenues par simulation hydrodynamique et par le modèle à deux couches avec le signal réfléchi calculé par le modèle à p couches

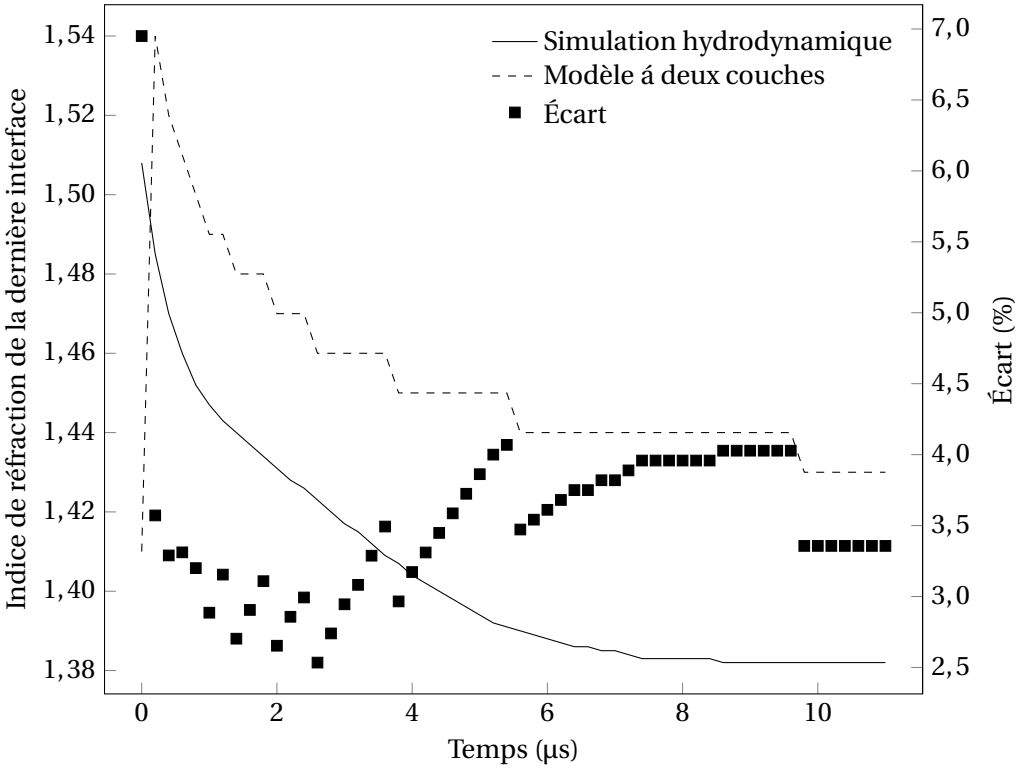


FIGURE 2.20 – Comparaison des indices de réfraction de la dernière couche obtenus par simulation hydrodynamique et par le modèle à deux couches avec le signal réfléchi calculé par le modèle à p couches

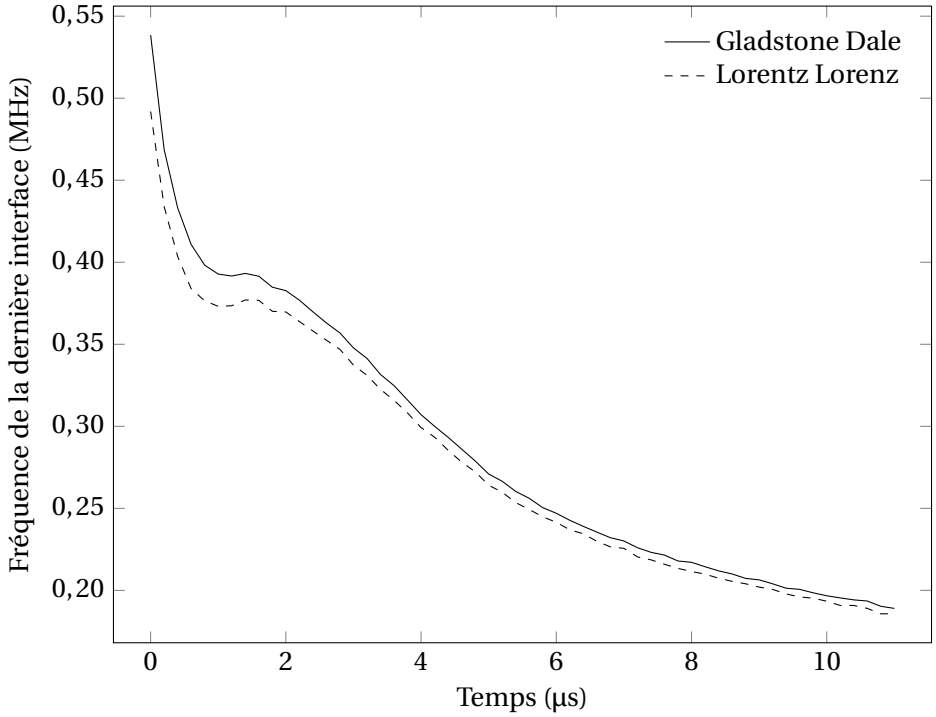


FIGURE 2.21 – Influence du modèle d'évolution de la permittivité relative avec la masse volumique sur la fréquence du signal réfléchi par la dernière couche

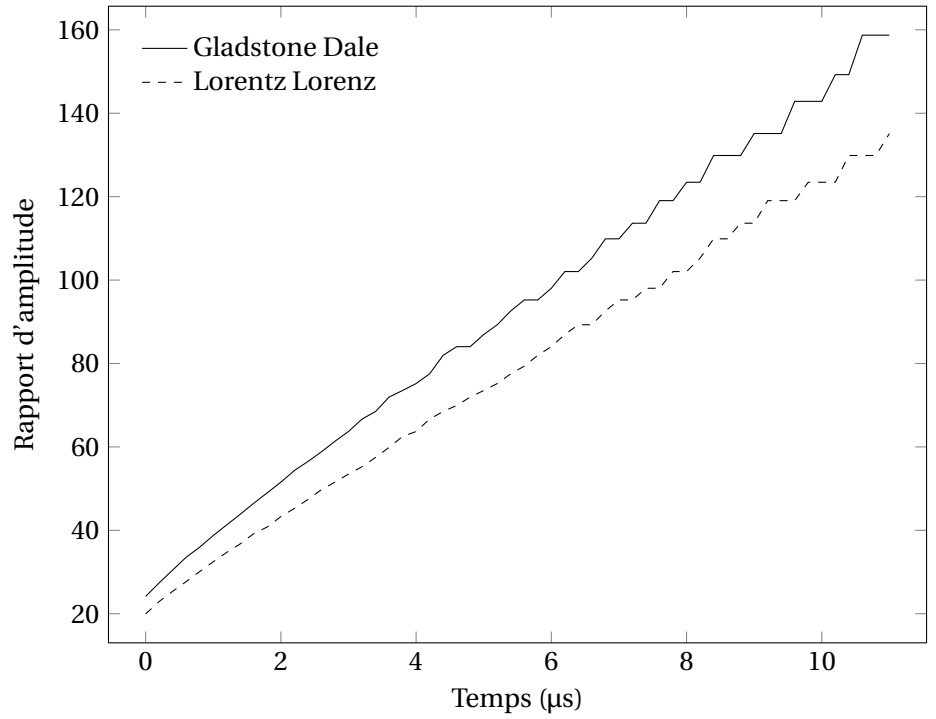


FIGURE 2.22 – Influence du modèle d'évolution de la permittivité relative avec la masse volumique sur le rapport d'amplitude

2.3.6.4 Influence des détentes latérales

Un autre phénomène d'intérêt en amont du choc est l'influence des détentes latérales. Ce phénomène provient de la différence de pression entre le bord de l'échantillon et le matériau sous choc. Une onde de détente latérale est alors générée. L'influence de ces détentes peut donc se voir lorsque la longueur d'un échantillon est grande devant son diamètre. Avec un angle de détente classique de 45°, l'épaisseur de l'échantillon doit être supérieure au rayon de l'échantillon pour observer ces effets. Pour s'affranchir des détentes arrières étudiées plus haut, on simule ici un choc créé par un impacteur suffisamment long pour que la détente arrière ne débouche dans la cible que lorsque le choc a parcouru toute l'épaisseur de celle-ci. On s'intéresse encore au PMMA. On utilise le code Ouranos pour pouvoir traiter les effets 2D. La cible simulée est un cylindre de diamètre et de longueur 50 mm, soit une épaisseur double par rapport au rayon. L'impacteur est un cylindre d'aluminium de mêmes dimensions en PMMA. Les deux objets sont traités avec des équations d'état de type Mie-Grüneisen. La simulation est réalisée en 2D axi-symétrique avec 480 000 mailles carrées de côté initial 10 µm. Ce choix a été validée par une étude de convergence du maillage. Les conditions limites sont de type absorption sur les trois autres frontières du domaine. Pour étudier l'influence de la vitesse d'impact, plusieurs cas sont simulés. Les vitesses à l'impact sont comprises entre 400 et 2000 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ avec un pas de 400 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, ce qui équivaut à une pression d'impact comprise entre 7 et 50 kbar. Les profils de sortie sont extraits toutes les 100 ns dans l'épaisseur de la cible. Ces profils sont extraits aux ordonnées 0, 5, 10, 15, 20 et 25 mm. La configuration est présentée sur la figure 2.23.

L'évolution de la pression dans la cible peut être observée sur la figure 2.24 pour la vitesse d'impact 400 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. À $t = 5$ µs, le choc est soutenu sur l'axe de révolution, mais pas sur la périphérie de la cible, la zone 1D du choc soutenu diminue avec le temps. Lorsque l'onde latérale atteint l'axe de révolution, le choc n'est plus soutenu dans toute la cible. Une pression négative est alors observée, ce qui représente une contrainte de traction dans le matériau.

Pour chaque vitesse d'impact et chaque ordonnée d'étude, le modèle à plusieurs couches est appliqué. La figure 2.25 présente l'évolution de l'amplitude des différentes composantes fréquentielles du signal calculé. Comme lors de l'analyse précédente, deux fréquences ressortent principalement : une fréquence haute de faible amplitude que l'on associe à la réflexion de l'onde électromagnétique incidente sur l'onde de choc, et une fréquence basse de forte amplitude qui est associée à la réflexion sur l'impacteur.

Pour aller plus loin dans l'étude, on peut étudier l'évolution de la fréquence réfléchie en fonction de l'ordonnée à vitesse d'impact fixée, et l'évolution de la fréquence réfléchie en fonction de la vitesse d'impact à ordonnée fixée. Le premier cas est particulièrement d'intérêt pour aider à la compréhension des résultats expérimentaux, lorsque l'appareil de mesure n'est pas centré sur la

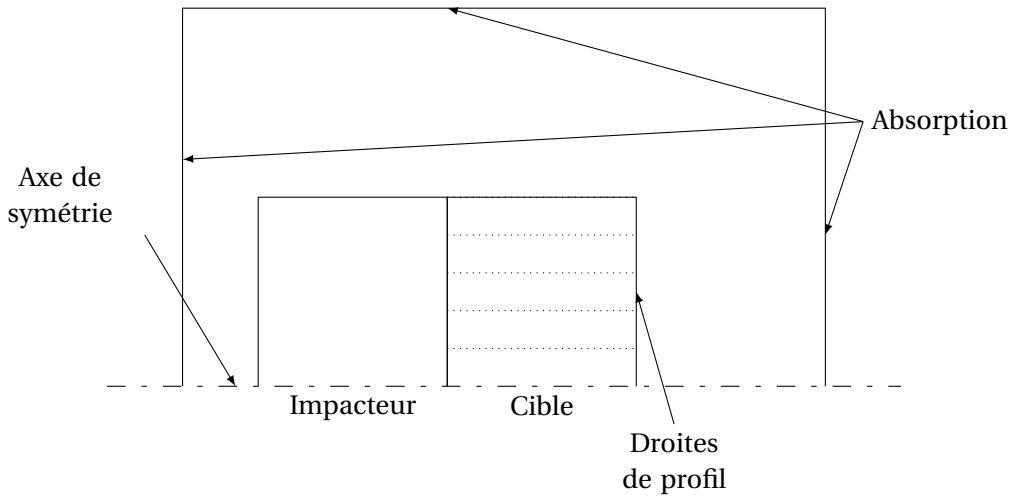
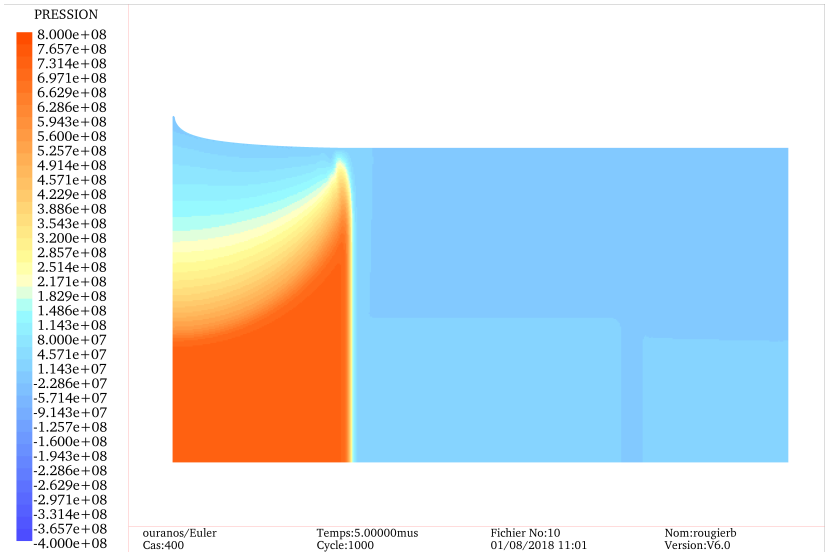
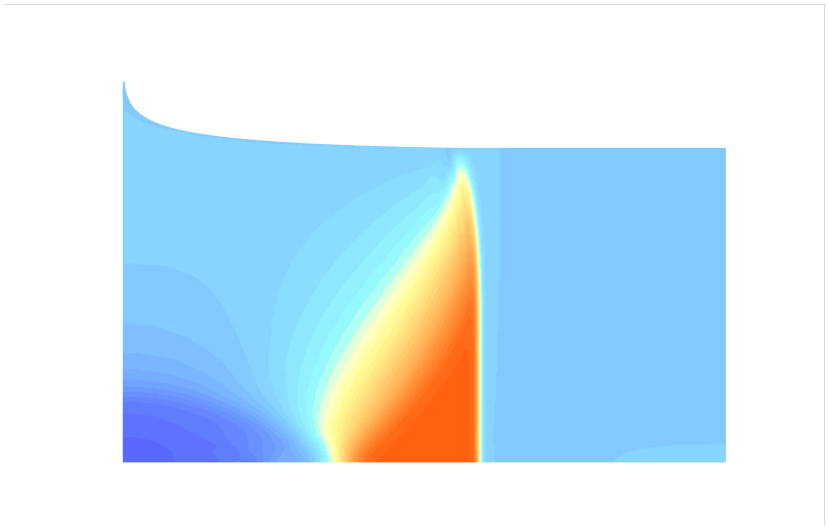


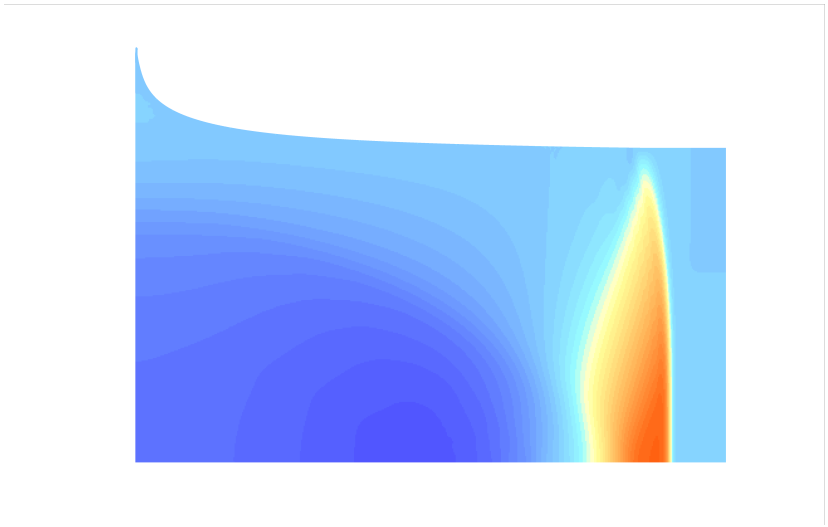
FIGURE 2.23 – Configuration de la simulation pour l'étude des détentes latérales



(a) $t = 5\,\mu s$



(b) $t = 10\,\mu s$



(c) $t = 15\,\mu s$

FIGURE 2.24 – Évolution de la pression dans la cible pour une vitesse d'impact de $400\ m \cdot s^{-1}$

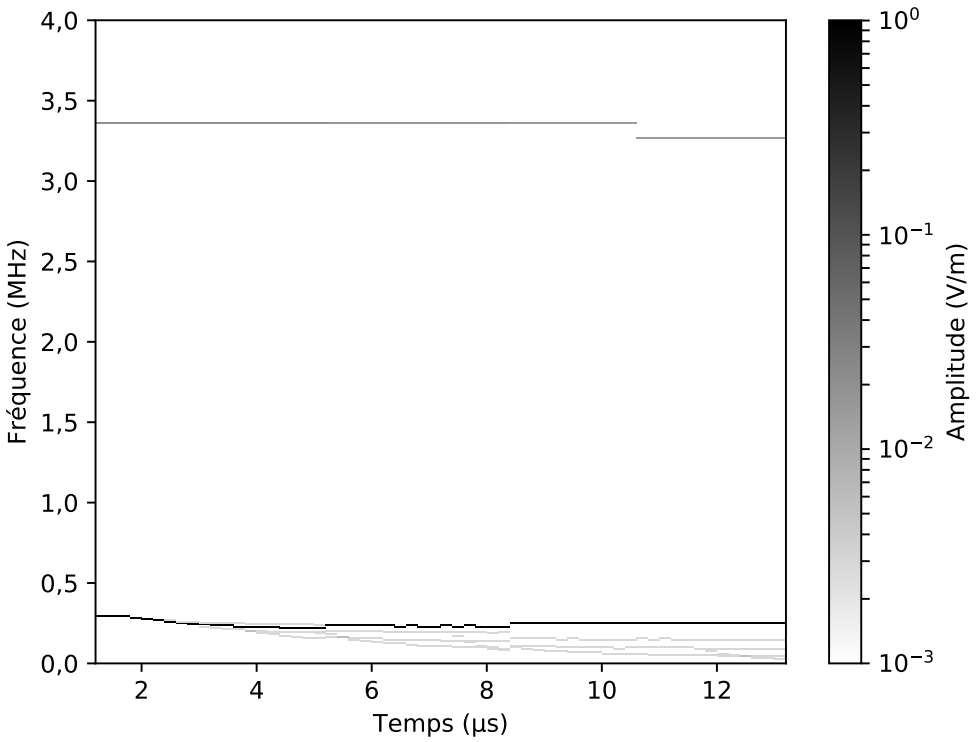
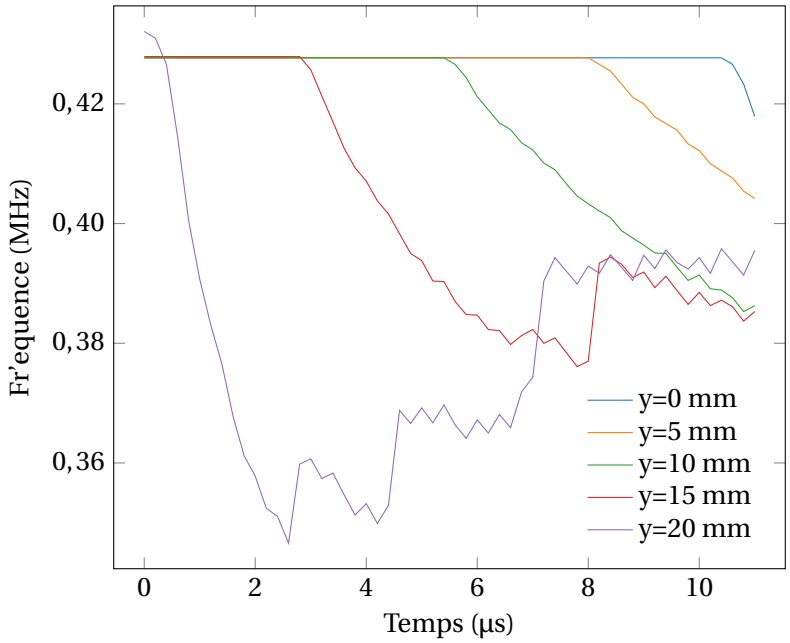


FIGURE 2.25 – Amplitude des fréquences du signal temporel réfléchi à l'ordonnée $y = 20$ mm à la vitesse d'impact 800 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$

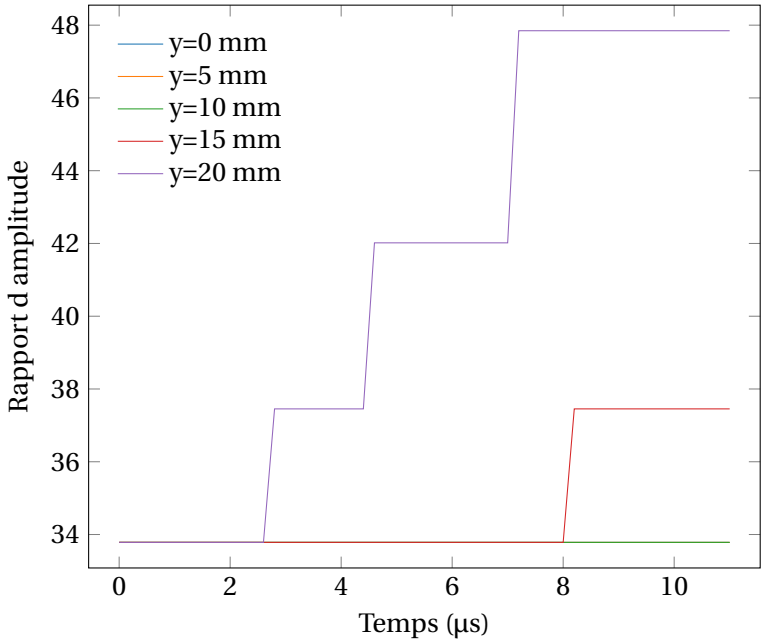
cible.

Pour le premier cas, la figure 2.26 présente l'évolution de la fréquence du champ réfléchi calculé par le modèle multi-couches par l'impacteur et celle du rapport d'amplitude comme défini dans le chapitre sur le modèle à deux couches. La fréquence associée à la réflexion sur l'impacteur pour les profils excentrés commence par diminuer puis augmente, comme présenté sur la figure 2.27a. Cette variation est plus rapide pour les profils excentrés. L'écart maximal pour le profil le plus excentré est de l'ordre de 15 %. Le rapport d'amplitude augmente avec le temps pour les profils excentrés, comme présenté sur la figure 2.27b, ce qui cohérent avec la diminution de la pression du choc par l'onde de détente latérale. En effet, le choc est de moins en mois fort à cause des effets de la détente. Le saut de permittivité relative est donc moins important, l'amplitude réfléchie diminue donc. La variation se produit plus tôt pour les profils excentrés, ce qui est cohérent avec le sens de propagation de l'onde de détente. La variation pour le profil le plus excentré est de l'ordre de 45 %. Pour les profils au centre de la cible, cette variation n'est pas observée. Ces observations montrent que la position de la sonde de l'appareil de mesure doit soigneusement être vérifiée.

L'influence de la vitesse d'impact peut être étudiée en observant les différents cas sur la même ordonnée de mesure. La figure 2.27 présente les résultats pour la fréquence associée à la réflexion sur l'impacteur et pour le rapport d'amplitude. Les comportements observés sont similaires. De manière cohérente, pour les chocs les plus intenses, les variations se produisent plus tôt car les détentes latérales sont elles aussi plus rapides. La fréquence du signal réfléchi par l'impacteur montre un décalage de l'ordre de 0,5 µs environ entre les deux vitesses d'impact extrêmes. Cependant, la variation entre le maximum et le minimum de fréquence est plus importante (11 %) pour l'impact à la vitesse la plus faible que pour l'impact à la vitesse la plus élevée (6 %). L'évolution des propriétés du choc (vitesse, saut de permittivité, profil de vitesse) n'est pas linéaire avec la vitesse d'impact, les paramètres d'intérêt du signal réfléchi ne le sont pas non plus.

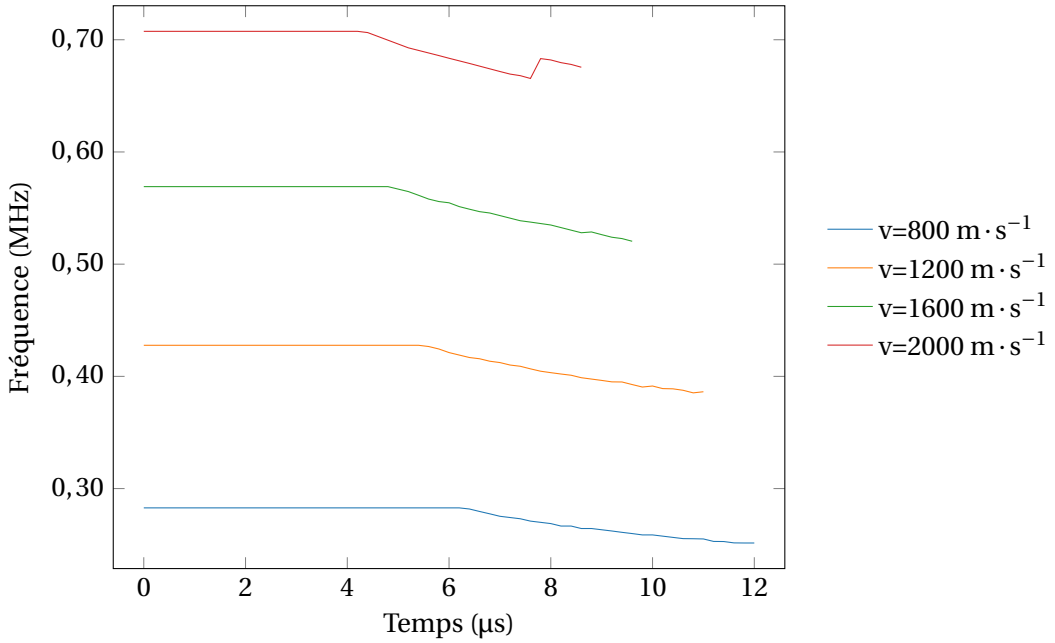


(a) Fréquence associée à la réflexion sur l'impacteur en fonction du temps et de l'ordonnée de mesure

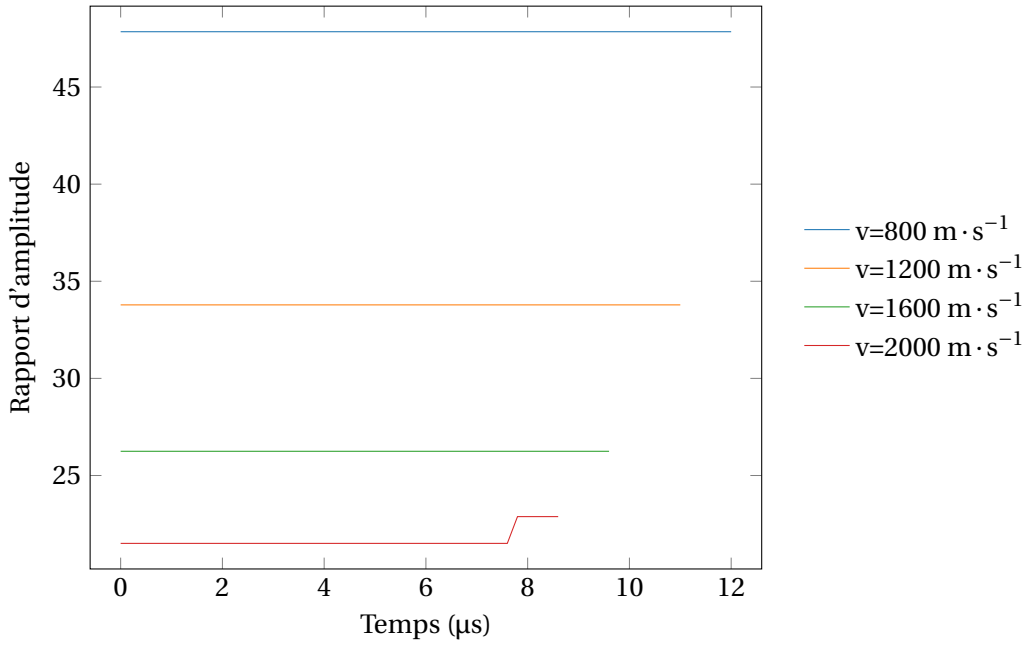


(b) Rapport d'amplitude en fonction du temps et de l'ordonnée de mesure

FIGURE 2.26 – Évolution de la fréquence et du rapport d'amplitude pour une vitesse d'impact à 1200 $m \cdot s^{-1}$



(a) Fréquence associée à la réflexion sur l'impacteur en fonction du temps et de la vitesse d'impact



(b) Rapport d'amplitude en fonction du temps et de la vitesse d'impact

FIGURE 2.27 – Évolution de la fréquence et du rapport d'amplitude à l'ordonnée 10 mm

TABLEAU 2.9 – Différence entre les valeurs obtenues par simulation hydrodynamique et par le modèle à deux couches pour l'étude des détentes latérales avec les valeurs calculées par le modèle à plusiseurs couches

Vitesse d'impact ($m \cdot s^{-1}$)	Ordonnée (mm)	Écart max sur V_2 (%)	Écart moyen sur V_2 (%)	Écart max sur n_2 (%)	Écart moyen sur n_2 (%)
800	0	0,02	0,01	0,00	0,00
	5	0,88	0,11	1,75	0,21
	10	1,69	0,43	2,34	0,66
	15	2,66	1,16	2,92	1,29
	20	4,57	3,19	2,36	1,66
1200	0	0,18	0,02	1,15	0,03
	5	0,80	0,11	2,30	0,28
	10	1,43	0,39	3,45	0,81
	15	2,66	1,10	3,46	1,51
	20	4,44	3,09	2,92	2,04
1600	0	0,07	0,07	0,02	0,02
	5	0,63	0,13	1,68	0,25
	10	1,25	0,37	3,37	0,84
	15	2,42	1,02	2,84	1,55
	20	4,08	2,90	2,89	2,21
2000	0	0,07	0,07	0,02	0,02
	5	0,52	0,12	2,20	0,29
	10	1,17	0,33	2,77	0,89
	15	2,18	0,96	3,35	1,57
	20	4,17	2,78	3,41	2,28

Pour compléter l'étude de l'influence des détentes latérales, il est intéressant d'appliquer le modèle à deux couches et de comparer les résultats aux données de simulation pour calculer l'erreur réalisée en négligeant l'effet des détentes latérales. Ces écarts sont donnés dans le tableau 2.9. On constate que l'écart moyen est faible, inférieur à 1 % pour les ordonnées inférieures ou égales à 10 mm. Lorsque la mesure est réalisée sur la périphérie de l'échantillon, l'écart maximal est de 3,2 % pour la vitesse matérielle, et 2,3 % pour l'indice de réfraction de la dernière couche. L'écart maximal est inférieur à 5 % pour la vitesse matérielle et 3,4 % pour l'indice de réfraction. Cet écart est maximal à la fin de la mesure, entre 2,28 et 4,17 %, lorsque la détente a le plus modifié l'écoulement. Ces résultats montrent que l'on peut raisonnablement réaliser la mesure sur un axe différent de celui de révolution de la cible. On remarque que pour une vitesse d'impact plus élevée, les résultats en vitesse sur la périphérie présentent un écart moindre que pour une vitesse d'impact plus faible. Cette conclusion n'est pas vraie pour l'indice de réfraction, où l'inverse est observé.

2.3.6.5 Comparaison de l'influence des détentes latérales et des détentes arrières

Afin de comparer les effets de différents phénomènes sur le signal réfléchi, on cherche à comparer l'influence simultanée des détentes latérales et des détentes arrières sur le champ réfléchi. Ces deux perturbations sont régulièrement rencontrées expérimentalement, lorsque la source de transmission de l'onde électromagnétique n'est pas centrée à l'arrière du matériau d'étude, ou lorsque l'échantillon d'étude est long par rapport à son diamètre. Pour étudier ces contributions, un cas d'impact d'un impacteur en aluminium sur une cible composée d'une plaque de transfert et d'un échantillon d'ontalite est présenté. Cette partie s'articule en deux temps, un premier consacré à la compréhension du phénomène hydrodynamique, et un second au traitement pour obtenir le champ électromagnétique réfléchi.

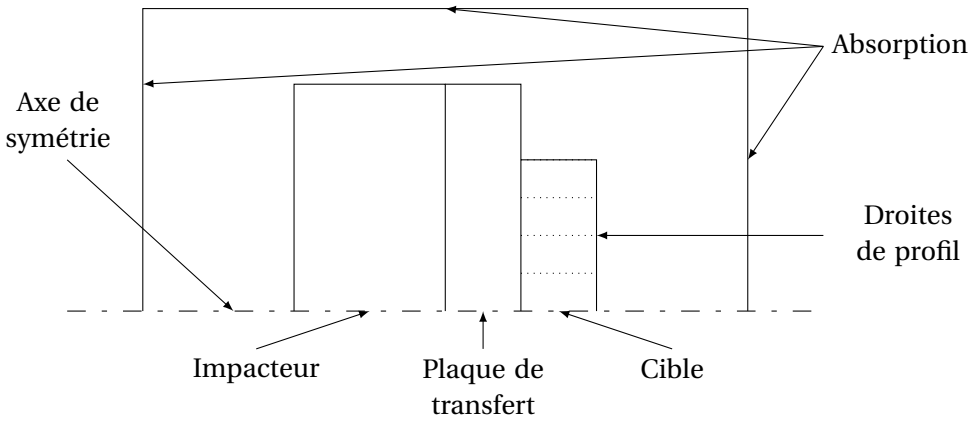


FIGURE 2.28 – Configuration de la simulation pour l'étude simultanée des détentes latérales et arrières

La configuration simulée consiste en un impacteur de diamètre 94 mm et d'épaisseur 15 mm projeté sur une plaque de transfert en aluminium de même diamètre et d'épaisseur 15 mm. Sur cette plaque est collé un échantillon d'ontalite de diamètre 50 mm et d'épaisseur 25 mm. La vitesse à l'impact est de 600 $m \cdot s^{-1}$. Pour étudier l'influence des effets 2D, c'est-à-dire des détentes latérales, les profils de vitesse matérielle et de masse volumique sont extraits à différents rayons : 0, 5, 10, 15, et 20 mm sur toute l'épaisseur du matériau, toutes les 0,1 µs. La simulation est réalisée en deux dimensions avec un axe de révolution. Les conditions aux limites utilisées sont de type absorption. La figure 2.28 présente la configuration simulée. L'aluminium est représenté par des lois élastoplastiques de type Johnson Cook et par une équation d'état Mie-Grüneisen. L'ontalite suit l'équation d'état de Mie-Grüneisin déterminée par CHUZEVILLE [3]. Après une étude de convergence, le nombre de mailles retenu est de $1200 \times 1600 = 1920000$. Le temps total simulé est de 9 µs.

Les profils de pression sont tracés à différents temps et pour chaque ordonnée sur la figure 2.29. Pour tous les profils sauf le plus excentré, un plateau est d'abord observé. Les détentes arrières et latérales modifient ensuite ce plateau et diminuent la pression derrière le choc. On peut s'en assurer en traçant la position du choc à chaque pas de temps sur la figure 2.30. On exclut de notre étude le profil le plus excentré pour lequel le choc n'est pas discernable dans les résultats. À l'ordonnée 20 mm, le choc est ralenti environ 4 µs après l'impact. Pour l'ordonnée 15 mm, le ralentissement se produit environ 6 µs après l'impact. Pour les autres ordonnées, le choc se déplace à vitesse constante tout au long de l'expérience. On s'attend donc à avoir une variation de la fréquence associée au choc pour les deux profils les plus excentrés.

On suppose que la variation de la permittivité avec la masse volumique de l'ontalite soit de type Gladstone Dale, on peut obtenir les profils d'indice de réfraction. L'impact du choix arbitraire d'une loi d'évolution de la permittivité a été traité plus haut dans ce document. Avec ces profils et en intégrant la vitesse du choc, on peut calculer les paramètres du signal réfléchi à chaque ordonnée. Un exemple pour l'abscisse $y = 5$ mm est donné sur la figure 2.31. Deux fréquences sont visibles, avec la même phénoménologie que précédemment. La fréquence associée au choc est constante puisque la vitesse de ce dernier l'est aussi. La fréquence de la dernière couche est constante, puis décroît légèrement. Cette variation est associée à la modification des profils de vitesse et de masse volumique dans le milieu choqué. Pour aller plus loin, il est intéressant de comparer l'évolution de ces fréquences en fonction de l'ordonnée. Les figures 2.32 et 2.33 présentent ces résultats. La fréquence haute est constante pour les deux profils les plus centrés. Le profil à $y = 10$ mm est constant jusqu'au dernier pas de temps, ce qui indique une légère décroissance de la vitesse du choc en fin d'échantillon. Les deux profils les plus excentrés montrent une décroissance plus rapide de la fréquence. Pour la fréquence basse, l'analyse est plus complexe. Aucun des profils n'est constant pendant toute la durée de l'expérience. La fréquence pour chaque ordonnée est d'abord constante puis décroît. La diminution intervient dans l'ordre des ordonnées décroissantes, ce qui correspond à l'arrivée de l'onde de détente latérale à l'ordonnée étudiée. Cependant,

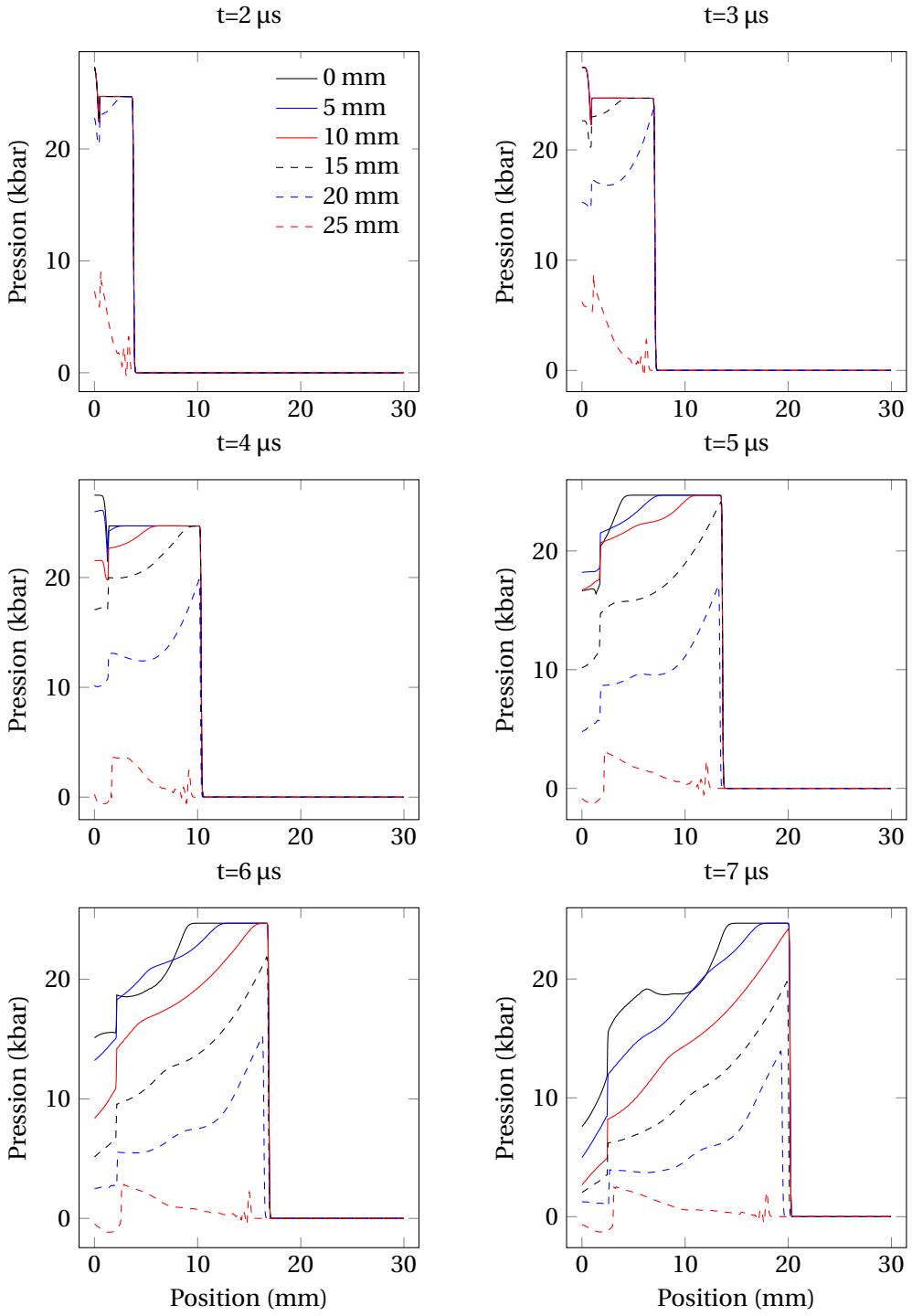


FIGURE 2.29 – Profils de pression à différentes ordonnées et à différents temps dans l'ontalite

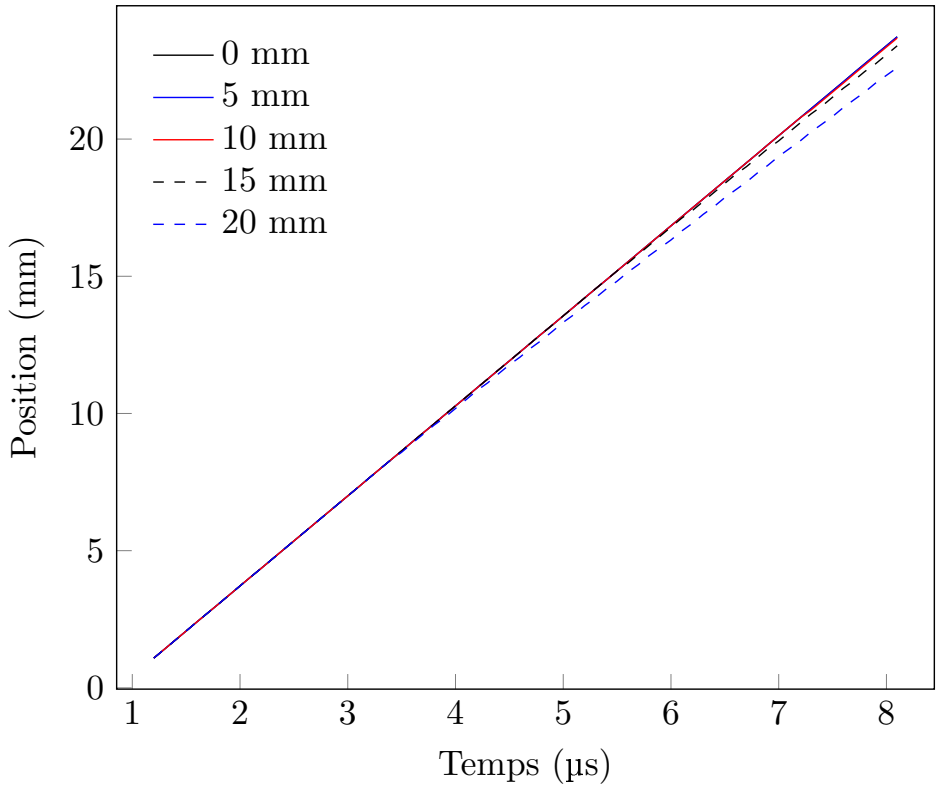


FIGURE 2.30 – Comparaison des positions du choc en fonction du temps pour différentes abscisses

la détente dont les effets sont prépondérants n'est pas la même pour chaque ordonnée. En effet, il faut également prendre en compte l'influence de la détente arrière. On peut ainsi observer que les profils les plus centrés sont plus modifiés que les profils excentrés à partir d'environ 5,5 µs. En observant les relevés de pression de la figure 2.29, on peut voir que le profil au centre est affecté par la détente arrière avant la détente latérale. Il est également intéressant d'observer que la fréquence pour le profil le plus excentré décroît puis croît au delà de sa valeur initiale. Les fréquences des profils $y = 10$ mm et $y = 15$ mm amorcent cette croissance à la fin de la simulation numérique. Pour pousser plus loin l'analyse, on applique le modèle à deux couches avec les paramètres déterminés pour le choc et pour la dernière interface par le modèle multi-couches. Les deux profils les plus intéressants à traiter sont le cas $y = 0$ mm et $y = 20$ mm, pour lesquels les déviations sont maximales. Les résultats à chaque pas de temps sont comparés à ceux de la simulation numérique hydrodynamique sur les figures 2.34 et 2.35. L'écart avec la simulation est faible, au maximum de 2 à 3 % pour la vitesse matérielle et l'indice de réfraction, en fonction de l'ordonnée. L'accord est globalement meilleur pour l'ordonnée $y = 0$ mm du fait d'une perturbation moindre. L'écart s'accroît avec l'irrégularité du profil. Ces résultats montrent que le modèle à deux couches peut parfois être appliqué pour mesurer la vitesse à l'interface matériau sous choc/plaque de transfert des cas non soutenus. L'utilisation du modèle à deux couches dans de tels cas doit cependant être validée par une approche similaire à celle développée ici. On note que si une autre loi d'évolution de la permittivité est utilisée, les résultats énoncés ici peuvent être différents.

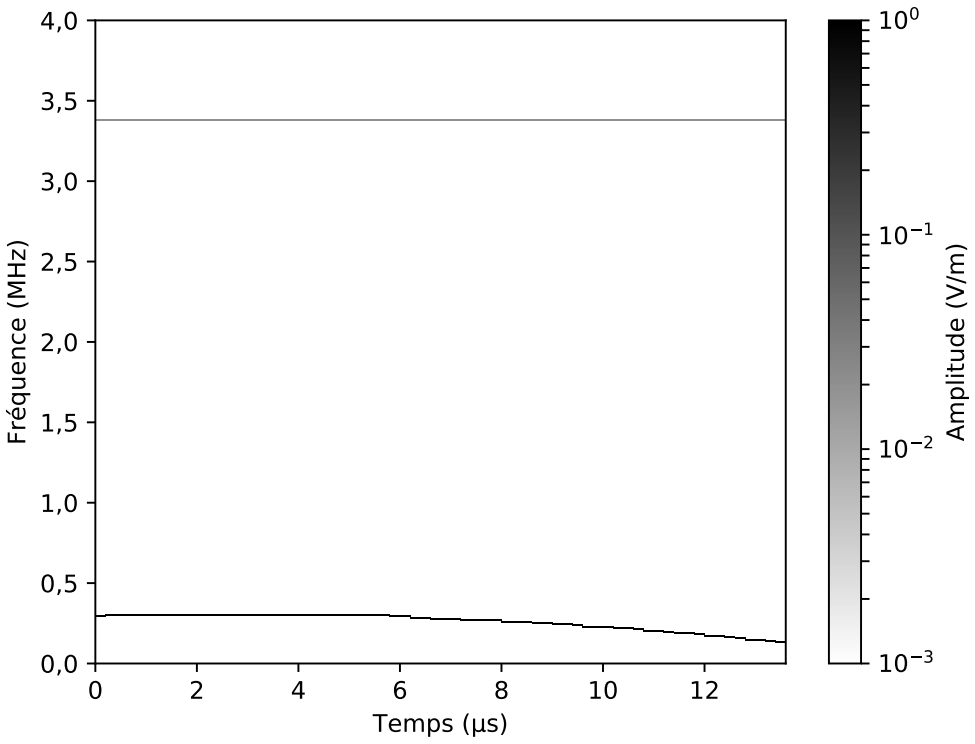


FIGURE 2.31 – Amplitude des fréquences du signal temporel réfléchi à l'ordonnée $y = 5$ mm avec le modèle multi-couches

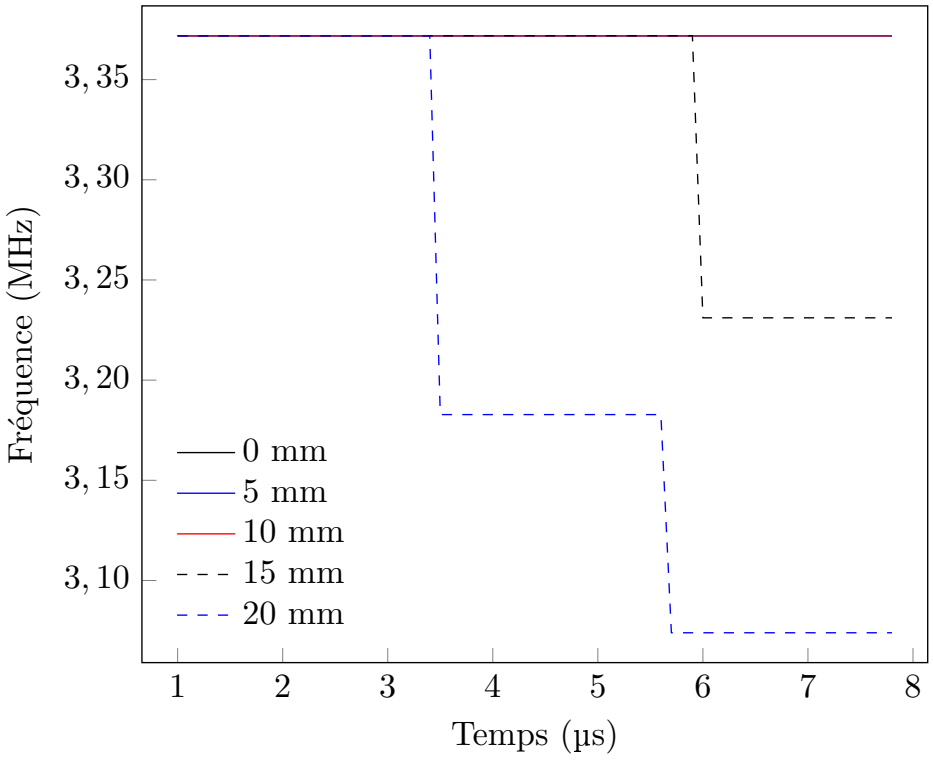


FIGURE 2.32 – Comparaison de la fréquence associée au choc en fonction de l'ordonnée avec le modèle multi-couches

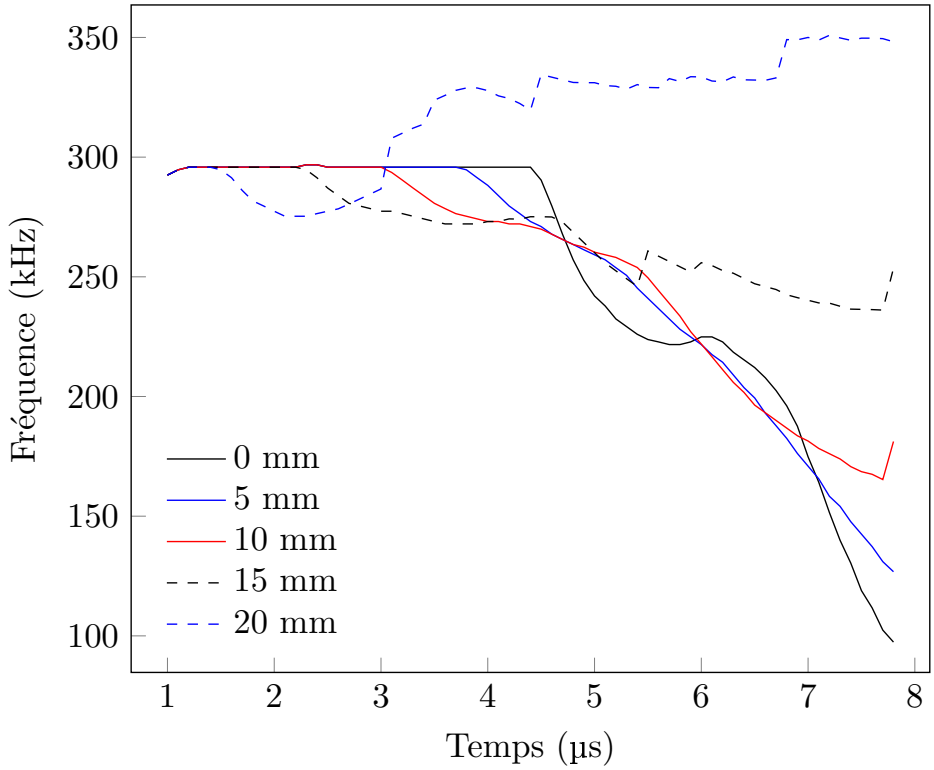


FIGURE 2.33 – Comparaison de la fréquence associée à la dernière interface en fonction de l'ordonnée avec le modèle multi-couches

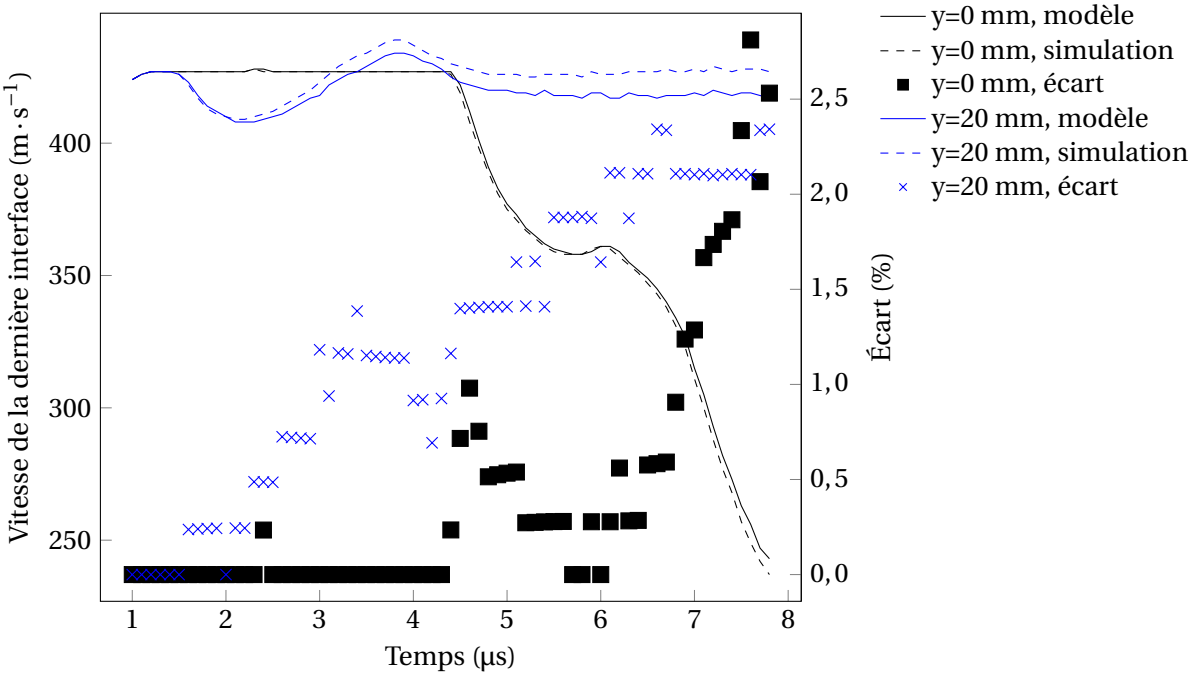


FIGURE 2.34 – Comparaison des vitesses de la dernière couche obtenues par simulation hydrodynamique et par le modèle à deux couches avec le signal réfléchi calculé par le modèle à p couches pour $y = 0$ mm et $y = 20$ mm

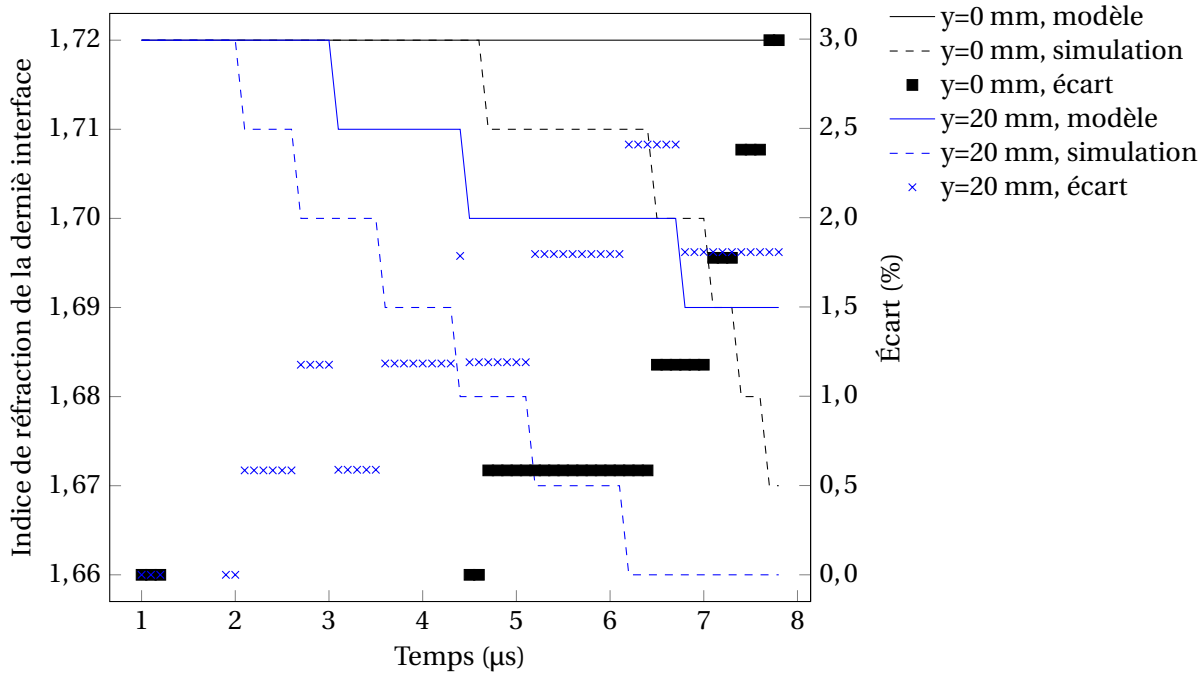


FIGURE 2.35 – Comparaison des indices de réfraction de la dernière couche obtenus par simulation hydrodynamique et par le modèle à deux couches avec le signal réfléchi calculé par le modèle à p couches pour $y = 0$ mm et $y = 20$ mm

2.3.7 Conclusion

La présente section a pour objet de présenter un modèle de propagation des ondes électromagnétiques à travers les ondes de choc. Après une présentation des limites des approches classiques, un modèle de trajets est proposé. Cette approche est une extension du modèle à deux couches présenté précédemment et permet de traiter des phénomènes non soutenus. Des exemples d'application pour étudier l'influence des aller-retours de chocs dans les impacteurs, des détentes arrières et latérales sont présentés afin de démontrer les possibilités de la méthode. Cette approche met en exergue les phénomènes importants qui influent sur les résultats.

Quatre cas d'études non soutenus différents ont été traités pour étudier l'influence phénoménologique des détentes. Tout d'abord, un impacteur fin a été simulé pour étudier les effets des aller-retours dans ce dernier, ainsi que l'arrivée d'une détente arrière. Ensuite, la simulation de la détonation d'un explosif en contact avec un matériau inerte a permis d'observer l'influence des détentes arrières. Les détentes latérales ont également été étudiées avec la simulation d'un impact plan entre deux cylindres suffisamment longs pour voir l'influence de ces détentes sans générer de détente arrière. Ce cas a été traité avec différentes vitesses à l'impact. Enfin, un cas d'étude réel a été présenté, combinant aller-retours dans une plaque de transfert et les effets des détentes latérales et arrières. Les observations effectuées dans chacun de ces cas sont résumées dans le tableau 2.10. Il convient de noter que la vitesse du choc n'est pas étudiée dans cette section, puisqu'elle ne dépend pas de l'état du matériau choqué.

Plusieurs résultats sont à noter. Le traitement du cas d'un impacteur fin met en lumière l'influence plus importante de la détente arrière par rapport aux aller-retours d'onde. Même si cette conclusion semble être supportée par les calculs hydrodynamiques réalisés, il faut remarquer que la simulation pour l'effet de la détente arrière est réalisée avec une pression à l'entrée très supérieure à celle des autres simulations, de l'ordre de 70 kbar contre 10 à 25 kbar. Dans cette simulation, l'écart décroît fortement en même temps que la pression dans le matériau diminue, d'envionr 30 à 10 %. L'étude de l'effet des détentes latérales montre que l'erreur commise en déportant la mesure sur l'extérieur de l'axe est limitée à 4,6 % au maximum. Le cas avec les détentes laté-

rales et arrières combinées montre que l'écart avec la simulation est très faible, de l'ordre de 3 % au maximum. Les erreurs calculées ici sont celles obtenues en utilisant le modèle à deux couches avec les données de sortie du modèle à plusieurs couches. Ces résultats montrent qu'il est possible d'utiliser le modèle à deux couches pour résoudre la vitesse de l'interface entre le milieu sous choc et la plaque de transfert ou l'impacteur des cas non soutenus en simulant soigneusement le cas expérimental pour quantifier les erreurs commises. Toutefois, la pertinence de cette approche est limitée à la validité de la loi d'évolution de la permittivité relative choisie.

TABLEAU 2.10 – Synthèse des effets des perturbations

Phénomène d'étude	Pression max. dans la cible (kbar)	Écart max. sur V_2 (%)	Écart max. sur n_2 (%)	Écart moyen sur V_2 (%)	Écart moyen sur n_2 (%)	Notes
Impacteur fin	20,3	73,1	2,3	68,4	1,9	Cas 1D avec GODLAG
Détente latérale	50	4,6	3,4	1	1	Cas 2D avec OURANOS, influence de l'ordonnée et de la pression étudiée
Détente arrière	130	37,7	7	14,8	3,5	Cas 1D réactif avec GODLAG
Détente arrière et latérale	24,7	2,8 sur l'axe, 2,3 en périphérie	3,0 sur l'axe, 2,4 en périphérie	0,4 sur l'axe, 1,2 en périphérie	0,5 sur l'axe, 1,2 en périphérie	Cas 2D avec OURANOS, influence de l'ordonnée étudiée

2.4 Conclusion du chapitre

L'enjeu de chapitre est de proposer différents modèles de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu soumis à une sollicitation par choc. Un premier modèle à deux couches traitant le cas des chocs soutenus est proposé et permet de rendre compte des deux composantes principales qui constituent le signal mesuré. Cette approche se place dans le cadre d'un milieu sans pertes et homogène. Les propriétés mécaniques et diélectriques sont considérées constantes derrière le front de choc. Avec ces hypothèses, il est possible de relier les fréquences réfléchies et leurs amplitudes à la vitesse du choc, la vitesse matérielle et la permittivité du milieu choqué. Une expression analytique est développée et permet de résoudre le problème. Le calcul explicite de la permittivité du milieu choqué constitue un atout majeur de ce modèle à deux couches. Une discussion sur l'influence des pertes est menée et montre que leur prise en compte pourrait permettre de mieux calculer les paramètres d'entrées du modèle. Ensuite, le modèle est étendu à des cas plus complexes. L'idée développée ici est alors d'augmenter le nombre de couches considérées, en passant de deux à un nombre représentatif pour l'expérience. Cette approche ne permet cependant plus de résoudre le problème de manière analytique. De plus, le nombre de variables inconnues augmente, car on considère un profil variant dans le temps et l'espace, plutôt qu'une valeur constante comme dans le modèle à deux couches. La méthodologie de traitement proposée consiste à simuler l'expérience à l'aide d'un code numérique hydrodynamique. Les résultats sont traités pour inclure la vitesse du choc et opérer une conversion entre masse volumique et permittivité relative. Cette étape constitue une seconde limitation du modèle proposé. En effet, comme énoncé précédemment, les modèles de la littérature ne sont pas forcément valides pour le matériau, dans la bande de fréquence de l'étude. Avec les profils spatiaux de la vitesse matérielle, de la masse volumique et de la vitesse du choc obtenus, les fréquences, les amplitudes et les phases des signaux de sortie peuvent être calculées. Différents cas sont étudiés pour observer l'influence des conditions de choc non soutenu. La simulation de cas où les détentes arrières et/ou latérales modifient l'écoulement montrent que des différences importantes peuvent être observées en fonction de la pression dans le matériau d'étude.

Après cette étape théorique, il est nécessaire de confronter ces deux modèles, à deux couches et multi-couches à des essais pour en tester la validité.

Chapitre 3

Validation expérimentale

3.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est de présenter les campagnes de validation expérimentale pour les deux modèles développés. Trois matériaux différents sont étudiés : une composition à base de TATB, le PMMA, et une ontalite. Les résultats du modèle à deux couches et à plusieurs couches peuvent ainsi être confrontés à des résultats de mesure. Par ailleurs, une approche par réseau de neurones est proposée pour l'inversion du modèle à plusieurs couches. Cette approche est appliquée au modèle à deux couches en tant que cas de validation. Enfin, comme il a été établi que la permittivité est un facteur clé de la mesure, des travaux de détermination pour différents explosifs sont alors décrites et discutées.

3.2 Modèle à deux couches

3.2.1 Introduction

Pour valider l'approche développée pour traiter le cas des chocs soutenus, des essais d'impact plan soutenu ont été réalisés. Des essais déjà réalisés sur une composition à base de TATB avant les travaux de thèse permettent une première confrontation. Par la suite, des essais dédiés sur du PolyMéthyl MétAcrylate (PMMA) et sur une ontalite ont été menés. Ces trois campagnes sont présentées et les résultats obtenus avec la méthode proposée sont exploités.

3.2.2 Présentation du radio-interféromètre

Le radio-interféromètre utilisé est composé d'un cristal oscillateur de fréquence d'oscillation 100 MHz. Par le biais de multiplicateurs de fréquence, ce signal est porté à 94 GHz à l'émission. Le signal mesuré passe à travers des mélangeurs et une diode pour ne garder que le signal en bande de base, c'est-à-dire le décalage fréquentiel par rapport à la fréquence d'émission. Cet interféromètre est de type Michelson. Un cône de transmission en téflon est lié par un guide d'onde également en téflon à la source d'émission. Ce guide d'onde plein est de section rectangulaire de dimensions 2 mm × 1 mm. Ces dimensions sont un standard russe, proche du standard WR10. La longueur du guide d'onde est comprise entre 2 et 5 m. Le cône de transmission et le guide souple sont collés entre eux. L'applicateur est ensuite positionné sur la face arrière de la cible à l'aide de colle ou de ruban adhésif. Un exemple d'intégration est montré sur la figure 3.1. L'interféromètre utilisé est similaire à l'appareil utilisé dans [81].

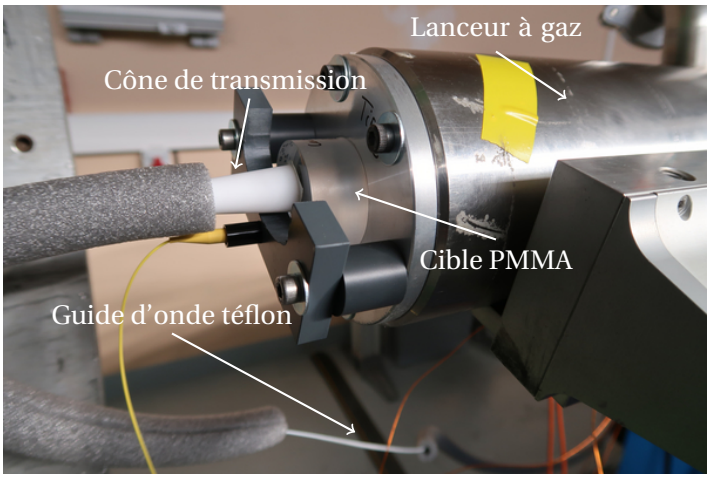


FIGURE 3.1 – Exemple d'intégration du radio-interféromètre pour des essais d'impact plan sur du PMMA avec le lanceur PYRENE du CEA Gramat

3.2.3 Campagne TATB

3.2.3.1 Présentation des essais

Des essais d'impact sur une composition à base de TATB ont été réalisés au CEA Gramat [158][71] pour rechercher son seuil de réactivité. Le signal réfléchi comporte deux composantes fréquentielles, ce qui a attiré l'intérêt sur la possibilité de mesurer simultanément la vitesse du choc et la vitesse matérielle. Les essais ont été réalisés avec deux lanceurs différents, DEIMOS, à gaz, et ARES, à poudre. Un impacteur en cuivre d'épaisseur 15 mm et de diamètre 85 mm est projeté sur une plaque de transfert en cuivre de 4 mm d'épaisseur. En face arrière de cette plaque, une cible d'épaisseur 30 mm est collée. L'interférométrie radiofréquence est utilisée pour obtenir la vitesse du choc, et un interféromètre optique permet de mesurer la vitesse de surface libre en face arrière. Quatre tirs ont été réalisés avec des vitesses d'impact de 770, 799, 848 et 1035 $m \cdot s^{-1}$.

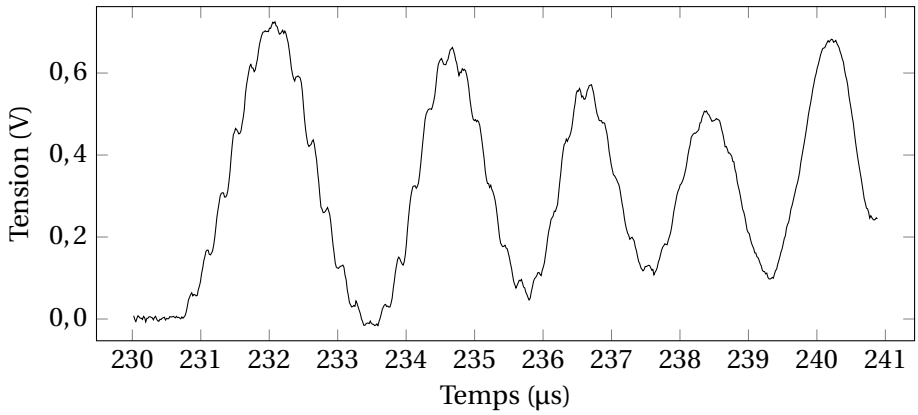
3.2.3.2 Résultats de mesure

La figure 3.2 montre deux signaux mesurés, pour les vitesses d'impact de 770 et 848 $m \cdot s^{-1}$. L'allure des signaux est très différente. Dans le cas de l'impact à 848 $m \cdot s^{-1}$ présenté sur la figure 3.2b, la composante de faible fréquence s'atténue rapidement dans le temps. L'amplitude de la composante de haute fréquence croît dans le même temps. Pour l'impact à 770 , présenté sur la figure 3.2a, l'amplitude de la composante de haute fréquence reste constante, la composante de basse fréquence s'atténue lentement. Quatre périodes sont observées. Le signal mesuré pour l'impact à 799 $m \cdot s^{-1}$ est similaire à celui dont la vitesse d'impact est 770 $m \cdot s^{-1}$, amis avec trois périodes observées. Le signal mesuré pour la vitesse d'impact de 1035 $m \cdot s^{-1}$ est similaire à celui dont la vitesse d'impact est 848 $m \cdot s^{-1}$. Deux phénomènes peuvent être à l'origine de la différence de comportement. D'une part, il est possible que les pertes diélectriques dans la composition à base de TATB sous choc soient importantes, ce qui expliquerait la diminution de l'amplitude du signal associé à l'impacteur. Cependant, pour les deux tirs à faible vitesse, cette décroissance n'est pas aussi prononcée que pour les deux essais à haute vitesse. Il est également possible qu'un début de réaction se produise dans cette composition.

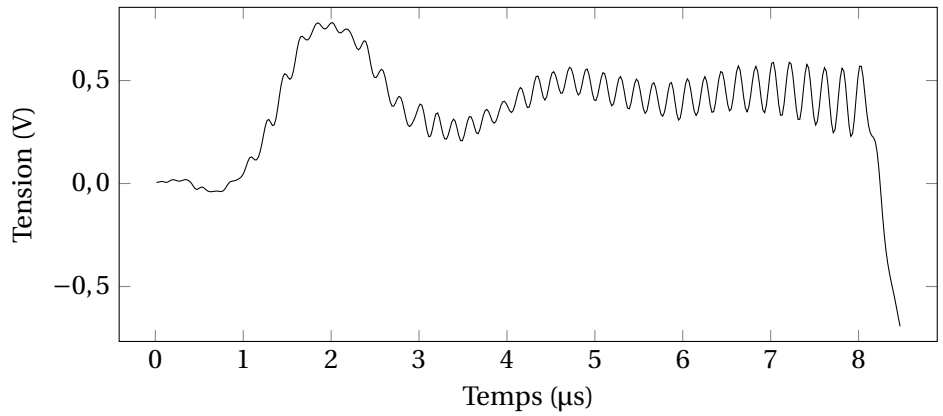
3.2.3.3 Traitement des signaux

Pour déterminer les paramètres d'entrée de ce modèle, deux étapes sont réalisées : une transformée de Fourier et un fit à l'aide de la formule (3.1).

$$S(t) = A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2). \tag{3.1}$$



(a) Signal mesuré pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 770\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$



(b) Signal mesuré pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 848\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

FIGURE 3.2 – Signaux mesurés par le radio-interféromètre lors d'essais sur la composition à base de TATB

TABLEAU 3.1 – Paramètres mesurés pour le traitement des essais d'impact plan sur des cibles à base de TATB

Vitesse d'impact ($m \cdot s^{-1}$)	f_1 (MHz)	± (%)	f_2 (kHz)	± (%)	R_a	± (%)
770	3,30	0,1	195	0,2	25,3	2,4
799	3,29	0,2	248	0,1	27,1	4,4
848	3,26	0,1	195	0,1	25,8	1,9
1035	3,22	0,2	201	0,3	27,0	6,3

TABLEAU 3.2 – Vitesse du choc V_1 et matérielle V_2 obtenues lors d'essais d'impact plan sur des cibles à base de TATB

Vitesse d'impact ($m \cdot s^{-1}$)	V_1 ($m \cdot s^{-1}$)	± (%)	V_2 ($m \cdot s^{-1}$)	± (%)	ε_2	± (%)
770	3837	1,3	673	10,5	5,60	0,9
799	3840	3,3	668	8,8	5,65	0,7
848	4038	3,2	679	8,8	5,67	0,7
1035	4169	3,2	802	19,8	5,98	1,7

Cette méthode en deux étapes permet de fixer une solution initiale et des bornes pour le fit avec la FFT. La seconde étape est nécessaire, car les temps de mesure sont courts, de l'ordre de 5 µs. L'incertitude sur les résultats de la FFT est donc grande. L'approche proposée permet de les réduire. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.1. Les incertitudes sont données à $k = 2$ en loi normale, ici et dans le reste du document. La détermination de ces paramètres a été réalisée sur la première période du signal de basse fréquence. Le signal pour le tir à la plus haute vitesse est fortement bruité, ce qui influe sur la qualité des paramètres obtenus. Une étape de filtrage passe-bas est réalisée pour cet essai. On suppose que l'effet des pertes ou du début de réaction n'affecte pas le début de l'expérience. On note que pour les deux essais à plus haute vitesse, le rapport d'amplitude est plus faible que pour l'impact à 799 $m \cdot s^{-1}$. Cela implique une atténuation du signal associé à l'interface impacteur/matériau sous choc, ce qui ajoute du poids à l'hypothèse d'un début de réaction. Des mesures simultanées de pression montrent une augmentation de la pression avec le temps, ce qui correspond bien à un début de réaction.

3.2.3.4 Résultats et discussion

On peut alors appliquer le modèle à deux couches pour obtenir la vitesse du choc et la vitesse matérielle, ainsi que la permittivité de la composition à base de TATB sous choc. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.2. On peut constater que les incertitudes sont plus grandes pour le tir à la vitesse la plus élevée. La qualité du signal mesuré est fondamentale pour une bonne détermination des paramètres. Chacun de ces essais a été simulé avec le logiciel OURANOS, avec le modèle réactif de BOUTON *et al.* [159]. Les écarts obtenus sont inférieurs à 3,4 % pour la vitesse du choc et inférieures à 6,0 % pour la vitesse matérielle. Pour les deux cas supposés réactifs, l'incertitude sur la vitesse matérielle est plus élevée (6,0 et 5,5 %) que pour les cas inertes (1,4 et 3,7 %). Cette observation montre que le modèle à deux couches est adapté pour traiter les cas complètement inertes. La partie réelle de la permittivité relative de cette composition à base de TATB sous choc peut être tracé en fonction de la masse volumique et comparé aux modèles classiques d'évolution discutés plus haut dans ce document. La figure 3.3 présente ces résultats. Le modèle théorique le plus proche des résultats expérimentaux est celui de Lorenz Lorentz. La littérature sur ce sujet est rare. On peut cependant citer les travaux de GLOVER *et al.* [160], qui ont étudié des poudres de TATB pour reconstruire la permittivité relative du TATB pur. Leur approche est fondée sur une équation d'évolution de type mélange unifié [161]. Ces données sur la permittivité de cette composition à base de TATB sous choc sont inédites et permettent de proposer une loi d'évolution de ce paramètre avec la masse volumique.

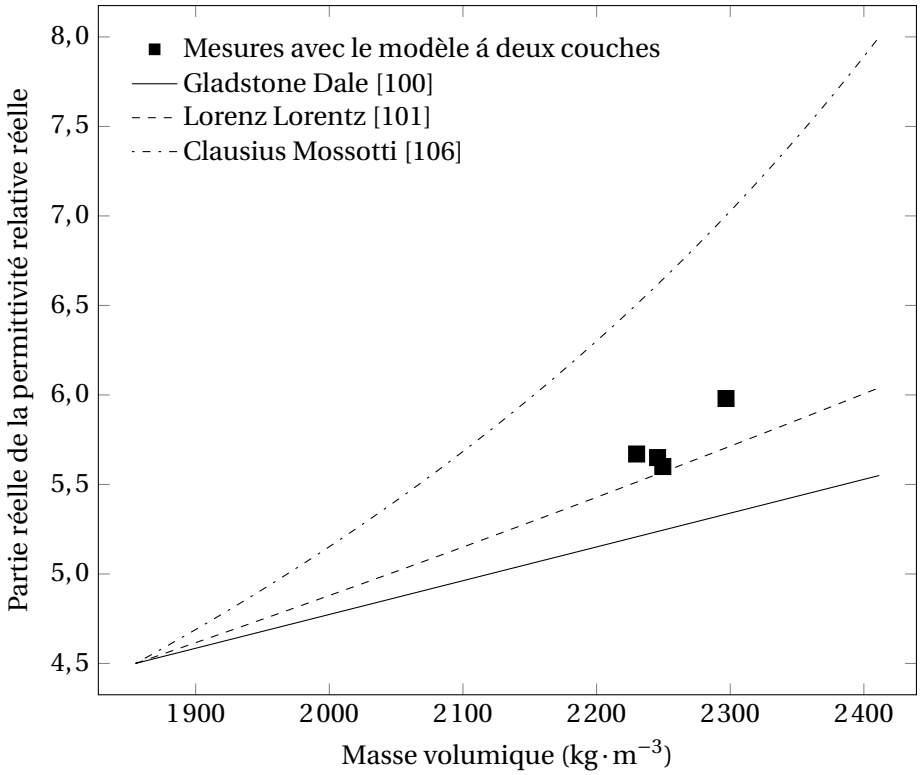


FIGURE 3.3 – Comparaison de la mesure et des modèles d'évolution de la permittivité relative de la composition à base de TATB sous choc

3.2.4 Campagne PMMA

3.2.4.1 Présentation des essais

Une campagne d'essais avec le lanceur Pyrène du CEA Gramat a été réalisée pour réaliser un second cas de confrontation avec un matériau inerte. Le PMMA est d'intérêt car il a largement été étudié dans la littérature en tant que matériau fenêtre [162]. Par ailleurs, ce matériau est transparent, ce qui permet d'utiliser une mesure interférométrique optique afin d'avoir une comparaison pour la vitesse matérielle.

Les essais sont réalisés à l'aide du lanceur Pyrène du CEA Gramat. Deux appareils sont utilisés : le radio-interféromètre, de fréquence de fonctionnement 94 GHz et un interféromètre optique de longueur d'onde 532 nm. Plusieurs impacteurs ont été utilisés pour obtenir différentes pressions à l'impact : PMMA, aluminium, fer, étain, et cuivre. Deux séries d'essais ont été menées, la première avec les impacteurs en PMMA (série A), la seconde avec les impacteurs en métal (série B). Les vitesses à l'impact ainsi que les pressions associées sont listées dans le tableau 3.3. Chaque cible est un cylindre de PMMA de diamètre 30 mm et d'épaisseur variable. Plusieurs épaisseurs ont été utilisées, car le lanceur est limité sur le couple (masse, vitesse) du projectile. Pour obtenir des pressions élevées avec des impacteurs métalliques, il a été nécessaire de réduire l'épaisseur de l'impacteur, et donc de la cible pour rester dans une zone de comportement 1D. La vitesse du projectile dans le tube du lanceur est mesurée à l'aide de barrières optiques.

Avec un impacteur en PMMA, la condition de réflexion totale du modèle ne serait pas vérifiée. Pour satisfaire à ce pré-requis du modèle, un dépôt d'aluminium est réalisé sur chaque cible. Deux épaisseurs ont été utilisées : 200 (essais A1 à A5) et 600 nm (essais A6 et A7). L'essai B1 n'a pas de métallisation. Les essais B2 et B3 ont une métallisation d'une épaisseur de 600 nm.

TABLEAU 3.3 – Vitesses et pression simulées à l'impact pour les essais de choc soutenu sur le PMMA

Numéro d'essai	Nature de l'impacteur	Vitesse à l'impact ($m \cdot s^{-1}$)	Pression (kbar)	Vitesse du choc ($m \cdot s^{-1}$)	Vitesse matérielle ($m \cdot s^{-1}$)
A1	PMMA	605	11,4	3184	302
A2	"	663	12,7	3226	332
A3	"	522	9,7	3124	261
A4	"	450	8,2	3071	225
A5	"	564	10,5	3154	282
A6	"	493	9,1	3103	246
A7	"	666	12,7	3228	333
B1	Aluminium	557	16,0	3333	405
B2	Étain	512	17,0	3368	429
B3	Fer	511	18,1	3402	453

3.2.4.2 Présentation des résultats

La figure 3.4 présente un zoom sur la portion utile du signal mesuré pour l'essai A3. L'impact se produit à $t \approx 218$ µs. Deux composantes fréquentielles sont observables : l'une est de haute fréquence et de faible amplitude, et l'autre est de faible fréquence mais de haute amplitude. Cette observation est cohérente avec les résultats du modèle à deux couches développé et avec les essais réalisés sur la composition à base de TATB. Les résultats obtenus avec cette méthode sont donnés dans le tableau 3.4. Il est à noter que ce tableau ne contient pas les essais A4, A6 et B1. Pour les cas A4 et A6, la fréquence associée au choc n'est pas visible. Un exemple d'un tel signal est montré sur la figure 3.5a, le spectre en fréquence associé sur la figure 3.5b. Aucunde fréquence ne semble se dégager du spectre. L'hypothèse la plus simple consiste à lier la non-observation de la réflexion sur le choc à un gradient trop faible de permittivité relative de part et d'autre du front de choc. Comme la loi d'évolution de la permittivité relative du PMMA avec la densité n'est pas connue, le paramètre de référence est le contraste de masse volumique ρ_2/ρ_1, où les indices 1 et 2 représentent respectivement les milieux non choqué et choqué. Pour le choc le plus faible observable (essai A3), ce contraste est de 7,8 %. Pour le choc le plus fort non observé (essai A6), le contraste est de 6,8 %. La limite de visibilité se situe donc entre ces deux valeurs. Les pressions associées sont 8,4 et 9,6 kbar. Il faut noter que cette limite dépend de la sensibilité de l'appareil employé. Comme il semble que cette configuration ne permette pas une réflexion optimale du champ électrique, une métallisation a donc été ajoutée dans les essais suivants. Les incertitudes sont données à k=2 en loi normale, cependant celles obtenues sur f_1 est très faibles, qui ne semble pas convaincant. L'incertitude sur f_1 est alors considérée comme égale à celle sur f_2. Pour vérifier la qualité du jeu de paramètres obtenu, le coefficient de Pearson est donné pour chaque cas. Cette grandeur permet de quantifier lqualité d'une corrélation. Plus le nombre est proche de 1, plus la corrélation est bonne. Pour le cas B1, aucune métallisation n'a été réalisée, et le signal mesuré semble aberrant. Par la suite, une métallisation a été ajoutée pour les cas B2 et B3.

À la lecture du tableau 3.4, un autre point d'intérêt apparaît. Les essais A2 et A7 sont réalisés avec la même vitesse d'impact mais avec des métallisations différentes. Cependant, dans les données mesurées, le rapport d'amplitude pour ces deux essais n'est pas le même. On peut calculer l'épaisseur de peau δ de la métallisation, donnée par l'équation (3.2) avec σ la conductivité électrique, μ la perméabilité et f la fréquence de travail, de l'aluminium à 94 GHz est d'environ 270 nm.

$$\delta = \frac{1}{\sigma \mu \pi f} \tag{3.2}$$

L'hypothèse est alors qu'une partie de l'énergie électromagnétique incidente sur la métallisation

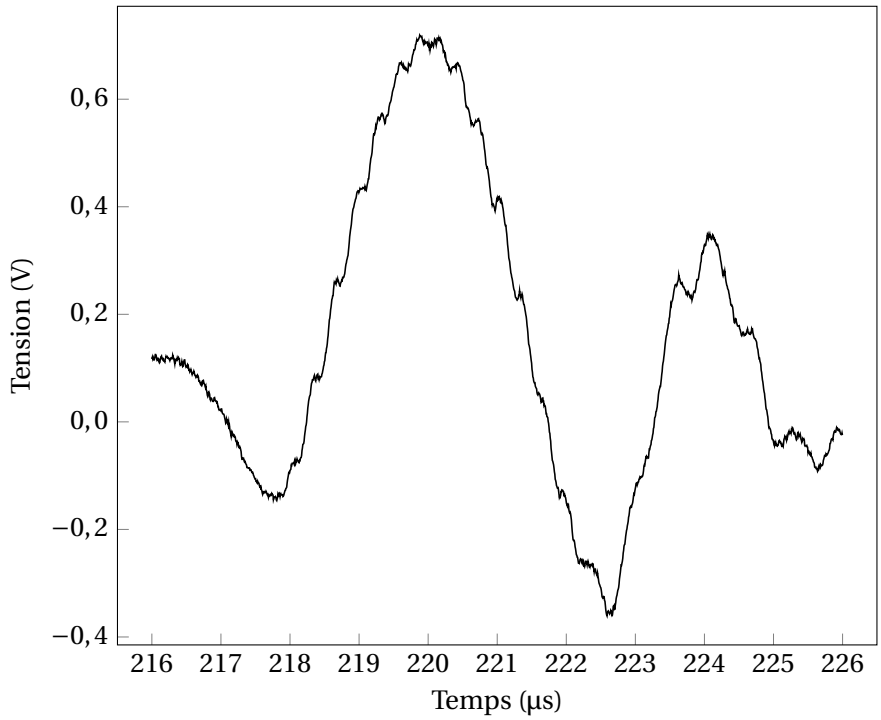
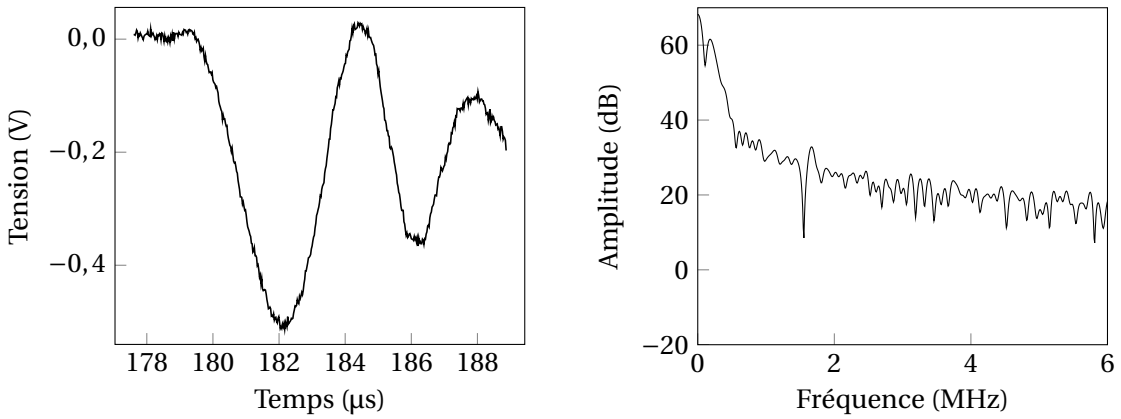


FIGURE 3.4 – Signal utile mesuré pour l'essai A3

TABLEAU 3.4 – Paramètres mesurés pour le traitement des essais d'impact plan sur des cibles en PMMA

Numéro d'essai	f_1 (MHz)	± (%)	f_2 (kHz)	± (%)	R_a	± (%)	Coefficient de Pearson
A1	3,30	0,1	195	0,2	24,7	2,4	0,9994
A2	3,29	0,2	248	0,1	27,1	4,4	0,9970
A3	3,26	0,1	182	0,1	26,9	1,5	0,9998
A5	3,24	0,2	167	1,0	24,9	6,8	0,9968
A7	3,37	0,2	223	0,8	48,5	2,5	0,9996
B2	3,32	0,7	285	0,4	47,2	12,5	0,9970
B3	3,33	0,4	282	0,4	43,0	7,7	0,9988



(a) Signal temporel

(b) Signal fréquentiel

FIGURE 3.5 – Signaux de mesure du tir A6

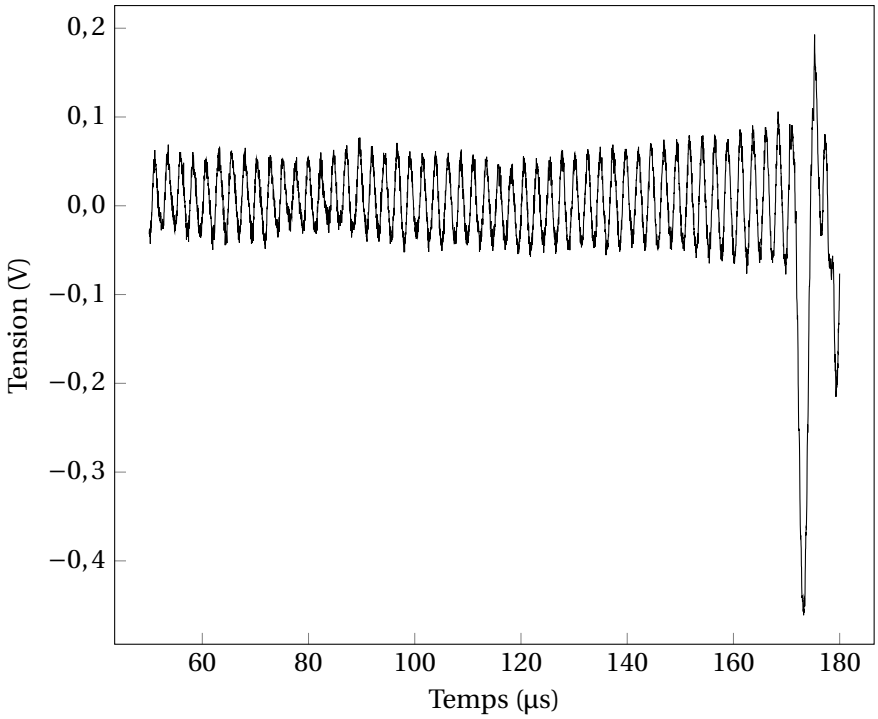


FIGURE 3.6 – Signal mesuré pour l'essai A2

la traverse. Quand cette métallisation est plus épaisse, rien ne traverse la couche d'aluminium et la réflexion est alors totale. Dans le cas d'une couche métallique mince, l'hypothèse de réflexion totale n'est pas vérifiée, ce qui affecte l'amplitude du signal réfléchi. On peut vérifier numériquement cette hypothèse en traçant le signal réfléchi dans le cadre du modèle à deux couches en changeant le coefficient de réflexion totale. L'amplitude du signal réfléchi par la seconde interface dépend linéairement du coefficient de réflexion de cette interface. Le rapport d'amplitude dépend donc linéairement de ce coefficient également. Plus ce coefficient est de valeur absolue élevée, plus le rapport d'amplitude est grand. Cette variation linéaire montre alors qu'on peut simplement appliquer une correction d'amplitude avec un facteur constant quelles que soient les conditions de l'essai. Pour résoudre ce problème, un coefficient correctif est appliqué aux rapports d'amplitude dans les cas où la métallisation est fine. La valeur de ce coefficient est de 48,5/24,7 = 1,96. Les valeurs choisies pour la correction sont celles des essais A2 et A7.

La portion utile du signal pour la détermination de la vitesse du choc et de la vitesse matérielle a été examinée. Pour les essais avec une épaisseur de métallisation de l'ordre de 200 nm, l'étude des signaux de ces essais montre que l'impacteur est visible avant l'impact, ce qui signifie qu'une partie du rayonnement traverse la métallisation. On observe alors l'effet Doppler classique d'un projectile en mouvement dans un vide partiel. Il est alors possible de déterminer la vitesse d'impact. Un exemple de signal est présenté sur la figure 3.6. Sur cette figure, un signal monochrome est observé jusqu'à l'impact, à $t \approx 170$ µs. Ce signal correspond au vol libre de l'impacteur. Les vitesses d'impact déterminées par cette méthode sont comparées à celles obtenues par les barrières laser. L'incertitude de la mesure dépend du temps d'observation. Les incertitudes associées à la mesure optiques sont fonctions de l'incertitude de positionnement des faisceaux laser, et du diamètre de ces derniers. Elles sont donc très faibles. Cependant, la mesure est réalisée 15 cm avant la cible, la vitesse peut donc changer entre le point de mesure et le point d'impact. Les écarts sont faibles, inférieurs à 2,2 %, les mesures sont donc en très bon accord. Cela valide l'hypothèse de la traversée de la métallisation par le rayonnement incident.

De plus, on peut examiner l'impact d'un défaut de l'hypothèse d'une réflexion partielle en modifiant la valeur du coefficient de réflexion de la seconde interface dans le modèle. Le rapport

TABLEAU 3.5 – Comparaison des vitesses d'impact par interrogation radar et par mesure optique

Numéro d'essai	Mesure Doppler ($m \cdot s^{-1}$)	Mesure optique ($m \cdot s^{-1}$)	Écart (%)
A1	604 ± 13	605 ± 2	0,2
A2	665 ± 13	663 ± 2	0,3
A3	516 ± 24	522 ± 2	1,1
A4	461 ± 35	451 ± 2	2,2
A5	574 ± 32	564 ± 2	1,8
B1	554 ± 20	564 ± 2	1,8

TABLEAU 3.6 – Paramètres calculés pour le traitement des essais d'impact plan sur des cibles en PMMA

Numéro d'essai	V_1 ($m \cdot s^{-1}$)	$\pm$ ($m \cdot s^{-1}$)	V_2 ($m \cdot s^{-1}$)	$\pm$ ($m \cdot s^{-1}$)	n_2	$\pm$
A1	3211	8	309	45	1,71	0,03
A2	3201	12	351	34	1,70	0,02
A3	3166	4	288	8	1,71	0,01
A5	3133	14	304	67	1,70	0,04
A7	3279	12	341	20	1,71	0,01
B2	3351	46	417	28	1,65	0,02
B3	3361	24	422	26	1,65	0,01

d'amplitude est donné par :

$$R_a = -1 \times \frac{4n_1 n_2}{n_1^2 - n_2^2} \times \frac{1 + 2\frac{V_1}{c}(n_2 - n_1) - 2n_2\frac{V_2}{c}}{1 - 2n_1\frac{V_1}{c}} \tag{3.3}$$

Le premier terme -1 représente la réflexion totale. En renotant ce coefficient r_2, on obtient R_a comme une fonction linéaire de r_a, sous la forme :

$$R_a = r_2 \times \frac{4n_1 n_2}{n_1^2 - n_2^2} \times \frac{1 + 2\frac{V_1}{c}(n_2 - n_1) - 2n_2\frac{V_2}{c}}{1 - 2n_1\frac{V_1}{c}} \tag{3.4}$$

Si l'hypothèse de réflexion totale n'est pas vérifiée, alors le coefficient réel est de valeur absolue à 1, le rapport d'amplitude observé est donc plus faible que si l'hypothèse est vérifiée. Cette conclusion est cohérente avec les observations effectuées.

3.2.4.3 Résultats et discussion

Avec les données mesurées, il est possible de déterminer la vitesse du choc, la vitesse matérielle et l'indice de réfraction sous choc à l'aide du modèle à deux couches. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.6. La nuance de PMMA mise en œuvre pendant les essais semble être différente selon la série considérée. Pour la série A, on utilise $n_1 = \sqrt{2,7}$ et pour la série B, on prend $n_1 = \sqrt{2,5}$. Cette seconde valeur a été vérifiée par une mesure détaillée plus loin dans ce chapitre. Le tableau 3.6 détaille le résultat des mesures, avec les incertitudes données à k=2 en loi normale. Sur la figure 3.7, les résultats sont tracés avec la polaire de choc du PMMA. Les résultats sont en bon accord et prouvent que l'hypothèse de la correction du rapport d'amplitude est juste. On remarque que l'incertitude sur la vitesse matérielle est grande pour les cas A1, A5 et A7.

L'évolution de l'indice de réfraction peut également être commentée. La masse volumique du PMMA sous choc pour les essais où la mesure est possible varie entre 1294 et 1322 $kg \cdot m^{-3}$. La différence entre ces deux valeurs est très faible. En utilisant les modèles d'évolution classique, il est possible de déterminer une valeur théorique. Ces résultats sont donnés dans le tableau 3.7. La variation théorique entre les deux valeurs extrêmes de masse volumique est très faible, ce qui

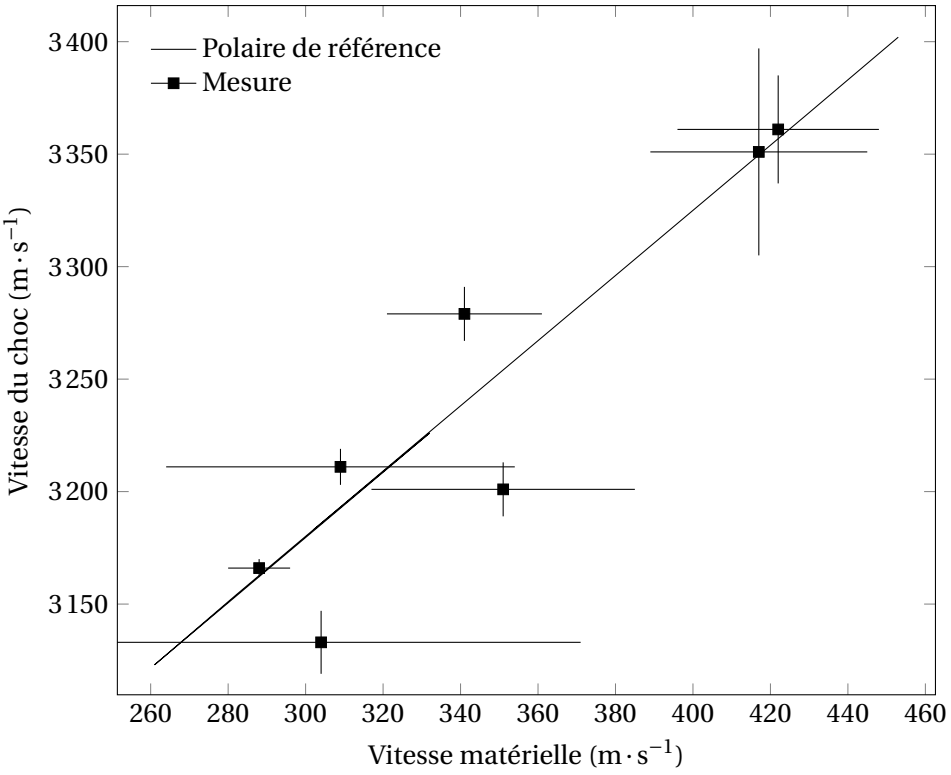


FIGURE 3.7 – Résultats de mesure dans le plan (D; u_p) pour le PMMA

TABLEAU 3.7 – Indice de réfraction calculé du PMMA sous choc pour une valeur au repos de 1,64

Masse volumique kg · m^{-3}	Clausius Mossotti [106]	Gladstone Dale [100]	Lorentz Lorenz [101]
1294	1,72	1,69	1,67
1322	1,74	1,70	1,68

est cohérent avec les observations effectuées. Les résultats de mesure sont en bon accord avec le modèle de GLADSTONE DALE, ce qui est cohérent avec les résultats de la littérature pour des observations dans des domaines optiques [163].

3.2.5 Campagne ontalite

3.2.5.1 Présentation des essais

En tant que troisième matériau de validation, des essais d'impact plan sur un matériau explosif, une ontalite, sont présentés dans cette section. Le composé d'étude est un mélange d'ONTA, de TNT et de cire dans la proportion massique 59,5/39,5/1. L'amorçage de cette composition a été étudié dans la thèse de CHUZEVILLE [3]. Les travaux menés ont notamment permis de déterminer une polaire de choc par le calcul. Les essais présentés ici servent donc de cas de confrontation. La géométrie est semblable à celles utilisées précédemment, et est présentée sur la figure 3.8. Un impacteur en aluminium d'épaisseur 15 mm et de diamètre 88 mm est projeté sur une plaque de transfert en aluminium de même nuance d'épaisseur 5 mm. En face arrière de cette plaque, un échantillon d'ontalite est collé. Cet échantillon est épais de 25 mm et son diamètre est de 50 mm. Une seconde cible, en ontalite également, de diamètre 20 mm et d'épaisseur 8 mm est également collée sur la plaque de transfert pour servir de témoin de vitesse. En face arrière de cette cible, un dépôt d'aluminium est réalisé pour servir de surface réfléchissante à une interrogation laser. La figure 3.9 présente une photo du montage. On distingue le cône d'application du radio-interféromètre et la tête de visée optique. Les échantillons sont placés dans le capot vert. Les

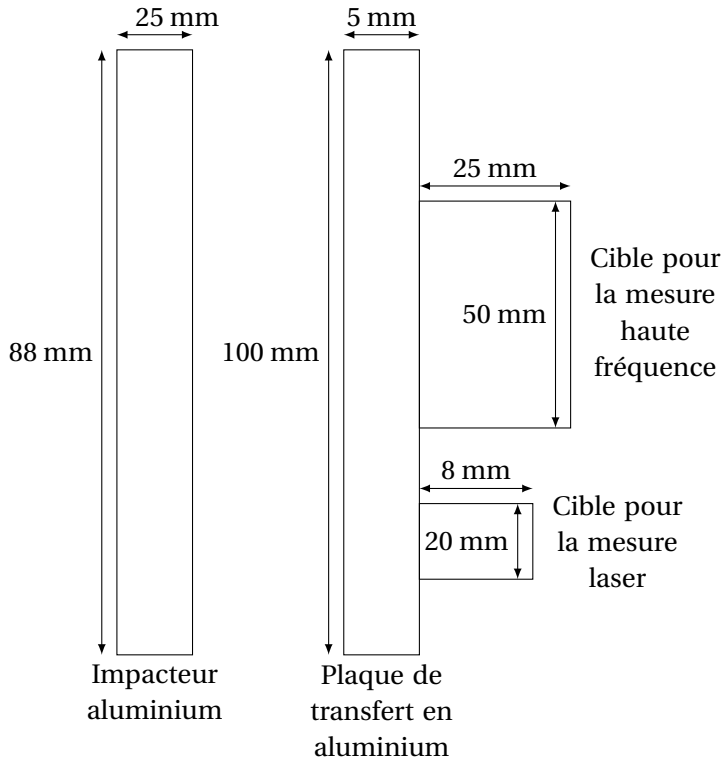


FIGURE 3.8 – Géométrie des essais sur l'ontalite

TABLEAU 3.8 – Paramètres expérimentaux des essais sur l'ontalite

Numéro d'essai	Vitesse d'impact ($m \cdot s^{-1}$)	Pression dans la cible (kbar)
1	1231	65
2	1093	55
3	600	26

vitesses d'impact ainsi que les pressions attendues dans la cible sont données dans le tableau 3.8. Pour que notre modèle soit applicable, il est nécessaire que le matériau ne réagisse pas. Pour des pressions de l'ordre de 15 GPa, la profondeur de transition à la détonation est supérieure à 12 mm. Au vu de l'écart de pression entre les essais d'amorçage et les essais réalisés ici, un comportement inerte est attendu.

3.2.5.2 Présentation des résultats

Le signal mesuré pour chacun des tirs est présenté sur la figure 3.10. Seul le signal correspondant à la vitesse d'impact de 600 $m \cdot s^{-1}$ comporte deux fréquences. Les deux autres signaux semblent couper la fréquence associée à l'impacteur. On peut examiner l'évolution de la vitesse du choc dans la cible par une méthode de Lissajous. Les résultats sont tracés sur la figure 3.11. On constate une augmentation de la vitesse avec le temps, ce qui indique un début de réaction. Ce comportement semble être lié à l'initiation du TNT contenue dans le mélange, ce qui a été observé dans [164] à une pression de 73 kbar pour du TNT pur. Des essais complémentaires sont nécessaires pour confirmer cette hypothèse. Les deux essais à haute vitesse mettent donc en avant la limitation de l'utilisation d'ondes de haute fréquence pour la mesure simultanée de la vitesse d'un choc et de la vitesse matérielle dans le cas d'un choc réactif. Pour l'essai à la vitesse d'impact 600 $m \cdot s^{-1}$, les deux composantes fréquentielles sont clairement identifiables. La durée du choc soutenu sur l'axe de révolution est de 4,5 µs, cette valeur est obtenue par simulation numérique avec un code hydrodynamique. Les paramètres d'entrée du modèle à deux couches sont donc

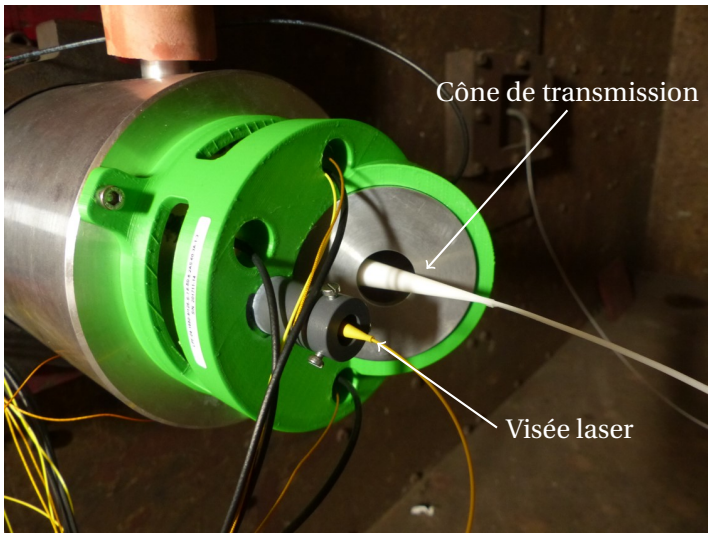


FIGURE 3.9 – Montage expérimental pour les essais sur l'ontalite

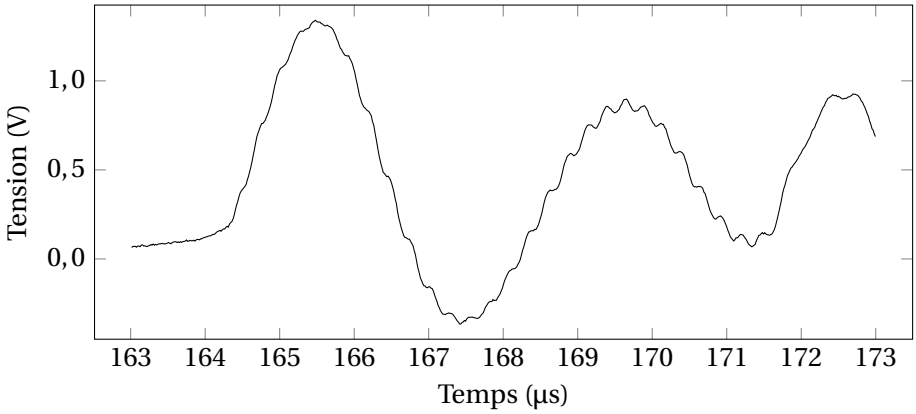
TABLEAU 3.9 – Paramètres mesurés pour le tir sur l'ontalite à 600 $m \cdot s^{-1}$

Paramètre	Valeur
f_1	3,84 MHz ± 0,1 %
f_2	252 kHz ± 0,1 %
R_a	33,9 ± 7,7 %
Coefficient de Pearson ± 0,998	

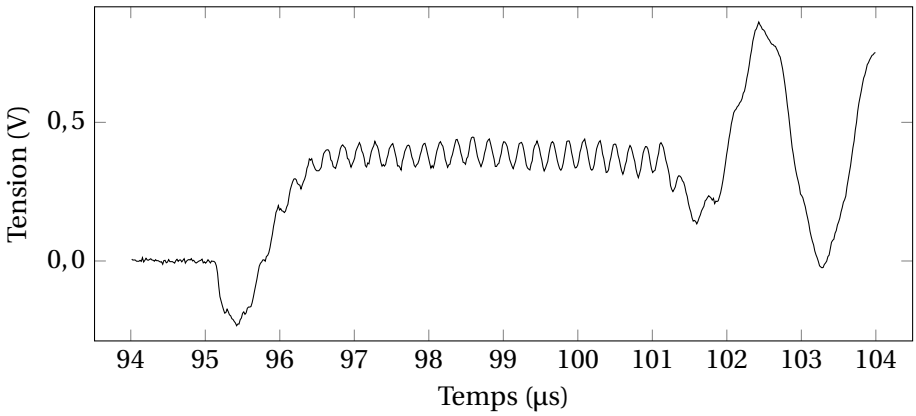
recherchés dans cette plage de temps, et donnés dans le tableau 3.9. Cependant, on note que la double oscillation est toujours observable après cette durée 1D. Ce point sera ré-examiné par la suite. Les résultats pour les deux vitesses pour la zone 1D sont donnés dans le tableau 3.10, et comparés à la simulation. Ces résultats sont en excellent accord, avec moins d'un pour-cent de différence par rapport à la simulation. Les résultats pour l'indice de réfraction de l'ontalite sous choc sont donnés dans le tableau 3.11. Le modèle le plus proche de la valeur mesurée est celui de GLADSTONE DALE [100].

TABLEAU 3.10 – Résultats en vitesse du modèle à deux couches pour le tir sur l'ontalite à 600 $m \cdot s^{-1}$

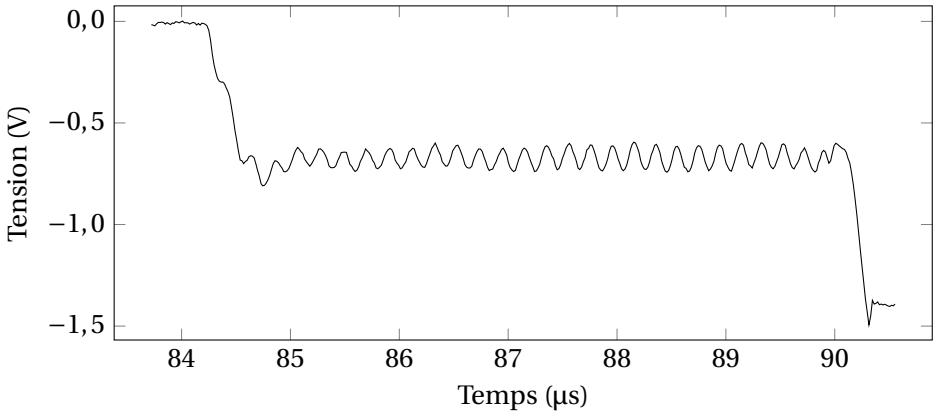
Paramètre	Mesure ($m \cdot s^{-1}$)	Simulation ($m \cdot s^{-1}$)	Écart
V_1	3469 ± 19	3449	0,58 %
V_2	413 ± 28	427	0,03 %



(a) Signal mesuré pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 600\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

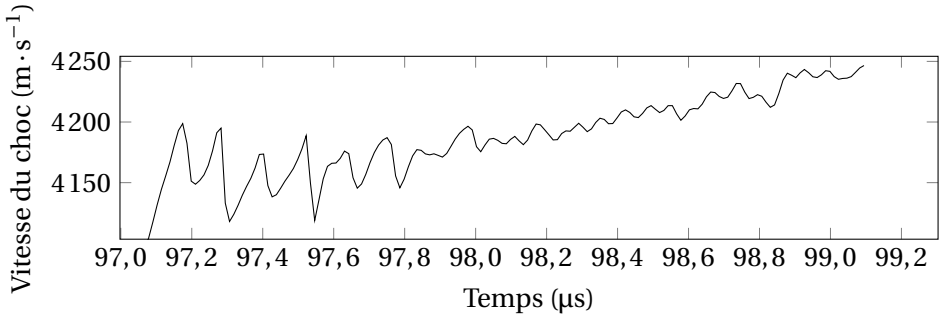


(b) Signal mesuré pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 1093\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

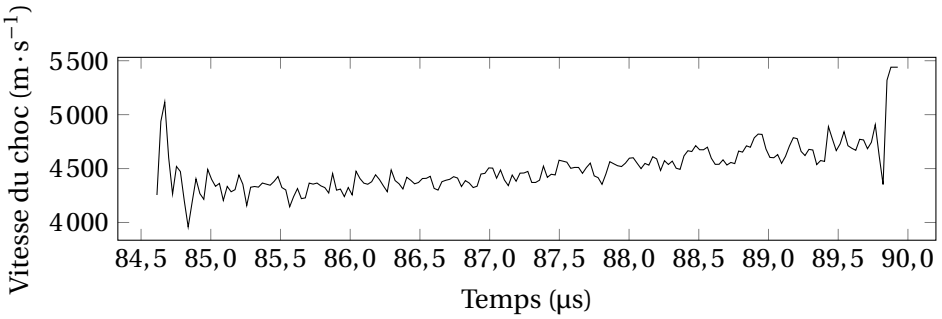


(c) Signal mesuré pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 1231\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

FIGURE 3.10 – Signaux mesurés lors des essais sur l'ontalite



(a) Vitesse du choc pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 1093\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$



(b) Vitesse du choc pour l'essai à $v_{\text{impact}} = 1231\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$

FIGURE 3.11 – Vitesse du choc pour les deux vitesses d'impact les plus hautes

TABLEAU 3.11 – Comparaison entre le modèle à deux couches et les modèles pour la permittivité pour le tir sur l'ontalite à $600\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$

	Mesure	Clausius Mossotti [106]	Gladstone Dale [100]	Lorentz Lorenz [101]
Valeur	1,87	1,93	1,85	1,82
Écart à la mesure (%)	-	3,21	1,04	2,70

3.2.6 Conclusion pour le modèle à deux couches

Trois campagnes expérimentales de confrontation ont été menées pour valider le modèle à deux couches développé. Deux matériaux explosifs (TATB et ontalite) et un inerte (PMMA) ont été étudiés dans le cadre d'impacts plans. Ces essais ont permis de mettre en évidence plusieurs points expérimentaux d'intérêt :

— l'onde de choc doit être suffisamment forte pour que la réflexion du champ électrique soit observable. La différence de masse volumique nécessaire observée pour le PMMA est de l'ordre de 8 % ;

— la condition de réflexion totale n'est pas forcément vérifiée si un impacteur métallique est utilisé. Cette observation a été faite sur le lanceur PYRÈNE pour lequel le tilt à l'impact n'a pas été mesuré. Cette observation n'a pas été faite pour les lanceurs DEIMOS et ARES. Pour assurer une réflexion avec le premier lanceur, il est donc préférable de déposer un film métallique fin sur la face avant de la cible ;

— lors du choix de l'épaisseur de ce dépôt, l'épaisseur de peau du métal doit être considérée. Pour l'aluminium, la condition de réflexion totale est vérifiée pour une épaisseur de 600 nm. Elle devrait l'être à partir de 300 nm, mais cette valeur n'a pas été vérifiée expérimentalement ;

— si une métallisation inférieure à l'épaisseur de peau est utilisée, un coefficient correcteur est à appliquer. Ce coefficient est d'environ 2 pour une épaisseur d'aluminium de 200 nm. L'utilisation d'un dépôt mince permet de diminuer le rapport d'amplitude expérimental et de faciliter la détermination des paramètres du signal ; il est, de plus, possible de déterminer la vitesse d'impact en mesurant la fréquence du signal mesuré avant l'impact.

Les différentes campagnes de mesure montrent que le modèle développé permet d'obtenir les deux vitesses d'intérêt en suivant les recommandations énoncées ici. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec les données de mesure complémentaires et les simulations. Les indices de réfraction du matériau sous choc sont également en bon accord avec les modèles classiques. Les mesures montrent que l'évolution de la permittivité du PMMA dans la bande W est homogène avec d'autres études associées aux interféromètres optiques. Ces travaux démontrent la validité du modèle à deux couches développé dans le cadre de ces travaux.

3.3 Modèle à plusieurs couches

3.3.1 Introduction

Après la validation du modèle à deux couches, le modèle à p couches doit être également validé. La complexité de l'inversion analytique du problème a été évoquée. Cette section présente donc dans un premier temps des résultats d'essais de choc non soutenu et les compare avec des résultats de simulation numérique directe. Deux séries d'essais sont présentées, une première série sur des cibles en PMMA avec des impacteurs fins, et une seconde série avec l'essai sur l'Ontalite présenté plus haut dans ce document. Dans un second temps, une approche fondée sur des réseaux de neurones est proposée pour obtenir le profil de vitesse et de masse volumique à partir des données de mesure. Cette solution n'est pas encore finalisée, mais des premiers travaux sont donc présentés.

3.3.2 Essais PMMA

Dans la continuité des essais présentés dans ce chapitre sur les chocs soutenus dans le PMMA, des essais ont été réalisés avec des impacteurs fins dans le but d'observer des chocs non soutenus. La configuration expérimentale est semblable à celle pour les chocs soutenus, à l'exception de l'impacteur, dont l'épaisseur est de 1 mm. La configuration de chaque essai est donnée dans le

TABLEAU 3.12 – Configuration des essais de choc non soutenus sur du PMMA

Essai	Impacteur	Vitesse d'impact ($m \cdot s^{-1}$)	Épaisseur de la cible (mm)
C1	Étain	560 ± 2	25
C2	Cuivre	668 ± 2	25
C3	Étain	662 ± 2	25
C4	Fer	556 ± 2	30

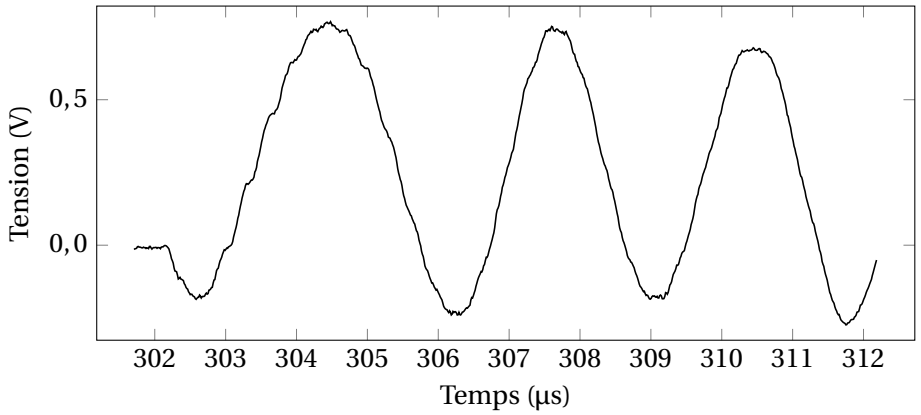


FIGURE 3.12 – Signal mesuré pour l'essai C3

tableau 3.12. L'épaisseur des cibles est variable pour observer plus ou moins longtemps la propagation du choc dans la cible. Le signal mesuré pour l'essai C3 est présenté sur la figure 3.12. Après l'impact à $t \approx 302$ µs, on observe deux composantes fréquentielles dans les premières microsecondes, ce qui confirme le choix de deux trajets dominants dans le modèle à plusieurs couches. La composante de haute fréquence diminue ensuite en amplitude. Ce comportement est associé à l'arrivée des détentes latérales et à l'affaiblissement progressif du choc par les détentes provenant de l'impacteur.

Le diamètre des échantillons est de 30 mm, ce qui limite la durée du phénomène 1D. Dans une première approche, les résultats ne sont traités que dans la zone 1D, où l'on observe seulement les effets de l'épaisseur de l'impacteur. Le tableau 3.13 détaille les résultats de la mesure sur les premières µs de chaque expérience, et les résultats de la simulation avec le modèle à plusieurs couches. Ces derniers sont donnés dans un intervalle puisque la valeur évolue avec le temps. Pour les essais C2 et C4, la simulation multicouches donne une valeur unique pour le rapport d'amplitude. L'intervalle donné pour la vitesse du choc est large, car le code développé ne calcule pas parfaitement la vitesse du choc. La taille d'une maille est de l'ordre de 10 µm, le pas de temps est de l'ordre de 100 nm. Une erreur de positionnement du choc d'une maille induit donc un décalage de l'ordre de $100\ m \cdot s^{-1}$. Pour corriger cela, il faut soit diminuer la taille de maille, ce qui augmente la durée du calcul, soit prendre un pas de temps de sortie plus large, ce qui diminue la résolution temporelle des résultats. Les résultats expérimentaux et numériques pour les fréquences sont en très bon accord, les valeurs expérimentales avec leurs barres d'erreur sont comprises dans les intervalles obtenus avec le modèle à plusieurs couches. Les rapports d'amplitude mesurés sont en bon accord avec ceux simulés, mais l'écart atteint 28 % pour le cas C2. Cette différence est liée à la difficulté de trouver les bons paramètres de la fonction de corrélation sur une portion courte du signal.

Ces résultats montrent que le modèle à plusieurs couches est cohérent avec les résultats obtenus sur les expériences de validation.

TABLEAU 3.13 – Comparaison des paramètres mesurés et calculés par le modèle à plusieurs couches

		f_1 (MHz)	f_2 (kHz)	R_a
C1	Mesure	3,28 ± 0,2 %	225 ± 0,3 %	40,2 ± 4,5 %
	Simulation	[2,99 ; 3,47]	[150 ; 322]	44,2
C2	Mesure	3,47 ± 0,5 %	299 ± 0,9 %	51,8 ± 6,2 %
	Simulation	[3,01 ; 3,94]	[120 ; 297]	[35,7 ; 40,5]
C3	Mesure	3,26 ± 0,2 %	228 ± 0,5 %	30,7 ± 3,9 %
	Simulation	[3,01 ; 3,92]	[192 ; 361]	38,2
C4	Mesure	3,39 ± 0,2 %	188 ± 0,6 %	47,8 ± 1,9 %
	Simulation	[2,99 ; 3,93]	[109 ; 268]	[41,5 ; 48,1]

TABLEAU 3.14 – Paramètres mesurés et calculés pour l'étude du choc non soutenu lors du tir sur l'ontalite à 600 $m \cdot s^{-1}$

	f_1 (MHz)	f_2 (kHz)	R_a
Mesure	3,85 ± 0,1 %	292 ± 0,1 %	11,4 ± 1,2 %
Simulation sur p couches	3,25	300	42

3.3.3 Essai Ontalite

Les essais présentés sur l'ontalite dans ce chapitre permettent également de confronter le modèle à plusieurs couches à l'expérience. Ce cas a également été simulé dans le chapitre 2. Les résultats alors calculés montrent que les détentes arrières et latérales modifient l'écoulement.

On commence par extraire les composantes utiles du signal réfléchi. On se place dans la plage de temps 4,5-7,5 µs pour être dans la zone de choc non soutenu. Le signal expérimental avec la fonction de corrélation est présenté sur la figure 3.13. Le tableau 3.14 donne les paramètres obtenus expérimentalement, ainsi que ceux avec le modèle à plusieurs couches. On constate un écart pour la fréquence associée à la réflexion sur le choc. La cause en est la vitesse du choc calculée dans le modèle à plusieurs couches qui est de 3281 $m \cdot s^{-1}$ alors que la valeur obtenue par utilisation de la polaire de choc est de 3449 $m \cdot s^{-1}$. Cependant, le point principal du tableau 3.14 est dans la différence des rapports d'amplitude, avec un facteur 4 entre la simulation et l'expérience. Une explication probable réside dans la non prise en compte des pertes dans le modèle à plusieurs couches. Si les pertes diélectriques dans l'ontalite sont élevées, l'amplitude de l'oscillation lente doit diminuer visiblement. C'est ce qui est observé dans le signal expérimental de la figure 3.13. Il n'est alors pas possible de conclure sur la validité du modèle à plusieurs couches dans ce cas. Toutefois, au vu de la qualité de la corrélation et de la qualité des résultats du modèle à deux couches pour cet essai, la piste des pertes dans le milieu sous choc est privilégiée.

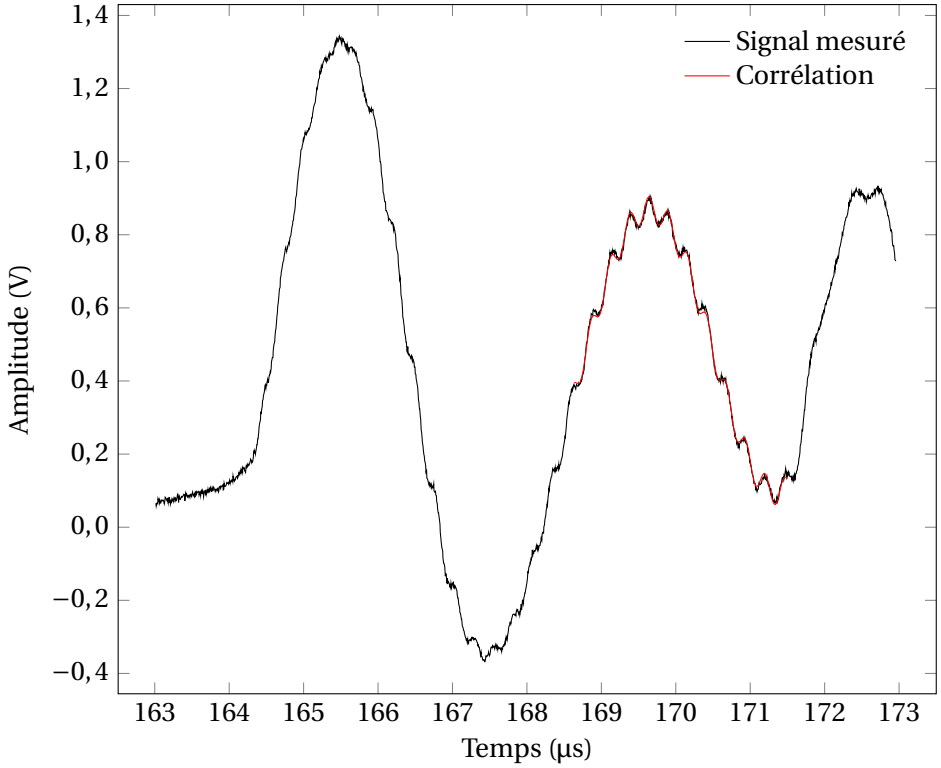


FIGURE 3.13 – Signal mesuré et fonction de corrélation pour l'essai sur l'ontalite

3.3.4 Inversion par réseau de neurones

3.3.4.1 Présentation générale et stratégie de résolution

Cette section se veut être une présentation succincte des réseaux de neurones. Le lecteur intéressé pourra se rapporter à l'ouvrage [165] pour une description plus complète. Un réseau de neurones peut être défini comme [166] : "*un système de calcul composé d'unités élémentaires interconnectées de calcul pouvant traiter des informations par leur réponse dynamique à des stimuli extérieurs*". Cette discipline cherche donc à effectuer un traitement sur des données d'entrée par l'intermédiaire d'unités de calcul. Chacune de ces unités est appelée un neurone, par analogie avec les cellules nerveuses présent dans le cerveau humain. Ces neurones sont connectés entre eux dans une architecture spécifique à chaque problème. Un neurone possède une entrée sur laquelle il effectue une opération, qu'il testitue dans une sortie. Cette approche peut être comparée à celle d'une fonction de transfert. Les données initiales du problème servent d'entrée du réseau, les résultats sont obtenus en sortie de la dernière couche du réseau. Entre les deux, les entrées d'une couche de neurones sont les sorties de la couche précédente. Un neurone est ici en fait la combinaison d'une fonction linéaire et d'une fonction d'activation. La fonction linéaire est écrite sous la forme $n = w\mathbf{p} + b$, où $\mathbf{p}$ est le vecteur d'entrée, $\mathbf{w}$ est appelé la matrice des poids, b est le biais, n est un scalaire. La fonction d'activation f est une fonction linéaire ou non de n. Son choix dépend de l'objectif du neurone considéré. Ces fonctions souvent simples : on retrouve classiquement la fonction identité, la fonction créneau, la tangente hyperbolique, etc. Tout comme les neurones d'un cerveau humain sont connectés, les neurones de calcul doivent être liés pour obtenir une architecture capable de résoudre un problème donné. Ici, deux choix sont possibles : on peut créer une couche de neurones qui auront tous les mêmes entrées, et il est possible d'ajouter une couche supplémentaire pour créer un réseau plus profond. Entre deux couches de ce réseau, les neurones sont partiellement ou complètement connectés. La figure 3.14 représente un exemple d'un réseau à trois couches, avec quatre neurones dans la première couche, cinq dans la seconde et un seul dans la troisième.

Les classes de problèmes solubles par cette approche sont nombreuses. Les applications in-

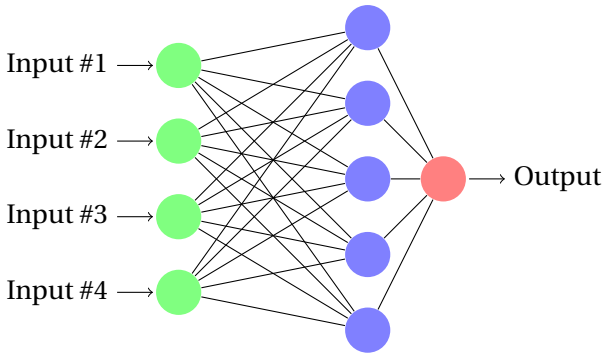


FIGURE 3.14 – Exemple de réseau de neurones

cluent la reconnaissance d'images [167], la prévision météorologique [168], l'astronomie [169], le traitement des sons [170], etc. Les problèmes typiquement traités en électromagnétisme sont liés à la détection d'objets [171], à la classification d'images radar [172], le classement de cibles [173], etc. Le problème considéré ici se rapproche plus de problèmes de traitement du signal et l'extraction de composantes de ce signal.

Ici, l'objectif est de déterminer la vitesse du choc, la vitesse matérielle et l'indice de réfraction sous choc avec le signal mesuré comme entrée. Cependant, le problème à plusieurs couches est complexe et comporte différents cas. Un réseau performant pour un cas donné ne le sera pas forcément dans une autre configuration expérimentale. Par exemple, un réseau permettant de traiter les détentes latérales sera probablement moins efficace dans le cas du traitement des détentes arrières. Pour étudier ces pistes, on se propose dans un premier temps de traiter le cas des chocs soutenus. Une fois ce problème traité, on s'attachera à proposer des pistes de résolution pour le problème à p couches. La détermination du réseau se fait en plusieurs étapes.

Première étape. On choisit l'architecture du réseau :

- On se place dans le cas idéal où tous les signaux expérimentaux font la même durée et ne sont pas bruités.
- On calcule pour différents paramètres du réseau l'architecture la plus appropriée.
- Le meilleur réseau est retenu pour l'étape suivante.

Seconde étape : Un bruit est ajouté sur les signaux, cet ajout complexifie le problème et augmente donc le temps de calcul.

Troisième étape : La durée des signaux est rendue variable, le temps de calcul est encore augmenté.

Quatrième étape : On confronte le modèle choisi aux signaux expérimentaux.

3.3.4.2 Inversion du modèle à deux couches

Dans un premier temps, on s'intéresse au modèle à deux couches. L'approche développée pour résoudre analytiquement le modèle à deux couches peut être vue comme une séquence de deux phases. Tout d'abord, plusieurs opérations de filtrage sont effectuées pour déterminer les fréquences d'intérêt ainsi que l'amplitude associée. Dans un second temps, des opérations sont effectuées entre ces différents paramètres pour obtenir les valeurs de sortie. On se propose de reprendre cette approche pour choisir le réseau de neurones approprié. On utilise alors plusieurs couches de convolution pour les opérations de filtrage, puis des couches denses pour les opérations entre paramètres.

Les données d'entrée sont composées du signal expérimental mesuré en volts, à cela on ajoute un vecteur de même taille qui comporte le temps. Pour faciliter l'apprentissage, on ajoute également la fréquence de fonctionnement de l'appareil ainsi que l'indice de réfraction du matériau d'étude. De plus, on fixe la fréquence d'échantillonnage du signal pour simplifier le problème.

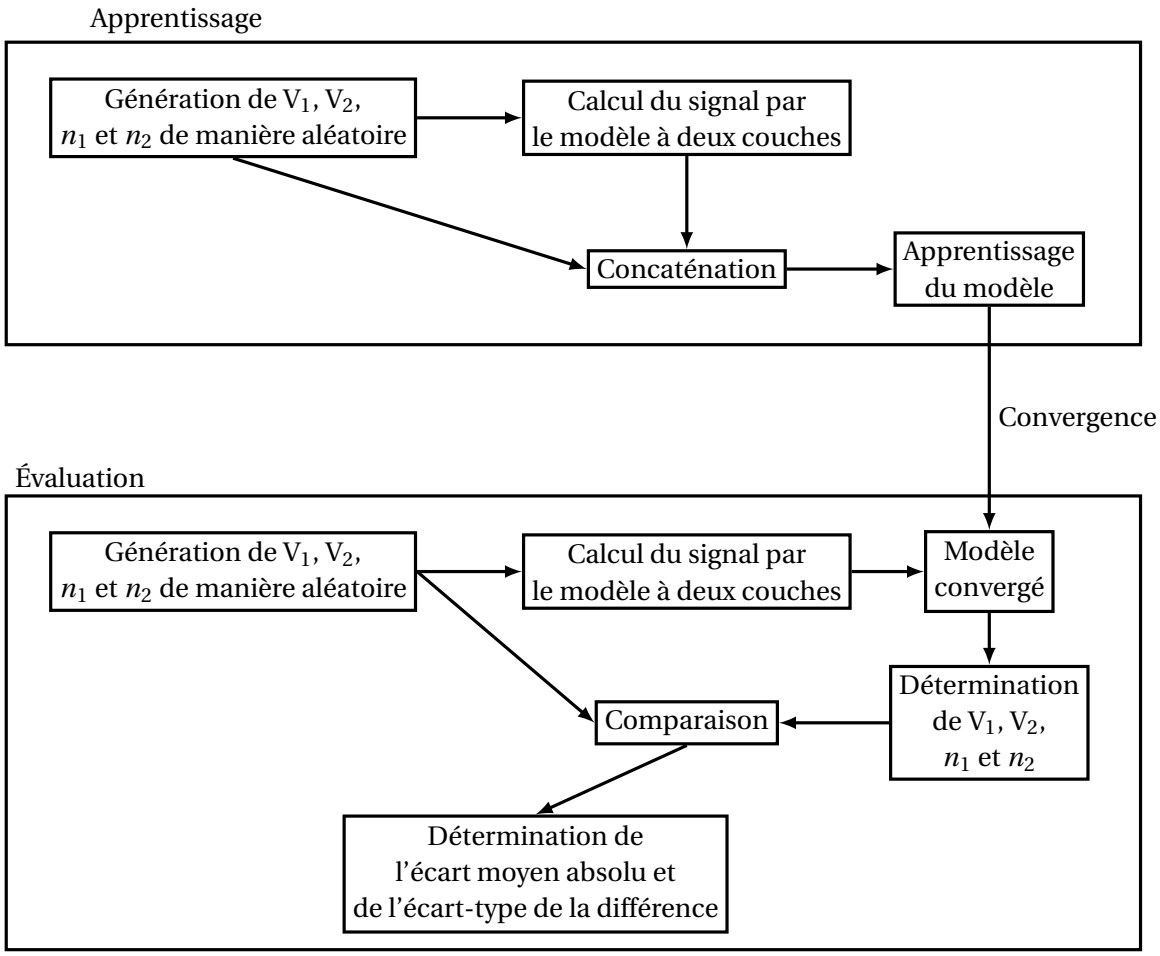


FIGURE 3.15 – Stratégie d'évaluation du réseau de neurones

L'échantillonnage choisi comporte un point toutes les 10 ns, soit $f_{\text{ech}} = 100$ MHz. Pour appliquer le modèle à un signal réel, il est alors nécessaire de ré-échantillonner ce dernier. Pour créer la base d'apprentissage, on calcule les signaux expérimentaux en utilisant un générateur de nombres aléatoires qui permet d'obtenir des valeurs dans un intervalle donné pour les indices de réfraction et les vitesses. On concatène ces informations pour réaliser l'apprentissage du modèle. Les vitesses et les indices de réfraction sont normalisés pour faciliter la phase d'entraînement. Une fois le réseau convergé, on évalue ses performances en recréant une base de signaux différente. Cette fois, seules les données du signal, de la fréquence de fonctionnement et de l'indice de réfraction du matériau sain sont utilisées. Le modèle donne des valeurs pour les vitesses et l'indice de réfraction du matériau choqué, qui sont comparées aux données utilisées pour générer le signal. On calcule alors le pourcentage d'erreur moyen et l'écart-type de l'erreur comme indicateurs de performance. L'ensemble de ce processus est schématisé sur la figure 3.15. Une fois l'écart moyen et l'écart-type calculés pour différents réseaux, on peut comparer les résultats pour choisir l'architecture la plus adaptée. Les premiers essais montrent que les réseaux sont peu performants si le vecteur de sortie comprend les trois paramètres d'intérêt. Pour remédier à ce problème, on découple le problème en créant trois réseaux avec chacun une sortie unique.

Le réseau choisi est constitué de deux blocs. Une première partie est composée de couches de convolution pour obtenir les paramètres d'intérêt du signal. La seconde partie est composée de couches denses représentant les opérations effectuées sur les fréquences et le rapport d'amplitude pour obtenir les résultats du modèle. Ce type de réseau est dit convolutif et est, par exemple, largement utilisé pour des applications de reconnaissance vocale [174]-[178].

Dans un premier temps, on fait varier le nombre de couches convolutives pour déterminer le réseau optimal. On garde constant le nombre de couches denses du second bloc du réseau.

TABLEAU 3.15 – Écart moyen et écart-type de la différence entre valeur cible et valeur obtenue par le réseau de neurones en fonction du nombre de couches convolutives

Nombre de couches	V_1 ($m \cdot s^{-1}$)		V_2 ($m \cdot s^{-1}$)		n_2	
	Écart moyen (%)	Écart-type (%)	Écart moyen (%)	Écart-type (%)	Écart moyen (%)	Écart-type (%)
2	28,4	18,8	58,3	45,9	17,2	8,2
3	28,4	18,8	58,3	45,9	17,2	8,2
4	4,2	5,1	58,3	45,9	17,2	8,2
5	3,8	4,6	4,2	5,2	8,6	8,2
6	4,0	4,9	4,4	5,6	4,7	5,4
7	4,0	5,0	6,8	7,6	5,2	5,4

TABLEAU 3.16 – Résultats du réseau de neurones pour l'essai sur l'ontalite

Essai		V_1 ($m \cdot s^{-1}$)	V_2 ($m \cdot s^{-1}$)	n_2
ontalite	Réseau de neurones	4083	403	1,20
	Simulation hydrodynamique	3449	427	1,85

Le tableau 3.15 présente les résultats de la recherche du nombre de couches adapté. Il contient pour chaque grandeur d'intérêt (vitesse du choc, vitesse matérielle, indice de réfraction du milieu sous choc) l'écart moyen absolu entre la valeur cible et la valeur obtenue par le modèle et l'écart type des différences entre les valeurs d'entrée et les valeurs obtenues avec le modèle. On constate que le choix du modèle dépend de la grandeur que l'on souhaite calculer. Pour les vitesses, cinq couches convolutives sont nécessaires alors que pour l'indice de réfraction du milieu sous choc, six couches sont plus adaptées. À partir de ce résultat, on complexifie le signal d'entrée en lui ajoutant du bruit, en gardant les architectures identifiées comme étant les plus performantes. Le niveau de bruit est fixé pour obtenir un rapport signal à bruit de 5, par choix. L'étape suivante consiste à faire varier la durée du signal calculé pour représenter différentes conditions expérimentales.

Le dernier réseau permet de traiter des tailles différentes de signal d'entrée pour étudier différentes expériences. On peut alors l'appliquer aux expériences d'impact sur l'ontalite. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.16. La vitesse du choc obtenue avec le modèle est du bon ordre de grandeur mais l'écart est important, de l'ordre de 18 %. L'indice de réfraction du milieu sous choc est mal calculé également. Cependant, la vitesse matérielle obtenue par le réseau est en bon accord, avec 6 % d'écart par rapport à la valeur simulée avec OURANOS. Ces résultats montrent que le réseau est adapté pour le traitement demandé, mais que l'apprentissage peut être amélioré.

Les réseaux retenus sont donnés dans l'annexe A.

3.3.4.3 Pistes pour l'inversion du modèle à plusieurs couches

La logique d'inversion pour le modèle à p couches est semblable à la différence de la génération de la base d'apprentissage. En effet, dans le cas d'un choc non soutenu, les profils d'indice de réfraction et de vitesse matérielle avec la vitesse du choc incluse sont nécessaires au calcul. Cependant, ces données ne sont accessibles que par le biais de simulations hydrodynamiques coûteuses en temps de calcul. Une idée consiste à modéliser ce profil par une loi dont les paramètres vont être modifiés pour obtenir différents profils de manière rapide. L'étude des lois représentant une détente arrière dans le cas de la détonation d'un explosif dans l'air a fait l'objet de recherches par BAKER [179] qui présente plusieurs équations pour la pression. Dans la littérature [180][181], la

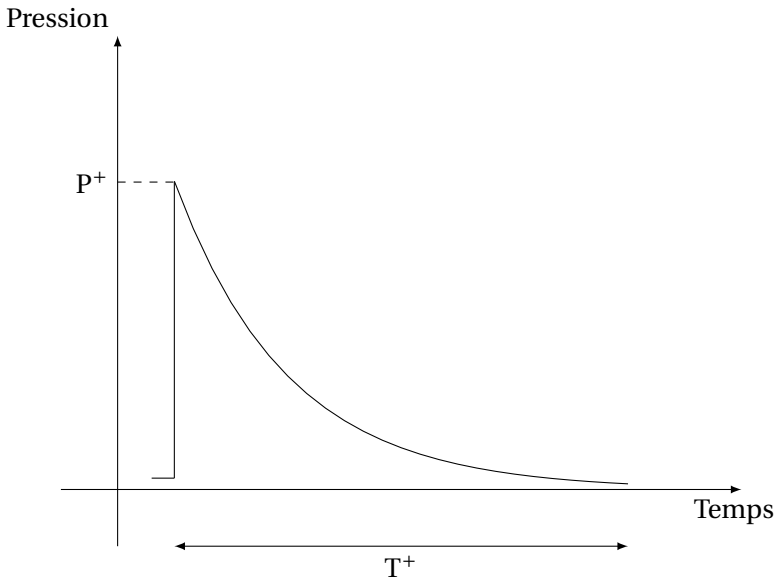


FIGURE 3.16 – Grandeurs pic-détente

forme la plus utilisée est celle de FRIEDLANDER, dite modifiée, donnée dans l'équation 3.5, où P_0 est la pression ambiante, P^+ le pic de surpression positive, T^+ la durée de la phase de surpression et α un paramètre à ajuster. Ces paramètres sont décrits sur la figure 3.16.

$$P(t) = P_0 + P^+ \left(1 - \frac{t}{T^+}\right) \exp\left(\frac{-\alpha t}{T^+}\right) \tag{3.5}$$

Cette équation est typiquement utilisée pour des profils de pression dans l'air. Pour représenter l'évolution de la masse volumique dans un solide sous choc, plusieurs formulations peuvent être étudiées. Il faut noter qu'en fonction du phénomène considéré (détente arrière, latérale, etc), la loi d'évolution doit être ajustée.

3.4 Permittivité des matériaux réactifs

L'utilisation de la radio-interférométrie pour l'étude de la propagation des chocs suppose la connaissance de la permittivité de ces matériaux. Si la littérature est fournie pour les matériaux inertes classiques, le cas des explosifs est moins étudié. La raison principale étant les contraintes de sécurité associées à la manipulation de ces matériaux. Cette partie a pour objet de faire le point sur les données disponibles pour les propriétés diélectriques des matériaux énergétiques et de présenter de nouvelles mesures sur différentes compositions.

3.4.1 Bibliographie

Les études sur la permittivité des explosifs ont commencé en même temps que l'utilisation de la radio-interférométrie pour l'étude des chocs. La nécessité de connaître précisément la constante diélectrique d'un matériau pour déterminer sa vitesse de détonation en a été la raison. D'autres thématiques associées ont émergé par la suite. On peut notamment citer la compréhension de l'échauffement micro-onde d'explosifs et les problématiques de détection pour des applications de sécurité. L'enjeu de cette section est de présenter les techniques et les résultats obtenus pour l'étude d'explosifs d'intérêt pour ces travaux. Les méthodes de caractérisation de la permittivité des matériaux sont nombreuses, et le but n'est pas ici de toutes les présenter et de les comparer. De très nombreuses sources de la littérature sont consacrées aux techniques les plus courantes [182]-[184].

L'étude de la permittivité des explosifs a débuté avec les travaux de CAWSEY [185] qui a étudié différentes formes du TNT, du Tétryl et de la Pentrite par une méthode de cavité résonnante pour obtenir des valeurs nécessaires à la détermination de la vitesse de détonation de ces explosifs. GLOVER et PERRY [160] étudient des poudres de TATB à différentes masses volumiques pour en déduire une loi de mélange pour une composition TATB/Kel-F par une méthode en transmission avec une ligne coaxiale. DAILY *et al.* [186] ont mesuré les propriétés de treize matériaux différents, incluant le HMX, le RDX, le TATB et le TNT avec une méthode par cavité résonnante pour obtenir des données nécessaires à la simulation de l'échauffement sous irradiation micro-onde entre 8 et 12 GHz. HIGGINBOTHAM DUQUE *et al.* ont travaillé sur quatorze compositions différentes entre 1 et 18 GHz pour étudier l'influence de la fréquence et de la masse volumique sur la permittivité relative, par une méthode de cavité résonnante. Leurs conclusions montrent que l'effet de la masse volumique est plus important que l'effet de la fréquence pour la partie réelle. TRINGE *et al.* [187] caractérisent des compositions à base de HMX et introduisent la méthode dite de la cartouche. Cette méthode est détaillée plus loin dans ce document. D'autres travaux existent, notamment pour des applications de détection [188]-[192], qui permet de calculer les propriétés diélectriques d'un matériau en connaissant sa structure électronique. Un catalogue de valeurs obtenues avant 1985 pour différentes compositions à différentes fréquences a été réalisé par DOBRATZ [193]. D'autres approches peuvent être envisagées comme la Density Functionnal Theory [194]-[196] qui permet de déterminer les propriétés diélectriques d'un matériau en connaissant sa structure électronique.

3.4.2 Banc de mesure statique

À la demande du CEA Gramat, l'entreprise MC2 Technologies a conçu un banc de caractérisation de la permittivité des matériaux dans la bande W (75-110 GHz). La méthode retenue est celle par mesure de la transmission en champ proche, qui présente les avantages d'une mesure sur une large bande de fréquences et de permettre une liberté dans la taille des échantillons [197]. Le principe est le suivant (cf figure 3.18) :

- Un analyseur de réseau vectoriel émet une impulsion correspondant à une gamme de fréquence donnée (0-26 GHz).
- Les têtes millimétriques (boîtiers bleus) modifient cette bande de fréquence pour la faire correspondre à la bande W.
- Deux antennes cornet servent de relais pour transmettre l'impulsion dans le matériau.
- Les cornets mesurent l'onde transmise à travers l'échantillon.
- L'analyseur de réseau mesure la matrice du paramètre S correspondant.
- À l'aide d'un logiciel, la mesure est acquise numériquement et la constante diélectrique peut être calculée.

Une photo de l'appareil est présentée avec les différents éléments décrits sur la figure 3.17. Le calcul de la permittivité est basé sur la matrice S, selon une méthode Nicholson-Ross-Weir (NRW) modifiée. Le principe de la méthode NRW est donné en figure 3.18, d'après [198]. Cette matrice contient quatre termes : S_{11}, S_{12}, S_{21} et S_{21}. Les deux premiers termes représentent la transmission de l'onde à travers le matériaux dans deux sens possibles, les deux derniers représentent la réflexion dans chacun des sens de propagation. La mesure des quatre coefficients est rendue possible par l'utilisation de deux cornets qui émettent et recoivent le signal. Les échantillons étant supposés être homogènes, les coefficients sont théoriquement identiques deux à deux.

Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission en fonction des coefficients de la matrice S est détaillé dans les équations (3.6) et (3.7).

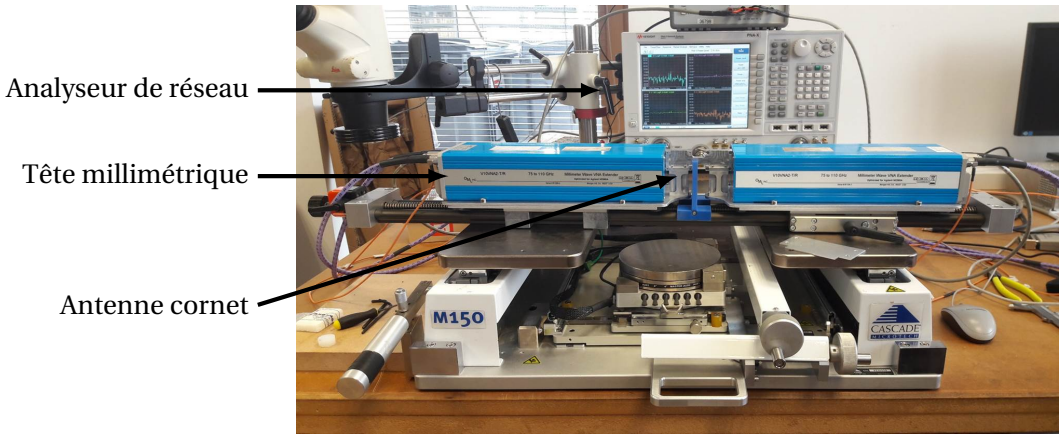


FIGURE 3.17 – Banc de permittivité, photo@MC2 Technologies

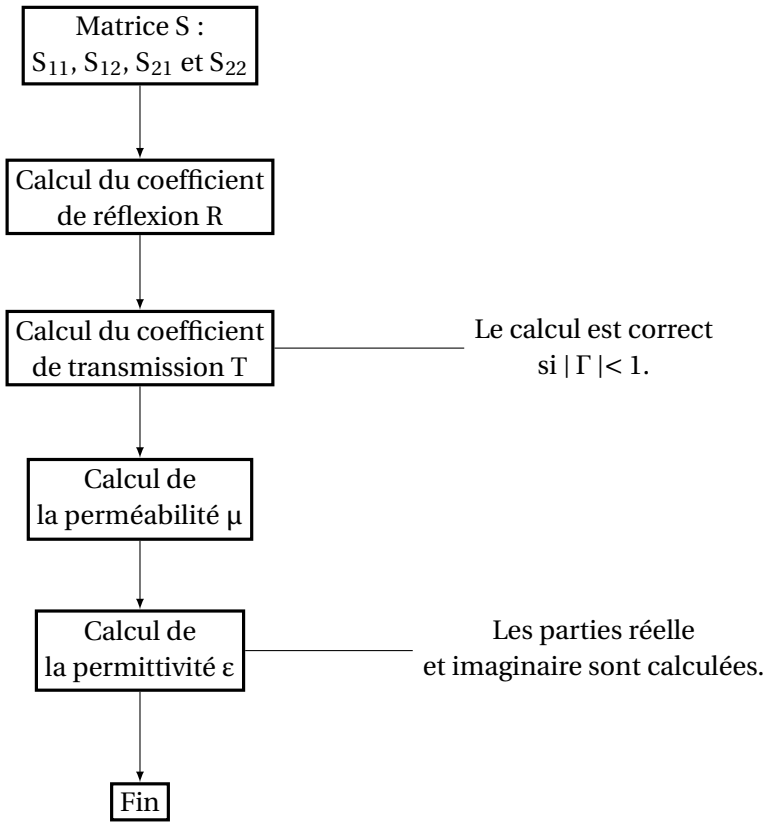


FIGURE 3.18 – Principe de la méthode NRW pour le calcul de la permittivité

$$R = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \pm \sqrt{\left(\frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}\right) - 1} \tag{3.6}$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - R}{1 - (S_{11} + S_{21})R} \tag{3.7}$$

Pour les matériaux ayant une faible constante diélectrique, la méthode NRW classique est instable [197]. Les constructeurs de l'appareil proposent alors une approche alternative. Il faut tout d'abord calculer la phase α du nombre complexe T. Ensuite, les parties réelle et imaginaire sont obtenues selon les équations (3.8) et (3.9).

$$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r) = \left(\frac{c_0 \alpha}{2\pi d f}\right)^2 \tag{3.8}$$

$$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r) = -\frac{c_0 \ln(|T|)\sqrt{\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)}}{\pi d f} \tag{3.9}$$

avec d l'épaisseur de l'échantillon et f la fréquence d'étude.

L'avantages de cette approche est sa rapidité. Cependant, elle nécessite des échantillons relativement fins pour pouvoir obtenir des signaux exploitables. Il est à noter que différentes méthodes existent telles que la méthode itérative NIST ou la méthode *Short circuit line*. Un tableau comparatif des différentes méthodes en termes de rapidité et de précision est disponible en annexe B.

Les incertitudes associées à cette mesure sont de différentes natures.

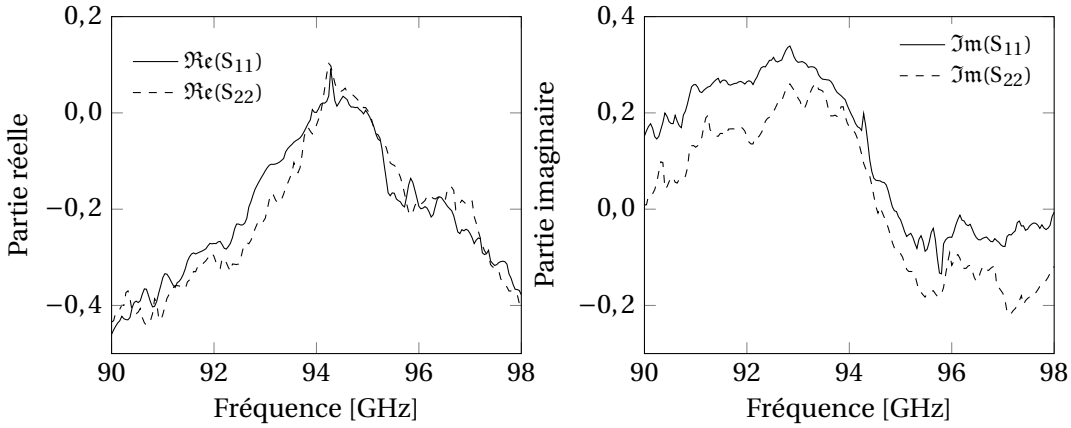
— Positionnement de l'échantillon : lors de la mesure, l'échantillon est positionné dans une bride de maintien. Si l'usinage réalisé ne permet pas d'avoir un contact parfaitement cylindrique entre la bride et le matériau d'étude, le contact cornet/matériau d'étude ne sera pas plan, impactant alors la mesure.

— Hétérogénéité de l'échantillon : pour un matériau hétérogène, les inclusions ou différences de masse volumique peuvent entraîner des dérives lors de la mesure de la matrice S.

— Régulation thermique de l'analyseur de réseau : la mesure nécessite l'utilisation d'un analyseur de réseau vectoriel. Ces appareils doivent être stabilisés finement en température pour pouvoir assurer une précision maximale lors de l'émission et de la réception des signaux.

3.4.3 Exemple de résultats pour un matériau inerte

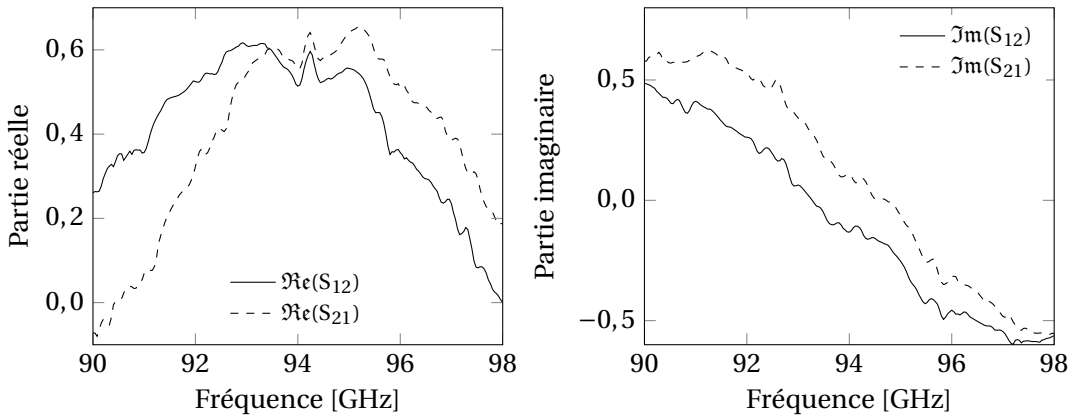
Une série de mesures a été réalisée pour différents matériaux inertes dont le PMMA. Les figures 3.19 et 3.20 montrent les coefficients de la matrice S obtenus. Lors d'une telle mesure, un indicateur de qualité de la mesure est la phase mesurée. Plus le comportement observé est linéaire, meilleurs seront les résultats. La figure 3.21 montre un exemple de la phase mesurée pour du PMMA dans la bande de fréquence 90-98 GHz. Le terme de phase déroulée signifie que la phase est modulée entre $-\pi$ et $+\pi$. À partir de ces résultats, on applique la méthode décrite dans le paragraphe précédent pour obtenir les parties réelle et imaginaire de la permittivité relative du matériau. Les résultats sont présentés sur la figure 3.22. On note des variations de l'ordre de quelques % dans cette gamme fréquentielle. La valeur retenue doit donc être une moyenne des valeurs proches de la fréquence d'intérêt. On prend alors comme valeur la moyenne dans la gamme 93-95 GHz, soit $2,576 - 0,098j$. À titre de comparaison, la littérature [199] donne une valeur dans l'intervalle $[2,600;\ 2,671] - [0,014;\ 0,061]j$, soit un écart de 2,3 % pour la partie réelle par rapport à la valeur moyenne. Les pertes mesurées sont un peu plus importantes que celles données dans la littérature, avec un écart par rapport à la littérature de l'ordre de 60 %, ce qui peut être dû aux conditions expérimentales. Une seconde mesure de validation pour du téflon donne $1,96 - 0,06j$. L'écart entre la partie réelle de la valeur retenue et la littérature citée est de 4,4 %. Les mesures de l'appareil utilisé sont donc en bon accord avec la littérature. Pour étudier la répétabilité du moyen de mesure, une série de dix mesures a été réalisée sans déplacement de l'échantillon. Les résultats



(a) Partie réelle

(b) Partie imaginaire

FIGURE 3.19 – Coefficients de la matrice S en réflexion (S_{11} et S_{22})



(a) Partie réelle

(b) Partie imaginaire

FIGURE 3.20 – Coefficients de la matrice S en transmission (S_{11} et S_{22})

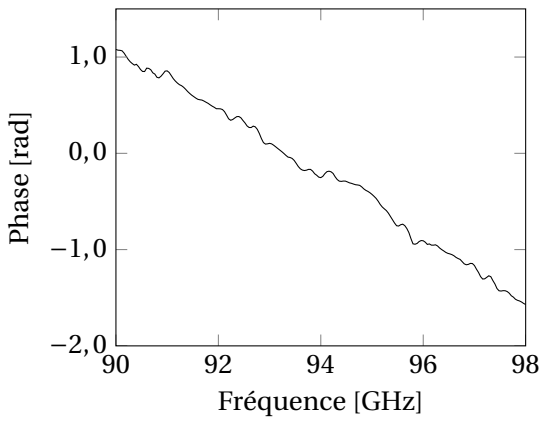
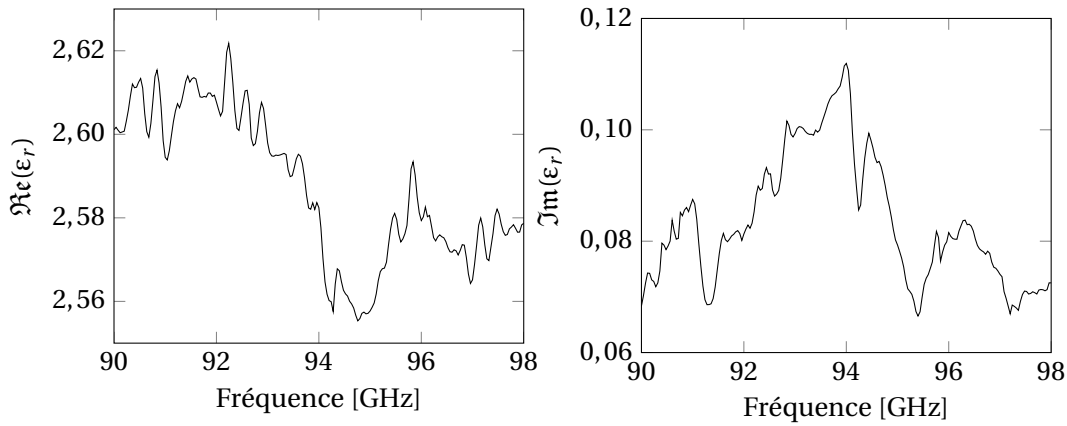


FIGURE 3.21 – Phase déroulée lors de la mesure de la matrice S pour un échantillon de PMMA

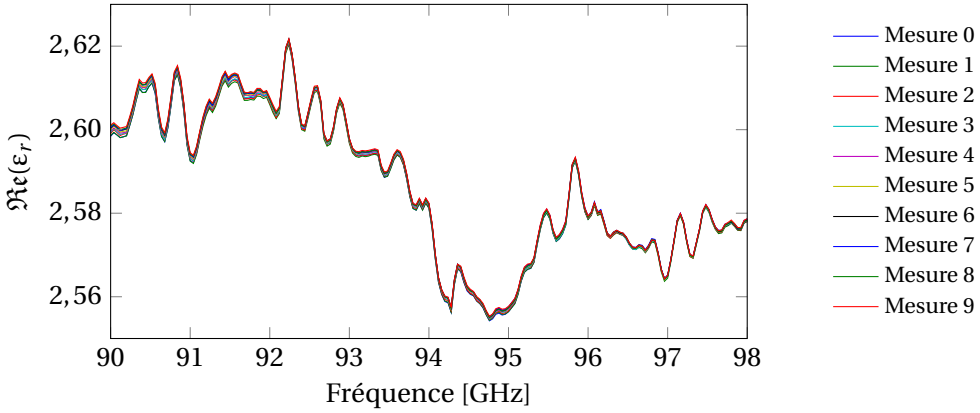


(a) Partie réelle

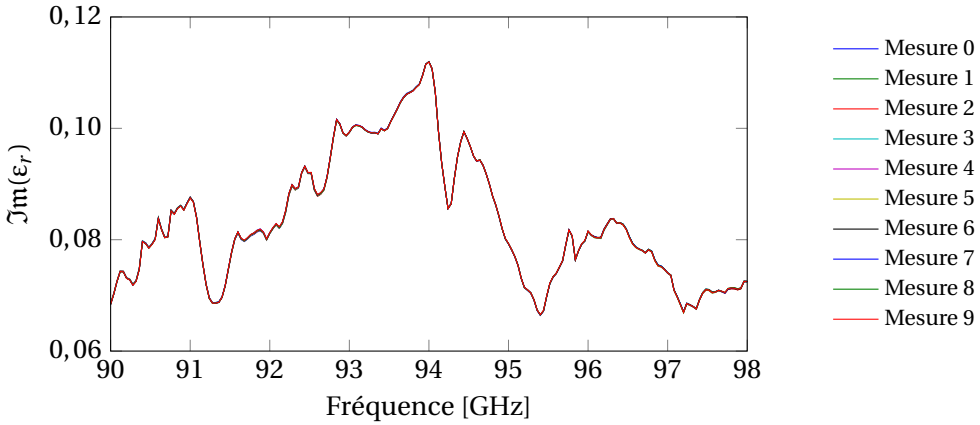
(b) Partie imaginaire

FIGURE 3.22 – Permittivité relative du PMMA dans la bande 90 – 98 GHz

de cet essai sont présentés en figure 3.23. Les différences observées sont faibles, inférieures à 0,1 % pour la partie réelle et 0,05 % pour la partie imaginaire. On peut donc conclure que l'appareil possède une forte répétabilité lorsque l'échantillon n'est pas déplacé entre deux mesures.



(a) Partie réelle



(b) Partie imaginaire

FIGURE 3.23 – Permittivité relative du PMMA dans la bande 90 – 98 GHz

3.4.4 Mesure de la permittivité de matériaux réactifs

Une campagne de mesure a permis d'obtenir des valeurs de permittivité pour de nombreux matériaux réactifs utilisés au CEA-Gramat. Ces mesures ont été réalisées à l'aide du banc présenté précédemment. Pour chaque échantillon, deux séries de dix mesures ont été effectuées pour avoir un échantillon statistique représentatif. Entre chaque série, l'échantillon est sorti du banc du mesure, puis repositionné. La figure 3.24 présente les valeurs moyennes obtenues pour chaque série pour l'échantillon de TNT. On choisit la valeur moyenne car les variations observées sans déplacement de l'échantillon sont faibles, comme présenté précédemment. On constate une variation non-négligeable liée au positionnement de l'échantillon, représentée sur les figures 3.24 et 3.25. L'écart maximal de la partie réelle par rapport à la valeur moyenne des deux signaux est de 0,9 %; et de 24 % pour la partie imaginaire. Le positionnement de l'échantillon est donc une source importante d'erreur. Ce paramètre peut être lié à l'inclinaison du cylindre sur son support, ou à une différence de compression de l'échantillon lors de la mise en œuvre de la mesure. Il est donc préconisé pour les mesures futures d'enlever et de remettre l'échantillon plusieurs fois afin d'obtenir une valeur moyenne représentative.

La permittivité relative de quatorze compositions a été caractérisée. Le tableau 3.17 détaille les valeurs retenues pour la permittivité relative de chacune de ces compositions dans la gamme de fréquence 93 – 94 GHz. Cette bande est retenue, car elle est centrée autour de la fréquence de fonctionnement du radio-interféromètre. Pour chaque échantillon, deux séries de mesure ont été réalisées, *i.e.* l'échantillon a été enlevé puis remis entre chaque série de mesures. La méthode appliquée est la suivante.

— On moyenne les valeurs obtenues pour chaque série de mesures sans déplacement de l'échantillon.

— On se place dans la plage de fréquence 93 – 95 GHz.

— On prend la moyenne de toutes les séries de mesures pour obtenir une courbe moyenne $\varepsilon_r = \text{fonction}(f)$.

— On fait la moyenne en fonction de la fréquence pour obtenir une seule valeur.

Le lecteur intéressé se reportera à l'annexe C pour observer les courbes associées à chaque matériau. Le tableau donne également la masse volumique des échantillons ainsi que la longueur réelle mesurée des échantillons. Le calcul de la permittivité a été effectué avec les épaisseurs mesurées. Pour plus de clarté, les échantillons sont regroupés en quatre catégories en fonction de leur base : TNT, HMX, RDX ou TATB. Ce tableau donne aussi l'épaisseur pour chaque échantillon puisqu'elle entre en compte dans le calcul. Les incertitudes sur ce paramètre et sur la masse volumique des échantillons n'ont pas été quantifiées.

3.4.5 Mesure par détonation d'une cartouche d'explosif

Une méthode dynamique de mesure de la permittivité d'un matériau est également possible et a été utilisée avant le développement du banc de mesure. Elle consiste à instrumenter une cartouche, *i. e.* un cylindre d'explosif dont la longueur est grande devant le diamètre, avec des aiguilles de contact et le radio-interféromètre, et à mesurer la vitesse de détonation d'un explosif. Un exemple de réalisation expérimentale est présenté en figure 3.26. Le principe est le suivant :

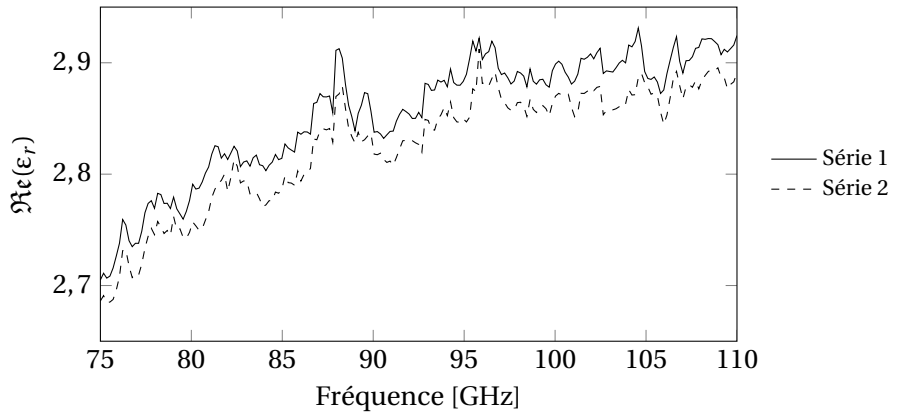
— La position des aiguilles de contact et le temps de passage de l'onde de détonation sont relevés. Le positionnement des aiguilles est important pour la maîtrise des incertitudes.

— Comme les aiguilles de contact sont placées latéralement, des aiguilles de courbure sont placées à l'extrémité du cylindre pour recaler temporellement un signal.

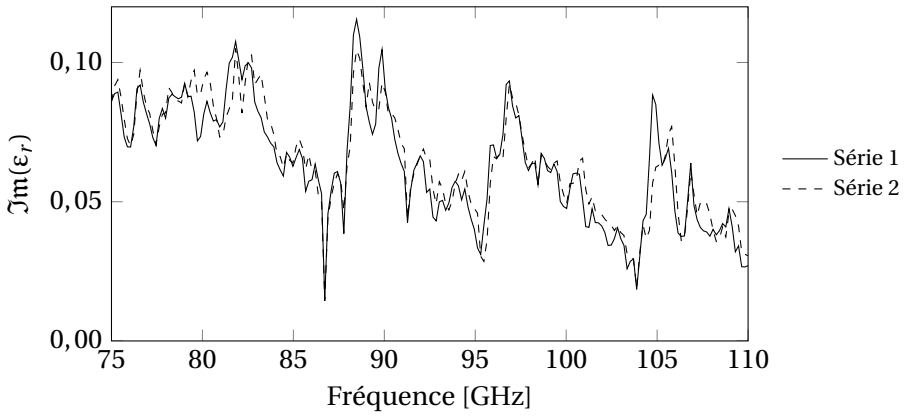
— Par régression linéaire, une vitesse $V_{aiguilles}$ avec un écart-type δV est obtenue.

— Avec une permittivité arbitraire ε_a, le déplacement mesuré par radio-interférométrie est calculé.

— Avec une régression linéaire sur ce déplacement, une vitesse V_a est calculée.



(a) Partie réelle



(b) Partie imaginaire

FIGURE 3.24 – Permittivité relative du TNT dans la bande 75 – 110 GHz avec déplacement de l'échantillon entre les deux séries de mesure

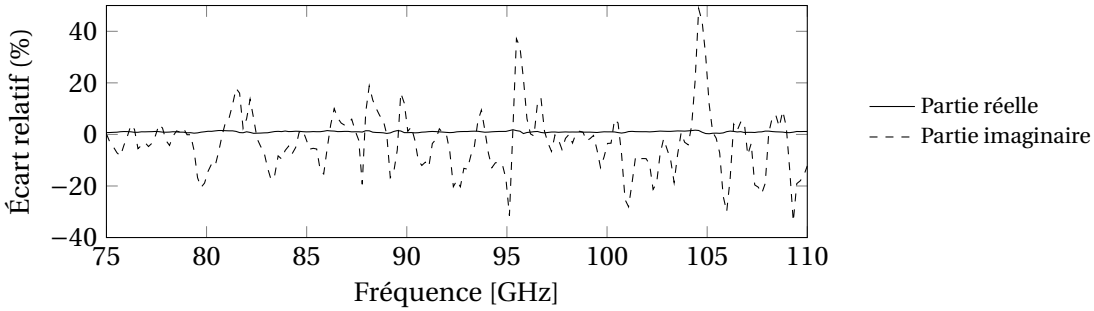


FIGURE 3.25 – Écarts relatifs des parties réelle et imaginaire pour deux séries de mesure sur du TNT

TABLEAU 3.17 – Données générales sur la permittivité de différents matériaux réactifs

	Composition (% massique)	ρ ($g \cdot cm^{-3}$)	Moyenne de $\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	Moyenne de $\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$	Longueur réelle (mm)
1	TNT (100)	1,60	2,866±0,065	0,052±0,017	10.05
2	RDX-TNT-cire[a] (59,5/39,5/1)	1,70	3,188±0,069	0,073±0,011	9,88 ± 0,05
3	RDX-TNT-cire[a] (59,5/39,5/1)	1,73	3,321±0,047	0,073±0,011	10,02 ± 0,05
4	ONTA-TNT-cire[b] (59,5/39,5/1)	1,76	3,121±0,069	0,071±0,010	10,02 ± 0,05
5	ONTA-TNT-cire[b] (59,5/39,5/1)	1,76	3,132±0,072	0,068±0,008	10,01 ± 0,05
6	HMX-ONTA-Liant inerte (12/72/16)	1,64	3,056±0,055	0,084±0,011	10,02 ± 0,05
7	HMX-Aluminium-Liant inerte (45/35/20)	1,73	5,727±0,035	0,386±0,107	10,10 ± 0,05
8	HMX-Liant inerte[c] (96/4)	1,47	2,737±0,059	0,064±0,020	10,10 ± 0,05
9	HMX-Liant inerte[c] (96/4)	1,86	3,434±0,054	0,057±0,017	10,05 ± 0,05
10	RDX-Liant inerte (85/15)	1,58	3,183±0,047	0,085±0,021	10,00 ± 0,05
11	RDX-ONTA-Aluminium-Liant inerte (15/52/20/13)	1,76	4,520±0,052	0,225±0,021	10,02 ± 0,05
12	RDX-Aluminium-Liant inerte (64/20/16)	1,65	4,597±0,121	0,195±0,032	9,99 ± 0,05
13	TATB-Liant inerte (97/3)	1,88	4,422±0,066	0,063±0,011	10,03 ± 0,05
14	TATB-HMX-Liant inerte (52/45/3)	1,88	3,975±0,055	0,053±0,013	10,05 ± 0,05

[a] Composition identique avec des RDX de morphologie et de granulométrie différentes : RS RDX Classe III ou RDX CH et RDX B.
[b] Composition identique avec des ONTA de fournisseurs différents.
[c] Composition identique à des densités différentes : 1,85 et 1,5.

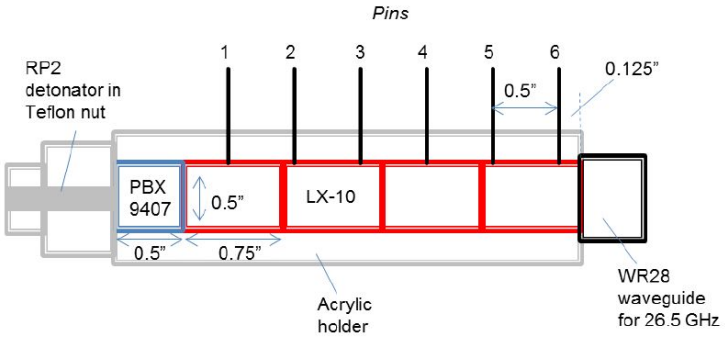


FIGURE 3.26 – Montage utilisé pour la mesure dynamique de la permittivité d'un explosif [187]

TABLEAU 3.18 – Mesures de la partie réelle de la permittivité relative par analyse en phase et en fréquence

Composition	Masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)	$\mathfrak{Re}(\varepsilon)$	
		Analyse en phase	Analyse en fréquence
1	1600	$2{,}787 \pm 0{,}009$	$2{,}943 \pm 0{,}057$
2	1700	$3{,}226 \pm 0{,}031$	$3{,}227 \pm 0{,}072$
3	1730	$3{,}274 \pm 0{,}006$	$3{,}260 \pm 0{,}074$
4	1760	$3173 \pm 0{,}004$	$3{,}181 \pm 0{,}045$
5	1760	$3{,}173 \pm 0{,}005$	$3{,}188 \pm 0{,}051$
6	1640	$3{,}062 \pm 0{,}008$	$3{,}126 \pm 0{,}085$
8	1470	$2{,}702 \pm 0{,}004$	$2{,}687 \pm 0{,}031$
9	1860	$3{,}409 \pm 0{,}002$	$3{,}382 \pm 0{,}061$
10	1580	$3{,}184 \pm 0{,}009$	$3{,}158 \pm 0{,}084$
13	1880	$4{,}462 \pm 0{,}014$	$4{,}441 \pm 0{,}040$

— D'après les travaux de BELSKII *et al.* [81], le produit εV^2 est constant ; la permittivité relative ε_t permettant d'obtenir la vitesse mesurée par aiguilles est alors donnée par l'équation 3.10.

$$\varepsilon_t = \varepsilon_a \times \left(\frac{V_a}{V_{aiguilles}} \right)^2 \tag{3.10}$$

— En utilisant $V_{aiguilles} = V_{mesure} \pm \delta V$; on peut obtenir une incertitude sur la valeur de ε_t.

Cette méthode a été employée par différents auteurs [187] [3] [200]. Deux méthodes de traitement des signaux radio-fréquences peuvent être appliquées. La première consiste à calculer un déplacement par une analyse du déphasage entre les deux voies. La seconde consiste à réaliser une transformée de Fourier pour obtenir le spectre fréquentiel du signal. La fréquence f associée au choc est liée à la vitesse de détonation par l'effet Doppler sous la forme :

$$f = f_c \left(1 - 2\sqrt{\varepsilon_t} \frac{V_{aiguilles}}{c_0} \right) \tag{3.11}$$

avec f_c la fréquence d'émission et c_0 la vitesse de la lumière dans le vide. L'incertitude de mesure est déterminée à partir de l'équation 3.11 avec les incertitudes sur la vitesse mesurée à l'aide des aiguilles et sur la fréquence, liée à la transformée de Fourier. Le tableau 3.18 présente les valeurs obtenues par méthode en phase et en fréquence pour les compositions étudiée. Toutes les compositions n'ont pas pu être étudiées en détonation. Le traitement par phase présente des résultats avec moins d'incertitude que le traitement en fréquence ou que la mesure statique. L'incertitude est similaire pour la mesure en fréquence et la mesure statique.

TABLEAU 3.19 – Comparaison des résultats de permittivité relative avec la mesure statique pour référence

Composition	Écart ε statique/phase (%)	Écart ε statique/fréquence (%)
1	2,76	2,70
2	1,19	1,22
3	1,42	1,82
4	1,67	1,92
5	1,31	1,79
6	0,20	2,30
8	1,28	1,82
9	0,73	1,53
10	0,03	0,79
13	0,90	0,47

TABLEAU 3.20 – Comparaison des vitesses de détonation obtenues avec les aiguilles de contact ou avec la permittivité statique

Composition	Vitesse par aiguilles ($m \cdot s^{-1}$)	Vitesse avec ε mesuré ($m \cdot s^{-1}$)	Écart (%)
1	6697	6589	1.62
2	7971	8019	0.60
3	8133	8076	0.71
4	7480	7543	0.84
5	7534	7583	0.65
6	7479	7563	1.12
8	7481	7435	0.61
9	8938	8918	0.23
10	8082	8063	0.23
13	7627	7629	0.03

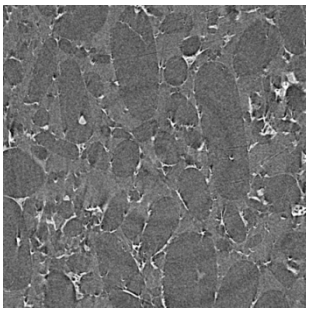
3.4.6 Discussion et comparaison

3.4.6.1 Discussion sur les méthodes

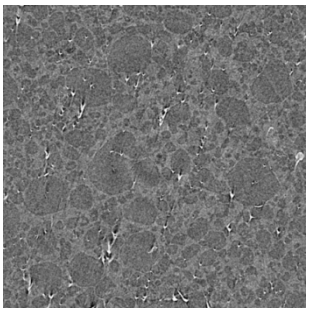
Les valeurs obtenues par mesure statique et par la mesure cartouche en phase ou en fréquence sont très proches, avec un écart inférieur à 2 % sauf pour le TNT et la composition HMX-ONTA-Liant inerte. Pour le TNT, cet écart peut s'expliquer par un défaut de collage lors de la fabrication de la cartouche. Les barres d'erreur sont déterminées pour la mesure statique comme la somme des erreurs de répétabilité et de reproductibilité. Les résultats obtenus par la méthode de détonation de la cartouche sont donc valides. Pour s'en assurer, on peut calculer les vitesses de détonation par la méthode d'interférométrie avec les résultats en permittivité du banc statique. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.20. Les différences observées sont inférieures à 1 % sauf pour le TNT (échantillon 1, écart de 1,6 %) et pour la composition 6 (pour laquelle l'erreur est inférieure à 1,22 %). Le mauvais collage du premier échantillon est responsable de l'écart observé.

3.4.6.2 Discussion sur les compositions

On note que la présence d'aluminium dans la composition entraîne une augmentation de la constante diélectrique, ce qui est cohérent puisque la permittivité diélectrique des métaux est très élevée. Les échantillons 10 et 12 ont une composition proche, le premier étant dépourvu d'aluminium. La fraction volumique d'aluminium dans l'échantillon 12 est d'environ 12 %, la variation de



(a) Composition 2



(b) Composition 3

FIGURE 3.27 – Tomographies des échantillons des compositions 2 et 3, la taille de chaque photo est d'environ 3,2 mm ± 3,2 mm

permittivité relative est de 44 %. Cette évolution est cohérente avec le modèle de Bruggeman [201]. Ce modèle permet d'obtenir la permittivité ε_{mix} du mélange à partir de la permittivité relative du milieu hôte ε_1 et de la fraction volumique d'inclusions métalliques v_2 sous la forme de l'équation 3.12.

$$\varepsilon_{mix} = \frac{\varepsilon_1}{(1-v_2)^3} \tag{3.12}$$

Les échantillons 8 et 9 sont de la même composition à des masses volumiques différentes. La différence de masse volumique est d'environ 23 %, et la variation de permittivité de l'ordre de 20 %. Ce comportement est bien reproduit par la loi de mélange de Landau Lifschitz Looyenga [202], équation 3.13, qui donne une valeur de 2,756 pour l'échantillon 8, soit une différence de moins de 1 %. Cette loi permet de calculer la permittivité du mélange de deux composants, 1 et 2, en connaissant leur permittivité relative ε_i et leur fraction massique v_i dans le mélange.

$$\varepsilon_{mix} = v_1(\varepsilon_1)^{1/3} + v_2(\varepsilon_2)^{1/3} \tag{3.13}$$

Les échantillons à base d'ONTA ont une valeur mesurée différente alors que leur masse volumique est la même. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ce phénomène. La répartition granulométrique n'est pas exactement la même, et surtout, la forme des grains est très différente. Les grains de la composition 2 ont une taille de l'ordre de 400 µm et ont une forme elliptique. Les grains de la composition 3 ont une taille d'environ 100 µm. Une tomographie de chaque composition est présentée sur la figure 3.27. Cette hypothèse est toutefois à nuancer, car la dimension des grains est très petite devant la longueur d'onde d'interrogation : de l'ordre du micromètre face au millimètre. L'influence de la forme des inclusions sur la permittivité relative d'un mélange a été étudiée par de nombreux auteurs, voir par exemple [203].

Ces observations ne sont pas faites sur les mêmes composés d'étude, ni à la même fréquence mais indiquent que nos mesures sont dans le bon ordre de grandeur.

3.4.7 Conclusion

Un nouveau banc de mesure de la permittivité a été développé. Il permet d'obtenir la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique de matériaux énergétiques en mesurant la matrice S en transmission et en réflexion. Les mesures obtenues sont comparées aux tests de détonation de cartouches, qui permettent d'obtenir la partie réelle de la permittivité diélectrique d'un explosif, classiquement réalisés pour pouvoir utiliser l'interférométrie microonde. Cette comparaison iso-matériau et iso-fréquence n'est pas répertoriée dans la littérature. Les résultats sont en très bon accord et permettent de valider les données obtenues par le test de cartouches. Plusieurs facteurs doivent être pris en compte lors de la détermination de la permittivité d'un matériau explosif : la quantité d'aluminium présente, la masse volumique et la taille des grains. L'influence de ces trois paramètres a été mise en évidence en étudiant des compositions proches. Les modifications

liées à la présence d'aluminium et les changements de masse volumique sont correctement restitués par des modèles issus de la littérature. La mesure de la partie imaginaire permet de mieux comprendre la propagation des ondes dans le matériau, ou encore son échauffement sous rayonnement électromagnétique.

3.5 Conclusion du chapitre

Les travaux développés dans ce chapitre ont pour objet de présenter les campagnes de validation expérimentale pour les modèles étudiés, et de nouveaux résultats sur la permittivité des explosifs. Pour le modèle à deux couches, trois campagnes différentes sont examinées. La première campagne, sur du TATB, met en évidence la nécessité de respecter la condition d'un choc plan soutenu inerte pour appliquer correctement le modèle. Lorsque cette condition est vérifiée, les résultats sont en bon accord. La deuxième, sur du PMMA, met en lumière les conditions expérimentales favorables à l'observation simultanée de la réflexion sur les deux interfaces. L'influence de la métallisation choisie est particulièrement discutée et met en évidence le besoin de maîtriser l'épaisseur de métal déposée. Les résultats sont en très bon accord avec les simulations numériques. La troisième campagne, sur une ontalite, a pour objectif de valider une polaire déterminée numériquement. Les résultats sont en excellent accord avec cette loi et démontrent la performance du modèle développé. Ces campagnes permettent également d'étudier l'évolution de la permittivité sous choc des matériaux d'étude. Ces dernières données sont inédites.

La seconde étape a pour objet le modèle à plusieurs couches. Deux étapes de validation expérimentale sont présentées et discutées. Pour des essais sur du PMMA, les résultats obtenus sont en bon accord avec l'expérience, mais le temps d'observation est court et ne permet pas de valider complètement l'approche retenue. Pour les essais sur l'ontalite, les résultats sont très différents de l'expérience. Cependant, l'absence des pertes dans le modèle développé pourrait expliquer les différences. Une approche par réseau de neurones est ensuite envisagée pour résoudre les cas de chocs non soutenus. Dans un premier temps, cette méthode est appliquée sur des cas de chocs soutenus. Les résultats théoriques sont encourageants, et le traitement d'un cas expérimental montre que le réseau choisi est adapté, mais qu'il mérite plus de travail pour améliorer les résultats.

Enfin, une campagne de mesure des propriétés diélectriques d'explosifs permet d'établir de nouvelles valeurs et d'identifier la masse volumique, la morphologie des grains, et la présence d'aluminium comme des facteurs clés pour l'estimation de ce paramètre.

Conclusion générale

L'objectif des travaux présentés est de déterminer un modèle et une méthode de mesure de la vitesse d'un choc et de la vitesse matérielle dans un solide soumis à un impact à haute vitesse par interrogation en bande millimétrique. L'enjeu est d'obtenir la polaire de choc d'un matériau de manière non intrusive, continue et *in-situ*. La maîtrise des incertitudes de mesure est un facteur clé pour la compréhension du modèle.

Dans un premier temps, une étude bibliographique a permis de faire l'état de l'art des techniques existantes permettant de réaliser cette mesure, et de mettre en avant les points d'amélioration pour chacune d'entre elles. Cette recherche a également mis en avant les approches déjà employées dans le passé pour réaliser cette mesure par interrogation en bande millimétrique et leurs limitations. Un point fondamental dans l'étude de ces phénomènes est la connaissance des propriétés diélectriques du matériau, dans son état sain, et son état choqué. Cependant, la détermination par une mesure annexe de la permittivité relative du matériau sous choc n'est pas possible à des fréquences millimétriques. Une méthode couramment développée dans la littérature consiste à utiliser des modèles empiriques pour approcher cette valeur. Ces modèles dépendent cependant du matériau et leur validité dans tous les domaines de pression et de fréquence est sujette à discussion. Cet état de l'art fixe donc les attentes du modèle à développer. L'étude de la littérature permet également d'étudier la phénoménologie du problème. Il apparaît que résoudre les chocs réactifs n'est pas envisageable par cette approche à cause de l'ionisation des fronts de choc. Le mécanisme à l'origine de la réflexion électromagnétique sur le front de choc semble être le changement de permittivité dans les cas inertes, et l'augmentation de la conductivité du front de choc dans les cas réactifs. Au delà des techniques de mesure, une étude est menée sur les méthodes de modélisation de la propagation d'ondes électromagnétiques dans des milieux en mouvement. Les données recueillies montrent que le cas de plusieurs interfaces se déplaçant à des vitesses différentes n'est que peu traité. La combinaison avec un changement d'indice de réfraction est également rarement étudiée.

Dans un second temps, les travaux présentés s'intéressent à la modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique dans des solides soumis à des chocs, d'abord soutenus, puis non soutenus. Dans le premier cas, pour les chocs soutenus, un modèle analytique à deux couches fondé sur les effets Doppler et les coefficients de réflexion à chaque interface mobile est développé. Il permet d'obtenir un système analytique reliant des paramètres du signal mesuré à la vitesse du choc, la vitesse matérielle et la permittivité du matériau sous choc. Ces équations permettent de calculer l'indice de réfraction du milieu sous choc, ce qui constitue un point fort du modèle. La stabilité numérique et les incertitudes propagées par ce modèle sont discutées et examinées. Ce modèle est limité aux cas d'étude de matériaux sollicités dans un régime inerte, sans modification de la vitesse du choc et avec un indice de réfraction constant dans la zone choquée. De plus, les pertes diélectriques ne sont pas intégrées au modèle. Pour les chocs non soutenus, le problème est plus complexe, car il faut considérer un grand nombre de couches pour représenter l'évolution spatiale des profils d'indice de réfraction et de vitesse matérielle. La résolution analytique n'est alors pas possible. Une approche directe est proposée. Elle consiste à simuler, avec un code d'hydrodynamique, la propagation d'un choc non soutenu dans un solide. Avec les profils de vitesse matérielle et de masse volumique en fonction de la position pour plusieurs pas de temps, et un modèle d'évolution de la permittivité en fonction de la densité, il est possible d'obtenir les propriétés du signal réfléchi expérimental. Cette approche est employée pour étudier plusieurs types

de chocs non soutenus afin d'observer la variation des propriétés du signal mesuré. Cette étude montre également qu'il est parfois possible d'utiliser les équations du modèle à deux couches en tant que première approximation dans certains cas. Cette application doit être validée par une étude numérique préalable. Ce modèle permet d'envisager des cas d'étude plus larges que le premier.

Dans un troisième temps, on s'intéresse à la validation expérimentale des modèles développés. Plusieurs étapes sont réalisées. Tout d'abord, on s'intéresse au modèle à deux couches d'étude des chocs soutenus avec trois campagnes expérimentales différentes. La première, sur une composition à base de TATB, donne des résultats en très bon accord avec le calcul pour des essais inertes. Dès lors qu'une réaction se produit, la qualité des résultats est dégradée. Une seconde campagne a pour objet d'étude le PMMA. Cette série d'essais permet de montrer plusieurs points intéressants sur les conditions expérimentales d'application du modèle, notamment sur les niveaux de pression minimums pour la vision du choc dans le matériau ou encore l'influence des conditions de réflexion à l'interface entre le milieu sous choc et l'impacteur. Une troisième campagne sur une Ontalite permet de valider une polaire théorique déterminée dans d'autres travaux. Les résultats expérimentaux semblent mettre en évidence un début de réaction du TNT contenu dans la composition. Ce dernier point reste à confirmer par d'autres travaux. Cependant, dans les cas inertes, pour les trois matériaux étudiés, la théorie proposée est en très bon accord avec les résultats expérimentaux, et aussi de valider l'approche à deux couches. Une seconde partie aborde le modèle à plusieurs couches. Deux étapes sont alors présentées. La première consiste à étudier des résultats expérimentaux d'impacts non soutenus sur du PMMA et sur une Ontalite pour valider l'approche directe du modèle à plusieurs couches. Les résultats obtenus sont en bon accord avec la théorie. La seconde présente une approche par réseau de neurones pour l'inversion du problème. En raison des contraintes de temps, cette approche n'a pu être appliquée que sur des cas soutenus. Des pistes de résolution sont données pour l'inversion du problème à plusieurs couches. Enfin, un banc de mesure de la permittivité relative est présenté. Cet appareil permet d'obtenir les propriétés d'un explosif, ce qui permet d'étudier l'influence de différents paramètres tels que les inclusions d'aluminium ou la morphologie des grains.

Perspectives

De nombreux points présentés dans ces travaux peuvent être approfondis pour améliorer la qualité des modèles ou des résultats de mesure. Concernant le modèle à deux couches, l'une de ses principales limitations est l'absence de la prise en compte des pertes diélectriques. Si changer l'indice utilisé en le remplaçant par une valeur complexe ne semble pas difficile à réaliser, il faut néanmoins trouver des points de comparaison pour valider la valeur obtenue pour les pertes dans le milieu sous choc. La mesure directe de ce paramètre semble difficilement accessible. Une approche en transmission, de manière transversale à l'échantillon pourrait être appliquée, mais les effets 2D devront alors être pris en compte pour obtenir une valeur correcte. Une autre approche pourrait consister à réaliser la mesure d'un échantillon en enclume diamant, avec toutes les difficultés expérimentales associées. Une troisième option consiste à utiliser des approches de type Density Functionnal Theory (DFT). Ces approches restent toutefois complexes à mettre en œuvre. Si la validation de ce modèle semble actée, il serait intéressant de continuer les travaux sur la limite basse de visibilité d'une onde de choc, c'est-à-dire sur le saut minimal de masse volumique pour différents matériaux. Cela permettrait de fixer des limites d'emploi de l'appareil. L'étude de l'influence de la condition de réflexion totale peut également être poursuivie. En effet, l'utilisation d'une couche mince métallisée peut permettre de mieux détecter le choc, ce qui améliore la qualité des résultats pour les chocs à faible niveau. Une modélisation plus fine de l'effet de cette métallisation apporterait des réponses plus précises. La modélisation à plusieurs couches aussi pourrait être améliorée, notamment en examinant les interférences constructives et destructives entre les différents trajets possibles. L'intégration des pertes permettrait également de mieux comprendre les signaux mesurés. D'autres cas d'études possibles et non présentés peuvent retenir l'attention comme les changements de phase sous choc. Ces cas sont réalisables avec le modèle décrit et pourraient aider à mieux comprendre les signaux mesurés dans de tels cas. Un troisième modèle est également envisageable en passant du 1D au 2D, pour prendre en compte les éventuels défauts de positionnement dans la configuration expérimentale, comme un mauvais parallélisme entre la surface du cône de transmission et la surface de la cible.

D'un point de vue expérimental, de nouvelles configurations liées aux développements des modèles sont envisageables. Étudier différents types de métallisation, avec des épaisseurs différentes pourrait aider à affiner la configuration expérimentale optimale. Surtout, des essais pour confronter le modèle à plusieurs couches sont nécessaires, dans différents cas comme la détente arrière, la détente latérale, etc. De nouvelles configurations telles que les doubles chocs pourraient également être étudiées. Enfin, les mesures de permittivité pourraient être approfondies de plusieurs manières. Un premier axe concerne les compositions d'étude. Il semble intéressant d'essayer de quantifier l'influence d'inclusions d'aluminium sur la permittivité complexe en étudiant des mélanges inertes dans différentes proportions. Cela pourrait permettre de déterminer des lois théoriques d'évolution, pour mieux comprendre la permittivité des explosifs aluminisés. Par ailleurs, il serait intéressant de caractériser des composants purs, inertes comme les liants, ou explosifs comme de l'ONTA pur. Des travaux sur les lois de mélange pourraient alors être menés pour déterminer la permittivité de nouvelles compositions par la théorie. Les incertitudes de mesure du banc de mesure méritent elles aussi un approfondissement. L'influence du positionnement de l'échantillon, ou d'un défaut de parallélisme des faces par exemple, seraient des points intéressants à simuler pour mieux interpréter les résultats de mesure.

Un autre d'axe d'amélioration concerne l'appareil de mesure. Le radio-interféromètre actuel

a été conçu et réalisé en Russie au début des années 2000. Cet appareil est performant mais plusieurs points pourraient être améliorés afin d'obtenir des mesures de meilleure qualité. La maîtrise de la puissance émise permettrait de s'adapter aux phénomènes mesurés pour éviter de nombreux problèmes de saturation ou de signal réfléchi trop faible par exemple, ou de permettre de sonder des matériaux avec des pertes élevées sur une épaisseur plus grande qu'aujourd'hui. La chaîne de mesure interne de l'appareil pourrait être retravaillée pour augmenter le rapport signal à bruit. De manière plus générale, l'étude de la stabilité du modèle à deux couches a mis en évidence l'intérêt d'augmenter la fréquence d'interrogation pour observer plus de franges dans le signal mesuré. Cette approche se heurte cependant à la question des pertes à haute fréquence qui risquent de diminuer l'intérêt de cette idée. De plus, les données sur la permittivité de nombreux matériaux dans la gamme de fréquence 200 GHz-3 THz et au delà sont peu nombreuses. Il faudrait notamment re-caractériser les explosifs. Les lois d'évolution de la permittivité avec la fréquence sont cependant assez bien traitées dans la littérature. Disposer d'un autre appareil à une fréquence différente permettrait également de sonder un matériau en deux points simultanément, ce qui pourrait améliorer la mesure de la courbure des fronts de choc ou des détentes latérales par exemple. Les deux fréquences doivent être suffisament distinctes pour éviter toute interférence. La disposition expérimentale actuelle implique l'utilisation d'un guide d'onde souple en téflon pour faire le lien entre l'appareil et le cône de transmission. Ce guide est souvent courbé, ce qui peut diminuer la puissance transmise. Cet aspect pourrait être étudié en simulant les pertes dans de telles configurations et en cherchant des améliorations pour le dispositif expérimental.

Bibliographie

[1] GROUPEMENT FRANÇAIS DE COMBUSTION : Le dictionnaire de la combustion : Onde de choc, 2018.

[2] M.A. MEYERS : *Dynamic Behavior of Materials*. John Wiley & Sons, 1994.

[3] Vincent Pierre CHUZEVILLE : *Detonation initiation of heterogeneous melt-cast high explosives : Microstructure and reaction rate correlations*. Theses, Université Paris-Saclay, octobre 2016.

[4] A. SOLLIER, P. MANCZUR, B. CROUZET, L. SOULARD et JH. QUESADA : Single and double shock initiation of TATB based explosive T2 : Comparison of electromagnetic magnetic gauge measurements with DNS using different reactive flow models. *In Proceedings of the fourteenth Symposium on Detonation*, pages 563–572, 2010.

[5] dynasen.com.

[6] S.A. SHEFFIELD, R.L. GUSTAVSEN et R.R. ALCON : *In-situ* magnetic gauging technique used at LANL - Method and shock information obtained. Rapport technique, Los Alamos National Laboratoty, 1999.

[7] Y. BARBARIN, A. LEFRANÇOIS, G. ZANIOLO, V. CHUZEVILLE, L. JACQUET, S. MAGNE, J. LUC et A. OSMONT : Optimization of detonation velocity measurements using a chirped fiber bragg grating. *In Fiber Optic Sensors and Applications XII*, 2015.

[8] J.A. TIBURCZY, J.L. BLAYNEY, W.F. MILLER et T.J. AHRENS : Streak camera recording of shock wave transit times at large distances using laser illumination. *Review of scientific instruments*, 55:1452–1454, 1984.

[9] T. MASHIMO et A. NAKAMURA : A compact high-speed camera for impact-shock study of solids. *High Speed Photography and Photonics*, 1801, 1992.

[10] R.D. DICK : Shock wave compression of benzene, carbon disulfide, carbon tetrachloride, and liquid nitrogen. *The Journal of Chemical Physics*, 52(12):6021–6032, 1970.

[11] P. M. CELLIERS, G. W. COLLINS, D. G. HICKS et J. H. EGGERT : Systematic uncertainties in shock-wave impedance-match analysis and the high-pressure equation of state of al. *Journal of Applied Physics*, 98(11):113529, 2005.

[12] Sizu FU, Xiuguang HUANG, Minxun MA, Hua SHU, Jiang WU, Junjian YE, Juhua HE, Yuan GU, Pingqing LUO, Tao RONG et Yonghui ZHANG : Analysis of measurement error in the experiment of laser equation of state with impedance-match way and the Hugoniot data of Cu up to 2.24 TPa with high precision. *Journal of Applied Physics*, 101(4):043517, 2007.

[13] R. CHAU, J. STOLKEN, P. ASOKA-KUMAR et N.C. HOLMES : Shock hugoniot of single crystal copper. Rapport technique, Lawrence Livermore National Laboratory, 2009.

[14] T.I. KOBAYASHI : Particle velocity measurements of powdered materials under shock wave loading. *Chemical Physics Letters*, 640:153–156, 2015.

[15] L.M. BARKER et R.E. HOLLENBACH : Shock wave studies of PMMA, fused silica and sapphire. *Journal of Applied Physics*, 41:4208–4226, 1970.

[16] J. DEVLAMINCK, J. LUC et P.Y. CHANAL : Digital signal processing for velocity measurements in dynamical material's behaviour studies. *Review of Scientific instruments*, 85:035109, 2014.

[17] L.M. BARKER : Development of VISAR and its use in shock compression science. *AIP conference proceedings*, 505:11–17, 1999.

[18] L.B. Da SILVA, P. CELLIERS, G.W. COLLINS, K.S. BUDIL, R.J. WALLACE, N.C. HOLMES, T.W. Barbee JR, B.A. HAMMEL, J.D. KILKENNY, R.J. WALLACE, M. ROSS et R. CAUBLE : Absolute equation of state measurements on shocked liquid deuterium up to 200 GPa (2 Mbar). *Physical Review Letters*, 78(3):483–486, 1997.

[19] G.W. COLLINS, L.B. Da SILVA, P. CELLIERS, D.M. GOLD, M.E. FORD, R.J. WALLACE, A.Ng.S.V. WEBER, K.S. BUDIL et R. CAUBLE : Measurements of the equation of state of deuterium at the fluid insulator-metal transition. *Science*, 281:1178–1181, 1998.

[20] J.N. FRITZ et J.A. MORGAN : An electromagnetic technique for measuring material velocity. *Review of scientific instruments*, 44:215–221, 1973.

[21] S.A. SHEFFIELD, D.M. DATTELBAUM, D.B. STAHL, L.L. GIBSON, B.D. BARTRAM et R. ENGELKE : Shock initiation and detonation study on high concentration H_2O_2/H_2O solutions using in-situ magnetic gauges. *In International Detonation Symposium*, 2010.

[22] L. HU, J. ZOU, X. FU, Y.H. YANG, X.D. RUAN et C.Y. WANG : A reconstruction approach to determining the magnetic field around an electromagnetic velocity probe. *Measurement Science and Technology*, 20:15103 1–15103 7, 2009.

[23] R.L. GUSTAVSEN, S.A. SHEFFIELD et R.R. ALCON : Response of inclined electromagnetic particle velocity gauges in shocked liquids. *AIP Conference Proceedings*, 309:1703–1706, 1994.

[24] A. BENUZZI-MOUNAIX, M. KOENIG et J.M. BOUDENNE : Chirped pulse reflectivity and frequency domain interferometry in laser driven shock experiments. *Physical Review E*, 60(3):R2488–R2491, 1999.

[25] K.T. GAHAGAN, D.S. MOORE, D.J. FUNK, R.L. RABIE et S.J. BUELOW : Measurement of shock wave rise times in metal thin films. *Physical Review Letters*, 85(15):3205–3208, octobre 2000.

[26] J.P. CHEN, R.X. LI, Z.N. ZENG, T.X. WANG, W.Y. WANG, Y.H. JIANG, C.F. CHENG et Z.Z. XU : Simultaneous measurement of laser-induced shock wave and release particle velocities at Mbar pressure. *Journal of Applied Physics*, 94(2):858–862, juillet 2003.

[27] D.J. FUNK, D.S. MOORE, K.T. GAHAGAN, S.J. BUELOW, J.H. REHO, G.L. FISHER et R.L. RABIE : Ultrafast measurement of the optical properties of aluminium during shock wave breakout. *Physical Review B : Condensed Matter and Materials Physics*, 64:115114, 2001.

[28] D. FUNK, D. MOORE, S.D. MCGRANE, K. GAHAGAN, J. REHO, S. BUELOW, J. NICHOLSON, G. FISHER et R. RABIE : Ultrafast studies of shock waves using interferometric method and transient infrared absorption spectroscopy. *Thin Solid Films*, 453-454:542–549, 2004.

[29] E.D. PALIK : *Handbook of Optical Constants of Solids*. InTech, 1985.

[30] S. KRISHNAN, G.P. HANSEN, R.H. HAUGE et J.L. MARGRAVE : Spectral emissivities and optical properties of electromagnetically levitated liquid metals as functions of temperature and wavelength. *High Temperature Science*, 29(17), 1990.

[31] M.R. ARMSTRONG, J.M. ZAUG, J.C. CROWHURST et S. BASTEA : Shock hugoniot of single crystal copper. Rapport technique, Lawrence Livermore National Laboratory, 2009.

[32] M. ARMSTRONG, J. CROWHURST, S. BASTEA et J. ZAUG : Ultrafast observation of shocked state in a precompressed material. *Journal of Applied Physics*, 108:4023511 1–4023511 9, 2010.

[33] M. ARMSTRONG, J. CROWHURST, A. GONCHAROV, J. ZAUG, S. BASTEA et B. MILITZER : Shock compression of precompressed deuterium. *AIP Conference Proceedings*, 1426:791–794, 2012.

[34] M. ARMSTRONG, J. ZAUG, N. GOLDMAN, I.F.W. KUO, J. CROWHURST, W.M. HOWARD, J.A. CARTER, M. KASHGARIAN, J.M. CHESSER, T. W. BARBEE et S. BASTEA : Ultrafast shock initiation of exothermic chemistry in hydrogen peroxyde. *Journal of Physical Chemistry A*, 117:13051–13058, 2013.

[35] M. ARMSTRONG, J. ZAUG, C.D. GRANT, J. CROWHURST et S. BASTEA : Ultrafast kinetics subsequent to shock in an unreacted, oxygen balanced mixture of nitromethane and hydrogen peroxyde. Rapport technique, Lawrence Livermore national Laboratory, June 2014.

[36] M. ARMSTRONG, J. ZAUG, C. GRANT, J. CROWHURST et S. BASTEA : Ultrafast shock compression of an oxygen-balanced mixture of nitromethane and hydrogen peroxide. *Journal of Physical Chemistry A*, 118:6148–6153, 2014.

[37] C.A. BOLME, S.D. MCGRANE, D.S. MOORE et D.J. FUNK : Single shot measurements of laser driven shock waves using ultrafast dynamic ellipsometry. *Journal of Applied Physics*, 102: 033513 1–033513 8, 2007.

[38] P.A. SCHULZE, T.W. IVANOV, C.A. BOLME, K.E. BROWN, S.D. MCGRANE et D.S. MOORE : Shock hugoniot equations of state for binary water alcohol liquid mixtures. *Journal of Applied Physics*, 115:023512 1–023512 6, 2014.

[39] S.P. MARSH, éditeur. *LASL Shock Hugoniot Data*. University of California Press, 1980.

[40] J.M. WALSH et M.H. RICE : Dynamic compression of liquids from measurements on strong shock waves. *The Journal of Chemical Physics*, 26:815–823, 1957.

[41] M.A. COOK et L.A. ROGERS : Compressibility of solids and liquids at high pressures. *Journal of Applied Physics*, 34:2330–2336, 1963.

[42] B. KOCH : Réflexion de micro-ondes par des phénomènes de détonation. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 236:661–663, 1953.

[43] M.A. COOK, R.L. DORAN et G.J. MORRIS : Measurement of detonation velocity by doppler effect at three-centimeter wavelength. *Journal of Applied Physics*, 26:426–428, 1955.

[44] J.L. FARRANDS et G.F. CAWSEY : Microwave observation of detonation. *Nature*, 177:34–35, 1956.

[45] E.G. JOHNSON : A microwave technique for studying detonation phenomena. Rapport technique S-87, Redstone Arsenal Research Division, 1965.

[46] D H EDWARDS, G HOOPER et J M MORGAN : A study of unstable detonations using a microwave interferometer. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 7(2):242, 1974.

[47] J.W. TRINGE, R.J. KANE, K.S. VANDERSALL, M.C. CONVERSE, F. GARCIA et C.M. TARVER : Microwave interferometry for understanding deflagration-to-detonation and shock-to-detonation transitions in porous explosives. *In International Detonation Symposium*, 2014.

[48] R.J. KANE, J.W. TRINGE, G.L. KLUNDER, E.V. BALUYOT, J.M. DENSMORE et M.C. CONVERSE : Microwave interrogation of an air plasma plume as a model system for hot spots in explosives. *AIP Conference Proceedings*, 1793(1):160002, 2017.

[49] L.D. STRAND, A.L. SCHULTZ et G.K. REEDY : Microwave doppler shift technique for determining solid propellant transient regression rates. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 11:75–83, 1974.

[50] D.R. BEGEAL et P.L. STANTON : Pyrotechnic deflagration velocity and permeability. *In International pyrotechnics symposium*, 1982.

[51] H. YAKAMURA et K. SAITO : Microwave reflection from detonation waves in equimolar C2H2-O2 at low pressures. *Combustion and Flame*, 20:59–69, 1973.

[52] K. SAITO : Measurements of the high electron density zone in C2H2-O2 detonation waves by microwave reflection. *Combustion and Flame*, 21:241–251, 1973.

[53] V.S. VUPPULURI, P.J. SAMUELS, K.C. CAFLIN, I.E. GUNDUZ et S.F. SON : Detonation performance characterization of a novel cl-20 cocrystal using microwave interferometry. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 43(1):38–47, 2018.

[54] B.A. ANICIN, B. JOJIC, D. BLAGOJEVIC, M. ADZIC et V. MILOSAVLJEVIC : Flame plasma and the microwave determination of solid propellant regression rates. *Combustion and flame*, 64:309–319, 1986.

[55] V.A. OGORODNIKOV, A.L. Mikhailov.V. PESHKOV, E.N. BOGDANOV, A.V. Rodionov ANDA. SEDOV, A.V. FEDOROV, D.V. NAZAROV, S.A. FINYUSHIN, V.I. DUDOLADOV, S.V. ERUNOV et A.O. BLIKOV : On the effect of conductivity of a shock-compressed gas on interferometric recording of parameters of motion of a liner. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 114:161–166, 2012.

[56] R.L. JAMESON, S.J. LUKASIK et B.J. PERNICK : Electrical resistivity measurements in detonating composition B and pentolite. *Journal of Applied Physics*, 35:714–720, 1964.

[57] A.N. AFANASENKOV, V.M. BOGOMOLOV et I.M. VOSKOBOINIKOV : Calculation of the detonation wave parameters of mixtures of explosives and inert additives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 6:182–186, 1970.

[58] A.D. ZINCHENKO, V.N. SMIRNOV et A.A. CHVILEVA : Measurement of the electrical conductivity of the explosion products of cast 40/60 TNT/RDX. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 7:422–426, 1971.

[59] A.P. ERSHOV : Ionization during detonation of solid explosives. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 11:938–945, 1975.

[60] S.D. GILEV et A.M. TRUBACHEV : High electrical conductivity of trotyl detonation products. *Technical Physics*, 46(9):1185–1189, 2001.

[61] S.D. GILEV et A.M. TRUBACHEV : Detonation properties and electrical conductivity of explosive metal additive mixtures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 38(2):219–234, 2002.

[62] N.P. SATONKINA : Chemical composition of detonation products of condensed explosives and its relationship to electrical conductivity. *Journal of Physics : Conference Series*, 946: 012059, 2018.

[63] G. GARCIN : Mesures de vitesses par effet doppler en ondes millimétriques. *Annales de Physique*, 9:377–383, 1964.

[64] G.F. ANDERSON et J.G. KELLY : Continuous measurement of shock and contact discontinuities velocity. *IEEE Transactions on aerospace and electronic systems*, AES-3(4):613–622, 1967.

[65] J. BROSSARD, N. MANSON, M. PALHATE et R. VAUTHIER : Réflexion d'une onde électromagnétique sur le front d'onde de détonation dans les mélanges gazeux. *Le journal de physique*, 28(5-6):487–496, 1967.

[66] Y. MARON et A.E. BLAUGRUND : Measurements of high surface velocities using K-band microwave interferometry. *Review of Scientific Instruments*, 51:666–669, 1980.

[67] G.H. MCCALL, W.L. BONGIANNI et G.A. MIRANDA : Microwave interferometer for shock wave, detonation, and material motion measurements. *Review of scientific instruments*, 56:1612–1618, 1985.

[68] P.L. STANTON, E.L. VENTURINI et R.W. DIETZEL : Microwave interferometer techniques for detonation study. *In* Naval Surface Weapons CENTER, éditeur : *8th International Detonation Symposium*, 1985.

[69] D.E. KITELL, J.O. MARES et S.F. SON : A comparison of wavelet, quadrature, and peak-to-peak methods for determining shock velocity from microwave interferometer data. *In 15th International Detonation Symposium*, 2014.

[70] D.E. KITELL, J.O. MARES et S.F. SON : Using time-frequency analysis to determine time-resolved detonation velocity with microwave interferometry. *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, 86:044705, 2015.

[71] B. ROUGIER, A LEFRANÇOIS, H. AUBERT, E. BOUTON, J. LUC, A. OSMONT et Y. BARBARIN : Simultaneous shock and particle velocities measurement using a single microwave interferometer on pressed tatb composition t2 submitted to plate impact. *In 2018 International Detonation Symposium*, 2018.

[72] G.G. LUTHER et L. VEESER : A microwave interferometer to measure particle and shock velocities simultaneously. *In Shock Compression of Condensed Matter*. Elsevier Science Publishers, 1991.

[73] G. LUTHER et B.J. WARTHEN : Microwave interferometry to elucidate shock properties. *AIP Conference Proceedings*, 309:1755–1757, 1994.

[74] B. WARTHEN et G. LUTHER : A microwave interferometer to measure transient properties. Rapport technique, Los Alamos National Laboratoty, 1994.

[75] R.S. HAWKE, A.C. MITCHELL et R.N. KEELER : Microwave measurement of permittivity and electrical conductivity in shock compressed liquids. *Review of Scientific Instruments*, 40: 632–636, 1969.

[76] B.C. GLANCY et A.D. KRALL : Microwave interferometric measurements of particle and wave velocities in porous media. Rapport technique, Naval Surface Warfare Center, 1990.

[77] A.D. KRALL, B.C. GLANCY et H.W. SANDUSKY : Microwave interferometry of shock wave. I. unreacting porous media. *Journal of Applied Physics*, 74:6322–6327, 1993.

[78] B.C. GLANCY, H.W. SANDUSKY et A.D. KRALL : Microwave interferometry of shock wave. II. reacting porous media. *Journal of Applied Physics*, 74:6328–6334, 1993.

[79] S. BODARD : *Expérimentations et approche numérique de la transition combustion-déflagration-détonation dans les milieux pulvérulents initiée par un impact à faible vitesse*. Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille, 2015.

[80] V.A. KANAKOV, S.Y. LUPOV, Y.I. OREKHOV et A.V. RODIONOV : Techniques for retrieval of the boundary displacement data in gas-dynamic experiments using millimeter-waveband radio interferometers. *Radiophysics ans Quantum Electronics*, 51(3):210–221, 2008.

[81] V.M. BEL'SKII, A.L. MIKHAILOV, A.V. RODIONOV et A.A. SEDOV : Microwave diagnostics of shock-wave and detonation processes. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 47:639–650, 2011.

[82] R.D. DICK : Shock wave compression of benzene, carbon disulfide, carbon tetrachloride and liquid nitrogen. Rapport technique, Los Alamos Scientific Laboratory, April 1968.

[83] P RAE, B GLOVER, J GUNDERSON et L PERRY : Free-field microwave interferometry for detonation front tracking and run-to-detonation measurements. *AIP Conference Proceedings*, 1426(1):434–437, 2012.

[84] F.E. ALLISON : Shock Induced Polarization in Plastics. I. Theory. *Journal of Applied Physics*, 36(7):2111–2113, 1965.

[85] G.E. HAUVER : Shock induced polarization in plastics. II. experimental study of plexiglas and polystyrene. *Journal of Applied Physics*, 36:2113–2118, 1965.

[86] P. HARRIS : Mechanism for the shock polarization of dielectrics. *Journal of Applied Physics*, 36(3):739–741, 1965.

[87] R.A. GRAHAM, F.W. NEILSON et W.B. BENEDICK : Piezoelectric current from shock-loaded quartz–a submicrosecond stress gauge. *Journal of Applied Physics*, 36(5):1775–1783, 1965.

[88] R.M. ZAIDEL : Determination of the regime of electric relaxation under shock loading. *Soviet Physics JETP*, 7(4):670–672, 1967.

[89] Ya.B. ZEL'DOVICH : EMF produced by a shock wave moving in a dielectric. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 26:159–162, 1968.

[90] Y. HORIE : A mechanism for shock-induced electrical polarization in water. *British Journal of Applied Physics*, 1:1183–1190, 1968.

[91] A.G. IVANOV, Yu.V. LISITSYN et E.Z. NOVITSKII : Polarization of dielectrics under shock load. *Soviet Physics JETP*, 27(1):153–155, 1968.

[92] P.C. LYSNE : One-dimensional theory of polarization by shock wvaes : Application to quartz gauges. *Journal of Applied Physics*, 43(2):425–431, 1972.

[93] A.G. ANTIPENKO, S.S NABATOV et V.V. YAKUSHEV : Electrical polarization of an insulator with fast relaxation on shock compression. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 11:462–467, 1975.

[94] M. de ICAZA-HERRERA : Phenomenological theory of shock induced polarization. I. *Journal of Applied Physics*, 54:2352–2359, 1983.

[95] F.U. ENIKEEV, S.I. KUBAREV et O.A. PONOMAREV : Orientation model of shock electrical polarization in a condensed phase. *Fizika Goreniya i Vzryva*, 23(4):68–75, 1986.

[96] S.I. KUBAREV, O.A. PONOMAREV et A.I. FOKIN : A kinetic model of shock electrical polarization. *Soviet Physics JETP*, 25(3):338–343, 1989.

[97] A.I. GONCHAROV et S.P. SOLOVIEV : Shock-induced polarization of materials. *Combustion Explosion and Shock Waves*, 40(6):658–662, 2004.

[98] Yu. SKRYL, A.A. BELAK et M.M. KUKLJA : Shock-induced polarization in distilled water. *Physical Review B*, 76:064107, 2007.

[99] R.S. HAWKE, R.N. KEELER et A.C. MITCHELL : Microwave dielectric constant of Al_2O_3 at 375 kilobars. *Applied Physics Letters*, 14:229–231, 1969.

[100] J.H. GLADSTONE et T.P. DALE : Researches on the refraction, dispersion, and sensitiveness of liquids. *Philosophical Transcriptions of the Royal Society of London*, 153:317–343, 1863.

[101] L. LORENZ : Über die Refractionsconstante. *Annalen der Physik*, pages 70–103, 1880.

[102] J.H.B. ANDERSON : An experimental determination of the Gladstone-Dale constants for dissociating oxygen. Rapport technique, University of Toronto, 1967.

[103] J.A. MANDARINO : The gladstone-dale relationship : Part IV. the compatibility concept and its application. *Canadian Mineralogist*, 19:441–450, 1981.

[104] C.M. TRIVEDI et V.A. RANA : Static permittivity, refractive index, density and related properties of binary mixtures of pyridine and 1-propanol at different temperatures. *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, 52:183–191, 2014.

[105] E. TALEBIAN et M. TALEBIAN : A general review on the derivation of clausius-mossotti relation. *Optik*, 124:2324–2326, 2013.

[106] A.H. HARVEY et E.W. LEMMON : Method for estimating the dielectric constant of natural gas mixtures. *International Journal of Thermophysics*, 26:31–46, 2005.

[107] K. SAXENA, Y. HIRONAKA, H. HIRAI et K. KONDO : Shock induced polarization in normal hexane. *Applied Physics Letters*, 68:920–922, 1996.

[108] G.E. HAUVER : The dielectric constant of polyethylene under shock compression. Rapport technique, Ballistic Research Laboratories, 1970.

[109] R.E. SETCHELL : Refractive index of sapphire at 532 nm under shock compression and release. *Journal of Applied Physics*, 91:2833–2841, 2002.

[110] J.L. WISE et L.C. CHHABILDAS : Laser interferometer measurements of refractive index in shock compressed materials. *In* Y.M. GUPTA, éditeur : *Shock Waves in Condensed Matter*, 1985.

[111] J. CLEROUIN, Y. LAUDERNET, V. RECOULES et S. MAZEVET : *Ab initio* study of the optical properties of shocked LiF. *Physical Review B*, 72:155122, 2005.

[112] S.B. KORMER : Optical study of the characteristics of shock-compressed condensed dielectrics. *Soviet Physics Uspekhi*, 11(2):229–254, 1968.

[113] L.A. PELLOUCHOUD et A.J. REED : Optical characterization of chemistry in shocked nitromethane with time-dependant density functional theory. *The Journal of Physical Chemistry A*, 117:12288–12298, 2013.

[114] P.A. RIGG, M.D. KNUDSON, R.J. SCHARFF et R.S. HIXSON : Determining the refractive index of shocked [100] lithium fluroide to the limit of transmissibility. *Journal of Applied Physics*, 116:033515, 2014.

[115] P. YEH, A. YARIV et C.S. HONG : Electromagnetic propagation in periodic stratified media. i. general theory∗. *J. Opt. Soc. Am.*, 67(4):423–438, Apr 1977.

[116] A. YARIV et P. YEH : Electromagnetic propagation in periodic stratified media. ii. birefringence, phase matching, and x-ray lasers ∗. *J. Opt. Soc. Am.*, 67(4):438–447, Apr 1977.

[117] J. CRISOSTOMO, W. A. COSTA et A. J. GIAROLA : Electromagnetic wave propagation in multilayer dielectric periodic structures. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 41(10):1432–1438, Oct 1993.

[118] S. V. SAVOV et M. H. A. J. HERBEN : Modal transmission-line modeling of propagation of plane radiowaves through multilayer periodic building structures. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 51(9):2244–2251, Sep 2003.

[119] R. PERNAS-SALOMON et R. PEREZ-ALVAREZ : Sturm-liouville matrix equation for the study of electromagnetic-waves propagation in layered anisotropic media. *Progress In Electromagnetics Research M*, 40:79–90, 2014.

[120] S.J. ORFANIDIS, éditeur. *Electromagnetic Waves and Antennas*. Rutgers University, 2014.

[121] C.T. TAI : A study of electrodynamics of moving media. *Proceedings of the IEEE*, pages 683–689, 1964.

[122] C. YEH : Reflection and transmission of electromagnetic waves by a moving dielectric medium. *Journal of Applied Physics*, 36:3513–3517, 1965.

[123] C. YEH et K.F. CASEY : Reflection and transmission of electromagnetic waves by a moving dielectric slab. *Physical Review*, 3144:665–669, 1966.

[124] C. YEH : Reflection and transmission of electromagnetic waves by a moving plasma medium. *Journal of Applied Physics*, 37:3079–3082, 1966.

[125] C.M. KNOP : On the radar return from a perfectly reflecting target in the presence of a second medium. *Proceedings of the IEEE*, pages 783–784, 1966.

[126] P. DALY et H. GRUENBERG : Anergy relations for plane waves reflected from moving media. *Journal of Applied Physics*, 38(11):4486–4489, 1967.

[127] K.S. KUNZ : Plane electromagnetic waves in moving media and reflections from moving interfaces. *Journal of applied physics*, 51:873–884, 1980.

[128] J. COOPER : Scattering of electromagnetic fields by a moving boundary : The one-dimensional case. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 28(6):791–795, November 1980.

[129] K. TANAKA : Reflection and transmission of electromagnetic waves by a linearly accelerated dielectric slab. *Physical Review A*, 25:385–390, 1982.

[130] M. IDEMEN et A. ALKUMRU : Relativistic scattering of a plane wave by a uniformly moving half plane. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54:3429–3440, 2006.

[131] H. WANG et X. ZHANG : Magnetic response induced by a moving dielectric slab. *Journal of Applied Physics*, 107:104108, 2010.

[132] H. WANG et X. ZHANG : Goos–hänchen and imbert–fedorov shifts of an electromagnetic wave packet by a moving object. *Journal of Optical Society of America B*, 29:1218–1225, 2012.

[133] A.K. RAD, A. ABDOLALI et M.M. SALARY : Interaction of electromagnetic waves with a moving slab : Fundamental dyadic method. *Journal of Applied Physics*, 116:033515, 2014.

[134] C.S. TSAI et B.A. AULD : Wave interactions with moving boundaries. *Journal of Applied Physics*, 38(3):2106–2115, 1967.

[135] K. L. SHLAGER et J. B. SCHNEIDER : A selective survey of the finite-difference time-domain literature. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 37(4):39–57, Aug 1995.

[136] T. TAKATORI, Y. HUANG, T. KUDO et S. KIDERA : Permittivity imaging method by incorporating range points migration and ellipsometry for uwb short range radar. *In 2017 Progress in Electromagnetics Research Symposium - Fall (PIERS - FALL)*, 2017.

[137] D. ZHAO, Y. DAI, Y. SONG, T. JIN et D. AN : A three-dimensional enhanced imaging method based on deconvolution. *In 2017 3rd IEEE International Conference on Computer and Communications (ICCC)*, pages 2076–2079, 2017.

[138] M. DAGHARI, K. NAFKHA et H. SAKLI : Multiple ultra wide band sources localization with time reversal technique using FDTD. *In 2017 18th International Conference on Sciences and Techniques of Automatic Control and Computer Engineering (STA)*, pages 666–669, 2017.

[139] K. YEE : Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3):302–307, May 1966.

[140] A. TAFLOVE et M. E. BRODWIN : Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent maxwell's equations. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 23(8):623–630, Aug 1975.

[141] F. HARFOUSH, A; TAFLOVE et G.A. KRIEGSMAN : A numerical technique for analyzing electromagnetic wave scattering from moving surfaces in one and two dimensions. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 37(1):55–63, 1989.

[142] B. FIDEL, E. HEYMAN, R. KASTNER et R.W. ZIOLKOWSKI : Hybrid ray-fdtd moving window approach to pulse propagation. *Journal of Computational Physics*, 138(2):480–500, 1997.

[143] H. CHEN, J. TANG et F. LIU : Simulation model for moving food packages in microwave heating processes using conformal fdtd method. *Journal of Food Engineering*, 88:294–305, 2008.

[144] J. A. RUSSER et A. C. CANGELLARIS : An efficient methodology for the modeling of electromagnetic wave phenomena in domains with moving boundaries. *In 2008 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pages 157–160, June 2008.

[145] K.-S. ZHENG, J.-Z. LI, G. WEI et J.-D. XU : Analysis of doppler effect of moving conducting surfaces with lorentz-fdtd method. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 27(2):149–159, 2013.

[146] A. Y. SHIMIZU, HIRATA et M. KURODA : FDTD analysis of unwanted emissions from a variable capacitor with sinusoidal motion. *In 2013 International Symposium on Electromagnetic Theory*, pages 525–527, June 2013.

[147] S. SAHRANI, T. AKATA et M. KURODA : FDTD method for the analysis of the em field from a moving source. *In 2013 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings (APMC)*, pages 288–290, Nov 2013.

[148] A. R. DIEWALD : Doppler analysis and modeling of complex motions in layered media. *In 2014 11th European Radar Conference*, pages 471–474, Oct 2014.

[149] T. AKATA, S. SAHRANI et M. KURODA : Numerical analysis of the EM field from a moving source and the application for a moving vehicle. *In 2014 44th European Microwave Conference*, pages 556–559, Oct 2014.

[150] S. SAHRANI, T. AKATA et M. KURODA : The development of novel numerical technique for the analysis of the moving vehicle and moving source. *In 2015 1st URSI Atlantic Radio Science Conference (URSI AT-RASC)*, pages 1–1, May 2015.

[151] J. SHAO, X. MA et Z. KANG : Numerical analysis of electromagnetic scattering from a moving target by the lorentz precise integration time-domain method. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 65(10):5649–5653, Oct 2017.

[152] A. R. DIEWALD : FDTD method incorporating the doppler effect. *In 2015 German Microwave Conference*, pages 107–110, March 2015.

[153] N.McN. ALFORD et S.J. PENN : Sintered alumina with low dielectric loss. *Journal of Applied Physics*, 80(10):5895–5898, 1996.

[154] Joint Committe for Guides in METROLOGY : Evaluation of measurement data - guide to the expression of uncertainty in measurement. Rapport technique, JCGM, 2008.

[155] F. HENNEBELLE et T. COOREVITS : Propagation des distributions - Détermination des incertitudes par la méthode de Monte Carlo. Rapport technique R288-V1, Techniques de l'Ingénieur, 2013.

[156] H. JOURDREN, J.-M. SIBEAUD et M. ADAMCZEWSKI : Logiciel Ouranos : présentation générale et utilisation en détonique. *Revue Scientifique et Technique de Défense*, 1995.

[157] J. L. BROWN et G. RAVICHANDRAN : Analysis of oblique shock waves in solids using shock polars. *Shock Waves*, 24(4):403–413, Jul 2014.

[158] A. LEFRANÇOIS, E. BOUTON, L. JACQUET, C. CHUZEVILLE, J. PEIX, J. LUC, G. BAUDIN, M. GENETIER, P. MATEILLE, G. ZANIOLO, A. OSMONT et M. DEBRUYNE : Low amplitude shock initiation experiments on TATB based composition tested with inverse particle velocity. *In Europyro*, 2015.

[159] E. BOUTON, A. LEFRANÇOIS et R. BELMAS : Development of a reactive burn model based on an explicit viscoplastic pore collapse model. *AIP Conference Proceedings*, 1793:030029, 2017.

[160] B.B. GLOVER et W.L. PERRY : Microwave properties of tatb particles from measurements of the effective permittivity of tatb powders. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 34(4):347–350, 2009.

[161] A. H. SHIVOLA : Self-consistency aspects of dielectric mixing theories. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 27(4):403–415, July 1989.

[162] J.L. JORDAN, D. CASEM et M. ZELLNER : Shock response of polymethylmethacrylate. *Journal of Dynamic Behavior of Materials*, 2(3):372–378, Sep 2016.

[163] D.J. CHAPMAN, D.E. EAKINS, D.M. WILLIAMSON et W. PROUD : Index of refraction measurements and window corrections for PMMA under shock compression. *AIP Conference Proceedings*, 442-445:215–221, 2012.

[164] S.J. JACOBS, T.P. LIDDIARD et B.E. DRIMMER : The shock-to-detonation transition in solid explosives. *Symposium (International) on Combustion*, 9(1):517 – 529, 1963.

[165] M.T. HAGAN, H.B. DEMUTH, M.H. BEALE et O. DE JESUS : *Neural Network Design - 2nd edition*. Martin Hagan, 2014.

[166] M. CAUDILL : Neural network primer : Part i. *AI Expert*, 2(12):52–56, 1989.

[167] H. BISCHOF, W. SCHNEIDER et A. J. PINZ : Multispectral classification of landsat-images using neural networks. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 30(3):482–490, May 1992.

[168] Changsong CHEN, Shanxu DUAN, Tao CAI et Bangyin LIU : Online 24-h solar power forecasting based on weather type classification using artificial neural network. *Solar Energy*, 85(11):2856 – 2870, 2011.

[169] N. E. KHALIFA, M. Hamed TAHA, A. E. HASSANIEN et I. SELIM : Deep Galaxy V2 : Robust Deep Convolutional Neural Networks for Galaxy Morphology Classifications. *In 2018 International Conference on Computing Sciences and Engineering (ICCSE)*, pages 1–6, March 2018.

[170] W. Y. SHI et J.-C. CHIAO : Neural network based real-time heart sound monitor using a wireless wearable wrist sensor. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, 94(3):383–393, Mar 2018.

[171] S. CAORSI et P. GAMBA : Electromagnetic detection of dielectric cylinders by a neural network approach. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37(2):820–827, March 1999.

[172] K. S. CHEN, W. P. HUANG, D. H. TSAY et F. AMAR : Classification of multifrequency polarimetric sar imagery using a dynamic learning neural network. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(3):814–820, May 1996.

[173] Seongkeun PARK, Jae Pil HWANG, Euntai KIM, Heejin LEE et Ho Gi JUNG : A neural network approach to target classification for active safety system using microwave radar. *Expert Systems with Applications*, 37(3):2340 – 2346, 2010.

[174] D. PALAZ, M. MAGIMAI.-DOSS et R. COLLOBERT : Convolutional neural networks-based continuous speech recognition using raw speech signal. *In 2015 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, pages 4295–4299, April 2015.

[175] D. GUIMING, W. XIA, W. GUANGYAN, Z. YAN et L. DAN : Speech recognition based on convolutional neural networks. *In 2016 IEEE International Conference on Signal and Image Processing (ICSIP)*, pages 708–711, Aug 2016.

[176] S. PARK, Y. JEONG et H. S. KIM : Multiresolution cnn for reverberant speech recognition. *In 2017 20th Conference of the Oriental Chapter of the International Coordinating Committee on Speech Databases and Speech I/O Systems and Assessment (O-COCOSDA)*, pages 1–4, Nov 2017.

[177] E. TATULLI et T. HUEBER : Feature extraction using multimodal convolutional neural networks for visual speech recognition. *In 2017 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, pages 2971–2975, March 2017.

[178] S. BASU, J. CHAKRABORTY et M. AFTABUDDIN : Emotion recognition from speech using convolutional neural network with recurrent neural network architecture. *In 2017 2nd International Conference on Communication and Electronics Systems (ICCES)*, pages 333–336, Oct 2017.

[179] W.E. BAKER, éditeur. *Explosions in Air*. university of Texas Press, 1973.

[180] M. M. ISMAIL et S. G. MURRAY : Study of the blast wave parameters from small scale explosions. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 18(1):11–17, 1993.

[181] M. Dass GOEL, V.A. MATSAGAR, A.K. GUPTA et S. MARBURG : An abridged review of blast wave parameters. *Defence Science Journal*, 62(5):300–306, 2012.

[182] J. KRUPKA : Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies. *Measurement Science and Technology*, 17(6):R55, 2006.

[183] J. SHEEN : Comparisons of microwave dielectric property measurements by transmission/reflection techniques and resonance techniques. *Measurement Science and Technology*, 20(4):042001, 2009.

[184] M.T. JILANI, M.Z. REHMAN, A.M. KHAN, M.T. KHAN et S.M. ALI : A brief review of measuring techniques for characterization of dielectric materials. *ITEE Journal*, 1(1), 2012.

[185] *Observations of Detonation in Solid Explosives by Microwave Interferometry*, 1958.

[186] M.E. DAILY, B.B. GLOVER, S.F. SON et L.J. GROVEN : X-band microwave properties and ignition predictions of neat explosives. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 38:810–817, 2013.

[187] J.W. TRINGE, R.J. KANE, K.T. LORENZ, E.V. BALUYOT et K.S. VANDERSALL : Dielectric characterization and microwave interferometry of hmx-based explosives. Rapport technique, Lawrence Livermore National Laboratory, 2013.

[188] J. BARBER, D.E. HOOKS et D.J. and FUNK : Shock-induced polarization of materials. *Combustion Explosion and Shock Waves*, 40(6):658–662, 2004.

[189] J. BARBER, J.C. WEATHERALL, B.T. SMITH, J. DUFFY, S.J. GOETTLER et R.A. KRAUSS : Millimeter wave measurements of explosives and simulants. *Proc.SPIE*, 7670:7670 – 7670 – 7, 2010.

[190] B.T. Smith J.C. WEATHERALL, J. Barber : Identifying explosives by dielectric properties obtained through wide-band millimeter-wave illumination. *Proc.SPIE*, 9462:9462 – 9462 – 9, 2015.

[191] J.C. WEATHERALL, J. BARBER et B.T. SMITH : Spectral signatures for identifying explosives with wideband millimeter-wave illumination. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 64(3):999–1005, March 2016.

[192] P.R. SMITH, J.C. WEATHERALL, J. BARBER, K. YAM, J. GRECA et B.T. SMITH : Measurements of the dielectric properties of explosives and inert materials at millimeter wave frequencies (v-band and above) using free space reflection methods. *Proc.SPIE*, 10189:10189 – 10189 – 8, 2017.

[193] B.M. DOBRATZ et Lawrence Livermore National LABORATORY : *LLNL Explosives Handbook : Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants*. Lawrence Livermore National Laboratory, University of California, 1985.

[194] L. HUANG, A. SHABAEV, S. G. LAMBRAKOS, N. BERNSTEIN, V. JACOBS, D. FINKENSTADT et L. MASSA : Dielectric response of high explosives at thz frequencies calculated using density functional theory. *Journal of Materials Engineering and Performance*, 21(7):1120–1132, Jul 2012.

[195] D. FINKENSTADT, S.G. LAMBRAKOS, Verne L. BERNSTEIN, N.J., L. HUANG, L. MASSA et A. SHABAEV : Construction of permittivity functions for high-explosives using density functional theory. *International Journal of Intelligent Defence Support Systems*, 5(1):24–43, 2012.

[196] N. PALKA, M. SZALA et E. CZERWINSKA : Characterization of prospective explosive materials using terahertz time-domain spectroscopy. *Appl. Opt.*, 55(17):4575–4583, Jun 2016.

[197] MC2 : Projet : Permittivité - Algorithme de calcul & incertitude de mesure. Rapport technique, MC2, Septembre 2017.

[198] K.C. YAW : Measurement of dielectric material properties - application note. Rapport technique, Rohde&Schwartz, April 2012.

[199] T. CHANG, X. ZHANG, X. ZHANG et H.L. CUI : Accurate determination of dielectric permittivity of polymers from 75 GHz to 1.6 THz using both S-parameters and transmission spectroscopy. *Appl. Opt.*, 56(12):3287–3292, Apr 2017.

[200] S. POEUF, G. BAUDIN, M. GENETIER, A. LEFRANÇOIS, L. JAQUET et A. CHINAYYA : New diagnostics setup on detonation products expansion experiments for validation of thermochemical and hydrocodes for Comp B and a HMX pressed He. *NMH*, 2016.

[201] K. LAL et R. PARSHED : Permittivity of conductor-dielectric heterogeneous mixtures. *J. Phys D : Appl. Phys.*, 6:1788–1792, 1973.

[202] S.O. NELSON : Density-permittivity relationships for powdered and granular materials. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 54(5):2033–2040, Oct 2005.

[203] K.N. ROZANOV, A.V. OSIPOV, D.A. PETROV, S.N. STAROSTENKO et E.P. YELSUKOV : The effect of shape distribution of inclusions on the frequency dependence of permeability in composites. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(7):738 – 741, 2009. Proceedings of the Forth Moscow International Symposium on Magnetism.

[204] PYTHON SOFTWARE FOUNDATION : Python language reference, version 3.5.

[205] F. CHOLLET *et al.* : Keras. https://keras.io, 2015.

[206] M. ABADI, A. AGARWAL, P. BARHAM, E. BREVDO, Z. CHEN, C. CITRO, G.S. CORRADO, A. DAVIS, J. DEAN, M. DEVIN, S. GHEMAWAT, I. GOODFELLOW, A. HARP, G. IRVING, M. ISARD, Y. JIA, R. JOZEFOWICZ, L. KAISER, M. KUDLUR, J. LEVENBERG, D. MANÉ, R. MONGA, S. MOORE, D. MURRAY, C. OLAH, M. SCHUSTER, J. SHLENS, B. STEINER, I. SUTSKEVER, K. TALWAR, P. TUCKER, V. VANHOUCKE, V. VASUDEVAN, F. VIÉGAS, O. VINYALS, P. WARDEN, M. WATTENBERG, M. WICKE, Y. YU et X. ZHENG : TensorFlow : Large-scale machine learning on heterogeneous systems, 2015. Software available from tensorflow.org.

Annexe A

Architecture du réseau de neurones

Les réseaux présentés ont été réalisés et entrainés avec PYTHON 3.5 [204] ainsi que les modules KERAS [205] et TENSORFLOW [206].

Réseau pour les vitesses

```
model = Sequential\\
model.addConv1D32,21,input_shape=None,1,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addMaxPooling1D
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addMaxPooling1D
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addGlobalAveragePooling1D
model.addFlatten
model.addDense50, activation='tanh'
model.addDense20, activation='tanh'
model.addDense1, activation='hard_sigmoid'
c@FancyVerbLinee1, activation='hard_sigmoid'
```

Réseau pour l'indice de réfraction du milieu choqué

```
model = Sequential
model.addConv1D32,21,input_shape=None,1,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addMaxPooling1D
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addMaxPooling1D
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addMaxPooling1D
model.addConv1D32,21,activation='relu'
model.addBatchNormalization
model.addGlobalAveragePooling1D
model.addFlatten
model.addDense50, activation='tanh'
model.addDense20, activation='tanh'
model.addDense1, activation='hard_sigmoid'
c@FancyVerbLinee1, activation='hard_sigmoid'
```

Annexe B

Comparaison des méthodes de mesure de la permittivité

Matériau	Méthode	Conversion	Précision
Pertes importantes, court, amagnétique	Transmission/ Réflexion	NRW	Moyen
Pertes importantes, court, magnétique	Transmission/ Réflexion	NRW	Moyen
Pertes faibles, court, amagnétique	Transmission/ Réflexion	NIST itératif	Bonne
Pertes faibles, court, amagnétique	Transmission/ Réflexion	New non intératif	Bonne
Biologique	Câble co-axial	RFM	Bonne
Liquide	Câble co-axial	RFM/Liquides de référence	Moyenne/ Bonne
Semi-solide	Câble co-axial	RFM	Bonne
Haute température, large et plat, amagnétique	Espace libre	NIST itératif/ New non itératif	Moyenne/ Bonne
Haute température, large et plat, amagnétique	Espace libre	NRW	Moyenne
Pertes faibles, petites dimensions, magnétique	Espace libre	Fréquence et facteur de qualité	Moyenne
Pertes faibles, petites dimensions, amagnétique	Espace libre	Fréquence et facteur de qualité	Moyenne

[a] NRW : Nicholson Ross Weir
[b] RFM : Rational Function Model

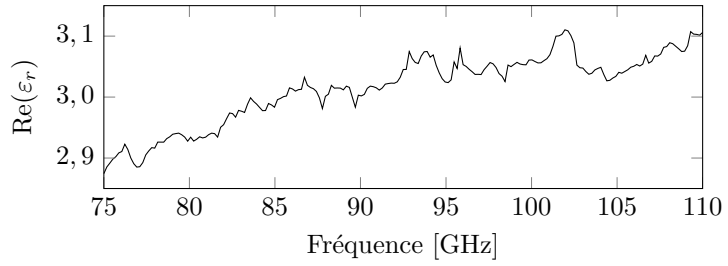
Annexe C

Courbes de la permittivité des explosifs

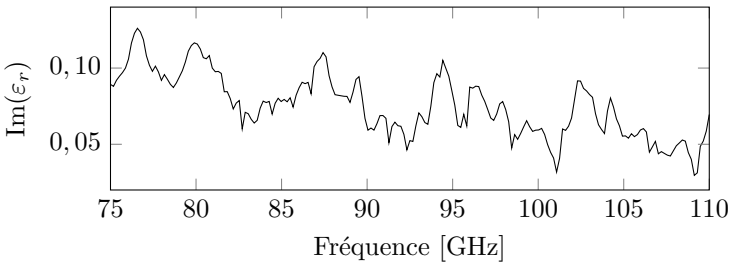
C.1 HMX-ONTA-Liant inerte

TABLEAU C.1 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange HMX-ONTA-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,056 ± 0,010	0,084 ± 0,002



(a) Partie réelle



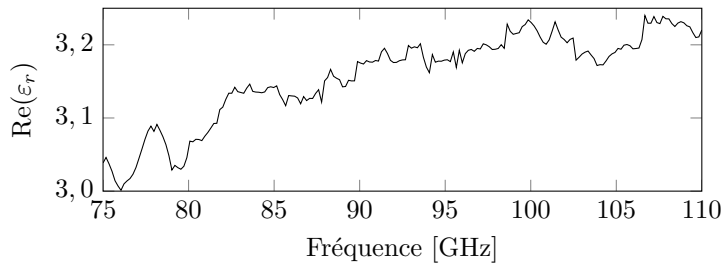
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.1 – Permittivité complexe du mélange HMX-ONTA-Liant inerte

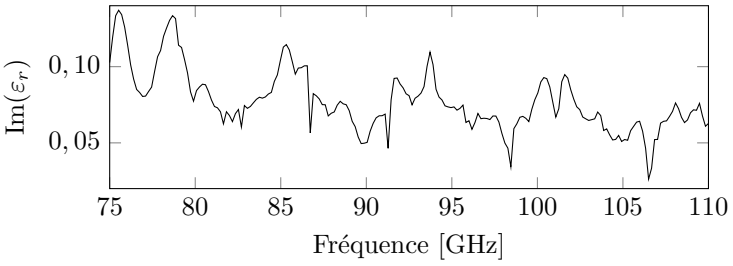
C.2 RDX-Liant inerte

TABLEAU C.2 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange RDX-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,183 ± 0,009	0,085 ± 0,0003



(a) Partie réelle



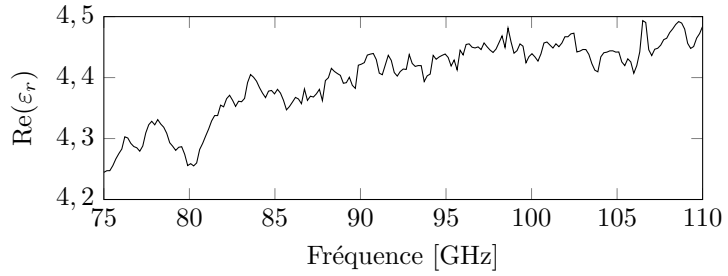
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.2 – Permittivité complexe du mélange RDX-Liant inerte

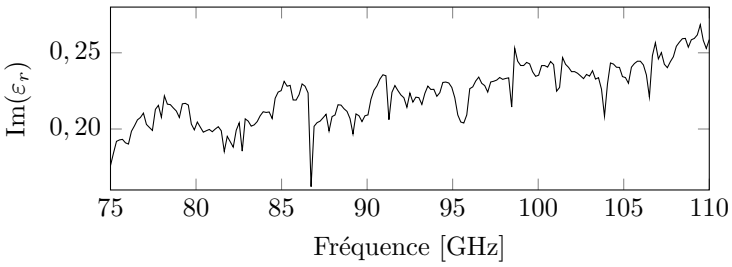
C.3 RDX-ONTA-Aluminium-Liant inerte

TABLEAU C.3 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange RMX-ONTA-Aluminium-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
4,520 ± 0,006	0,225 ± 0,008



(a) Partie réelle



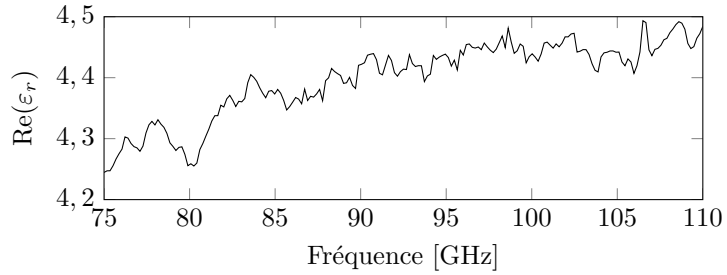
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.3 – Permittivité complexe du mélange RDX-ONTA-Aluminium-Liant inerte

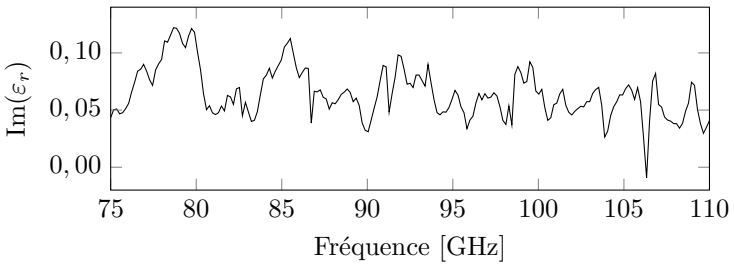
C.4 TATB-Liant inerte

TABLEAU C.4 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange TATB-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
4,422 ± 0,010	0,063 ± 0,000 02



(a) Partie réelle



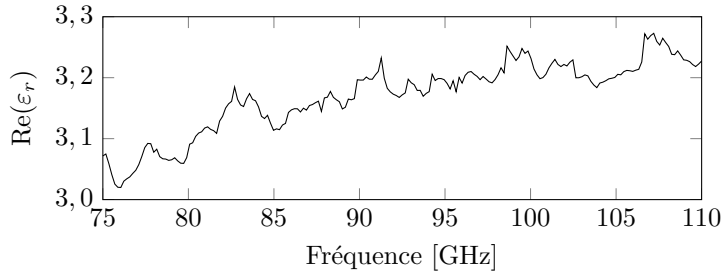
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.4 – Permittivité complexe du mélange TATB-Liant inerte

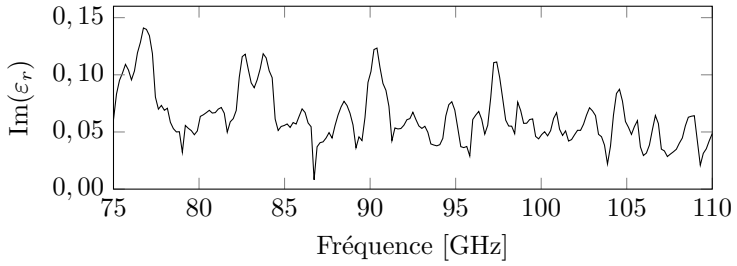
C.5 TATB-HMX-Liant inerte

TABLEAU C.5 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange TATB-HMX-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,975 ± 0,010	0,053 ± 0,0008



(a) Partie réelle



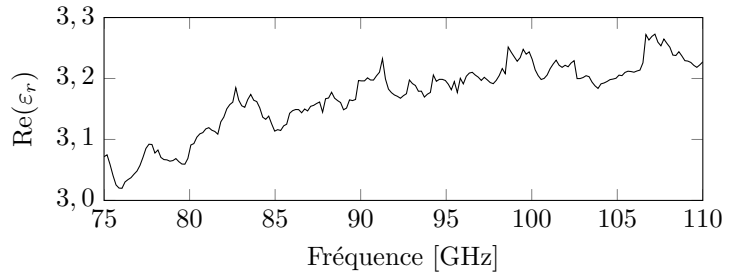
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.5 – Permittivité complexe du mélange TATB-HMX-Liant inerte

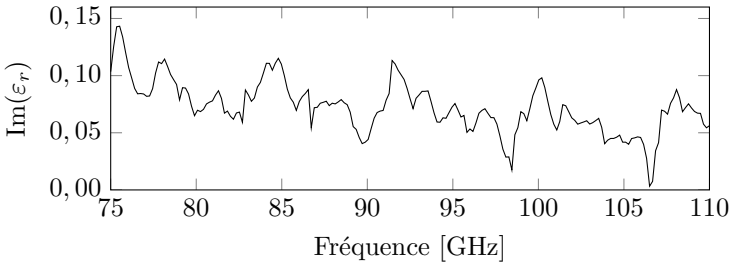
C.6 RDX-TNT, mélange 1

TABLEAU C.6 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange 1 RDX-TNT

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,188 ± 0,006	0,073 ± 0,000 06



(a) Partie réelle



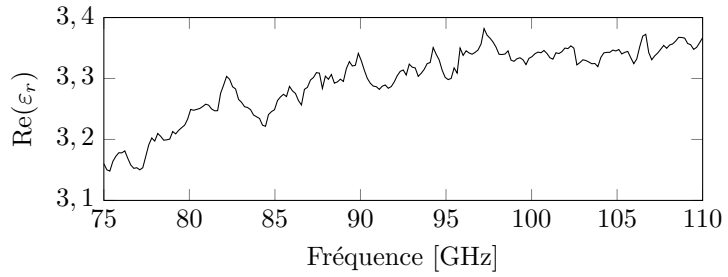
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.6 – Permittivité complexe du mélange 1 de RDX-TNT

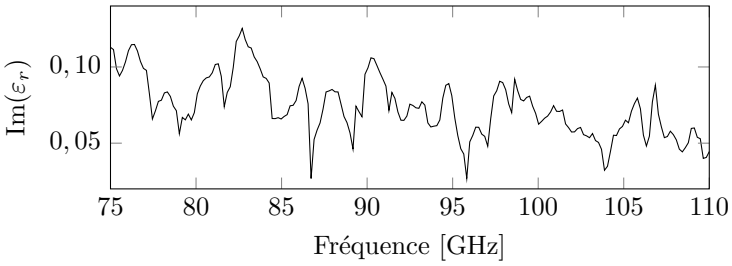
C.7 RDX-TNT, mélange 2

TABLEAU C.7 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange 2 RDX-TNT

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,321 ± 0,002	0,073 ± 0,004



(a) Partie réelle



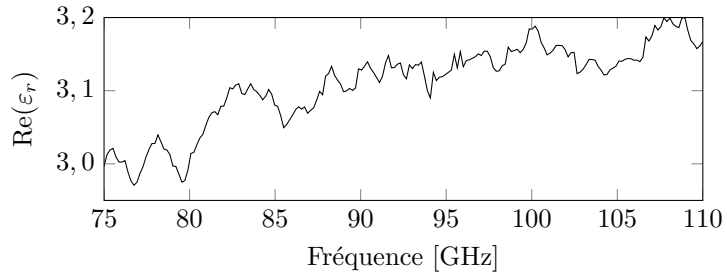
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.7 – Permittivité complexe du mélange 2 de RDX-TNT

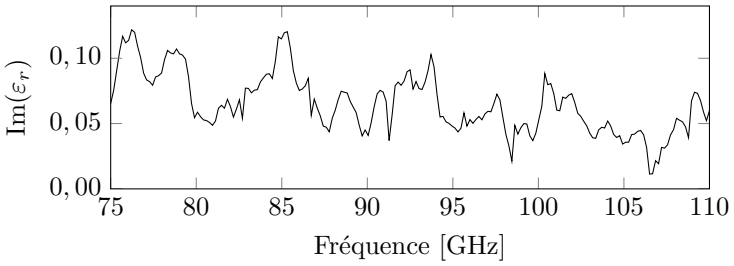
C.8 ONTA-TNT, mélange 1

TABLEAU C.8 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange 1 ONTA-TNT

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,121 ± 0,001	0,071 ± 0,000 06



(a) Partie réelle



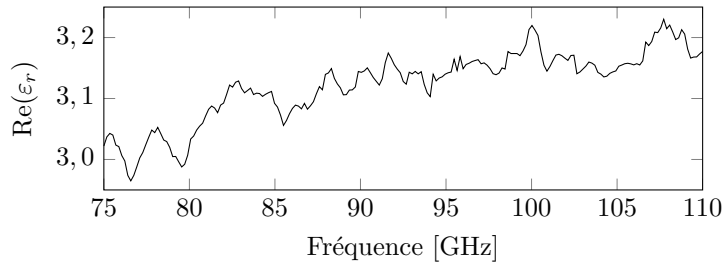
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.8 – Permittivité complexe du mélange 1 d'ONTA-TNT

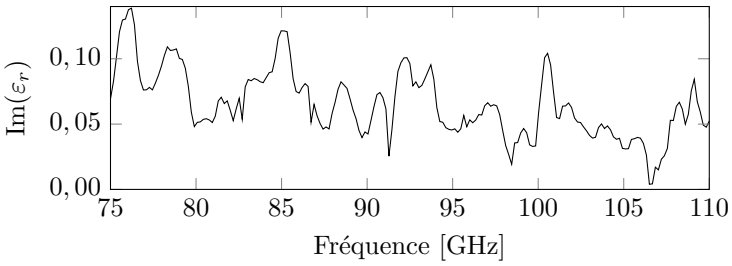
C.9 ONTA-TNT, mélange 2

TABLEAU C.9 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange 2 ONTA-TNT

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,132 ± 0,002	0,068 ± 0,0007



(a) Partie réelle



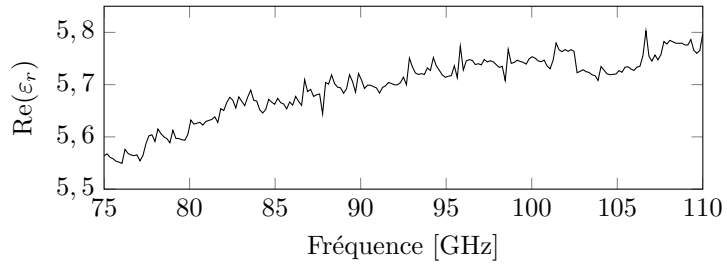
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.9 – Permittivité complexe du mélange 2 d'ONTA-TNT

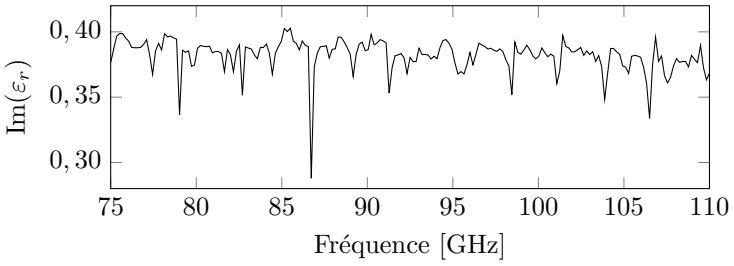
C.10 HMX-Aluminium-Liant inerte

TABLEAU C.10 – Valeurs moyennes dans la bande 93−95 GHz pour le mélange HMX-Aluminium-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
5,727 ± 0,015	0,386 ± 0,002



(a) Partie réelle



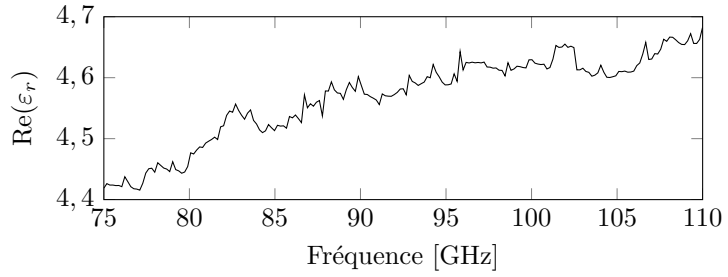
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.10 – Permittivité complexe du mélange HMX-Aluminium-Liant inerte

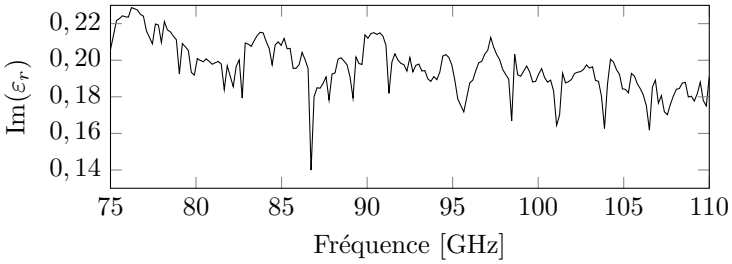
C.11 RDX-Aluminium-Liant inerte

TABLEAU C.11 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange RMX-Aluminium-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
4,597 ± 0,023	0,195 ± 0,002



(a) Partie réelle



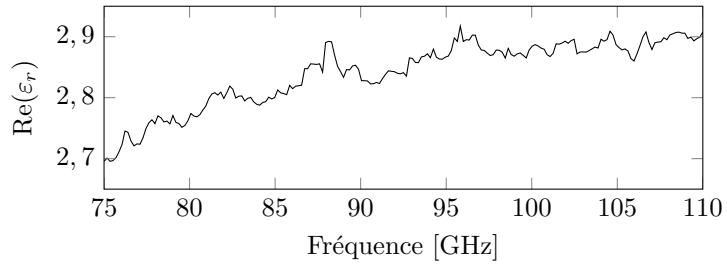
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.11 – Permittivité complexe du mélange RDX-Aluminium-Liant inerte

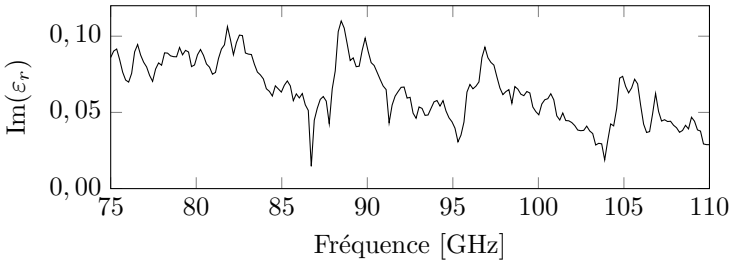
C.12 TNT

TABLEAU C.12 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le TNT

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
2,866 ± 0,016	0,052 ± 0,002



(a) Partie réelle



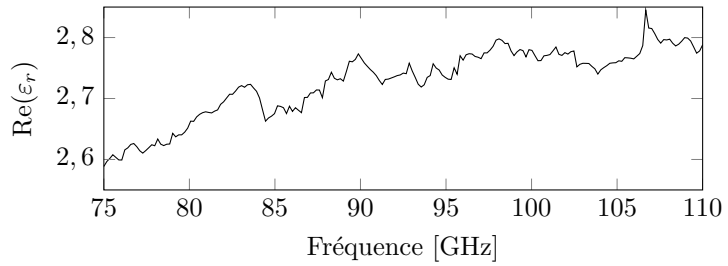
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.12 – Permittivité complexe du TNT

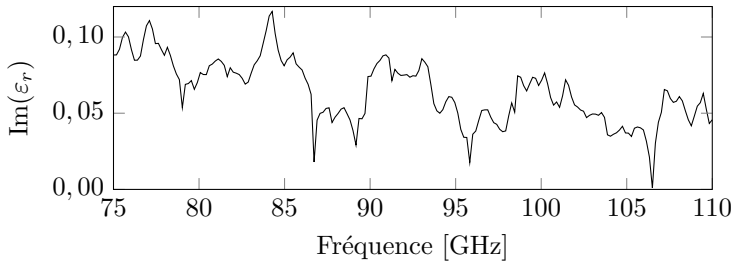
C.13 HMX-Liant inerte, mélange 1

TABLEAU C.13 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange 1 HMX-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
2,737 ± 0,003	0,064 ± 0,001



(a) Partie réelle



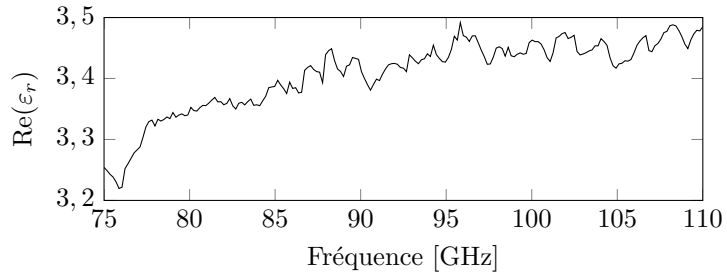
(b) Partie imaginaire

FIGURE C.13 – Permittivité complexe du mélange 1 de HMX-Liant inerte

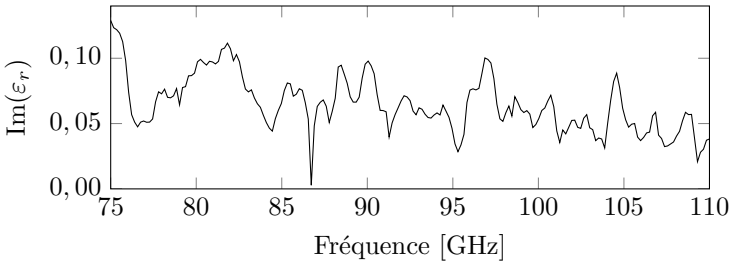
C.14 HMX-Liant inerte, mélange 2

TABLEAU C.14 – Valeurs moyennes dans la bande 93 – 95 GHz pour le mélange 2 HMX-Liant inerte

$\mathfrak{Re}(\varepsilon_r)$	$\mathfrak{Im}(\varepsilon_r)$
3,434 ± 0,014	0,057 ± 0,001



(a) Partie réelle



(b) Partie imaginaire

FIGURE C.14 – Permittivité complexe du mélange 2 de HMX-Liant inerte

Annexe D

Liste des publications

Revues internationales avec comité de lecture

B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, Y. Barbarin, J. Luc, A. Osmont, "Reflection of Electromagnetic Waves From Moving Interfaces for Analyzing Shock Phenomenon in Solids", *Radioscience*, **53**, pp 888, 2018

B. Rougier, A. Lefrançois, V. Chuzeville, S. Poeuf, H. Aubert, "Static and dynamic permittivity measurement of high explosives in the W band to investigate shock and detonation phenomena", *Propellant, explosives and pyrotechnics*, accepté, 2018

Congrès internationaux avec comité de lecture et actes

B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, Y. Barbarin, J. Luc, A. Osmont, "Reflection of Electromagnetic Waves From Moving Interfaces for Analyzing Shock Phenomenon in Solids", *Radioscience*, **53**, pp 888, 2018

B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, "Electromagnetic Wave Reflection from Shocked Dielectric Materials", *IEEE Antenna and propagation Symposium*, Boston, MA, USA, 8-13 Juillet 2018

B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, E. Bouton, J. Luc, A. Osmont, Y. Barbarin "Simultaneous Shock and Particle Velocities Measurement using a Single Microwave Interferometer on Pressed TATB Composition T2 submitted to Plate Impact", *2018 International Symposium on Detonation*, Cambridge, MD, USA, 15-20 Juillet 2018

Y. Barbarin, A. Lefrançois, B. Rougier, F. Sinatti, O. Lassalle, A. Osmont, J. Luc, "Shocks Sensing by Fiber Bragg Gratings and a 100 MHz Dynamic Dispersive Interrogator", *IEEE Rapid*, Miramar, FL, USA, 22-24 Août 2018

B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, "Measurement of Shock Wave and Particle Velocities in Shocked Dielectric Material from Millimeter-Wave Remote Sensing", *European Microwave Week 2018*, Madrid, Espagne, 23-28 Septembre 2018

Congrès internationaux avec comité de lecture et sans actes

B. Rougier, A. Lefrançois, H. Aubert, F. Sinatti, O. Lassalle, "Microwave study of shock propagation in PMMA", *68th Meeting of the Aeroballistic Range Association*, Monterrey, CA, USA, 17-22 Septembre 2018

Congrès nationaux avec comité de lecture et sans actes

B. Rougier, H. Aubert, A. Lefrançois, J. Luc, A. Osmont, "Interrogation d'une onde de choc par ondes millimétriques", *20èmes Journées Nationales Micro-ondes*, Saint Malo, France, 16-19 Mai 2017

Étude à coeur des propriétés de matériaux innovants par la compréhension de la propagation d'une onde électromagnétique à travers une onde de choc

La détermination des propriétés des matériaux soumis à des chocs est un enjeu essentiel dans de nombreux domaines industriels. L'objectif de cette thèse est de proposer une nouvelle méthode fondée sur l'interrogation en bande millimétrique d'un solide soumis à un choc. Deux paramètres doivent être mesurés simultanément, la vitesse du choc et la vitesse matérielle associée afin de pouvoir construire la polaire de choc du matériau d'étude. Dans un premier temps, un état de l'art des techniques de mesure existantes est réalisé pour cibler les performances et limites de l'existant. Dans un second temps, on s'intéresse à la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux à plusieurs interfaces en mouvement et avec un gradient d'indice pour représenter des cas de choc soutenu et non soutenu. Enfin, des campagnes expérimentales d'impact plan sont présentées sur différents matériaux, inertes et explosifs, pour confronter la théorie développée aux résultats de mesure. Pour le cas des chocs soutenus, les résultats sont en très bon accord et permettent de valider le modèle. Le cas des chocs non soutenus est plus complexe. Une approche par réseau de neurones est envisagée pour permettre de remonter aux vitesses et aux indices de réfraction. Enfin, des mesures de la permittivité complexe de nombreux explosifs sont présentées.

In-situ measurement of solids under shock wave loading properties using millimeter wave interrogation

The mechanical properties of solids under shock wave loading are a key factor in many industrial applications. This work aims at defining a new approach for the simultaneous measurement of shock wave and particle velocity during a shock event, using millimeter wave interrogation. With the two determined parameters, the shock polar of any material can be derived. First, a review of the classical methods to determine these quantities is presented, to identify the advantages and limits of such techniques. A modelization work is then performed to understand the propagation of electromagnetic waves in a stratified medium with moving interfaces and different refractive index in each of the layers. Such a configuration can be used to describe both steady and unsteady shocks on solids. Last, experimental results of plane impact tests on both inert and reactive materials are presented and analyzed to comfort the modelization. For steady shocks, the results are in very good agreement and prove the developed model to be adequate. The case of unsteady shocks is more complex, and a neural network approach is described to solve the problem. Finally, new data on the permittivity of high explosives and a new setup are described.