

**CFA '18 LE HAVRE ■ 23-27 avril 2018**  
**14<sup>ème</sup> Congrès Français d'Acoustique**



**Simulation du champ proche généré par une source impulsionnelle à arcs électriques**

T. Lechat<sup>a</sup>, D. Dragna<sup>b</sup> et S. Ollivier<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Université de Lyon, École Centrale de Lyon, LMFA UMR CNRS 5509, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Écully, France

<sup>b</sup>École Centrale de Lyon, LMFA UMR CNRS 5509, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Écully, France

<sup>c</sup>Université de Lyon 1, LMFA UMR CNRS 5509, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Écully, France  
thomas.lechat@ec-lyon.fr

Des arcs électriques impulsionsnels sont utilisés comme sources ponctuelles dans des maquettes d'acoustique des salles ou urbaine, et plus récemment pour caractériser des antennes microphoniques. Avec un écart interélectrodes plus grand qu'un centimètre, ces sources peuvent être utilisées pour étudier la propagation non linéaire d'ondes de chocs faibles sur des distances de quelques décimètres. Pour comparer simulations numériques et expériences, la modélisation de la source est déterminante. Dans le cadre de la création d'un code de propagation 3D, une simulation en champ proche de la source est réalisée afin de se rapprocher au mieux des expérimentations. Cependant, les processus physiques de génération du choc sont complexes (physique des plasmas, chocs forts...), difficiles à caractériser expérimentalement, et se déroulent à des échelles de temps et d'espace très faibles (nano-seconde, micro-mètre) par rapport aux échelles caractéristiques de la propagation acoustique. Nous proposons une modélisation simplifiée de la source sous la forme d'un dépôt impulsionsnel linéique d'énergie. La propagation de l'onde de choc générée est calculée dans le domaine temporel via une résolution numérique des équations d'Euler axi-symétriques. La directivité de la source, le contenu fréquentiel et l'influence des électrodes sont discutés en fonction de la distance à l'arc. Afin de valider l'approche, une comparaison à des mesures de chocs par visualisation Schlieren et à des formes d'ondes par mesure interférométrique est réalisée dans les cas de la propagation en champ libre et de la réflexion sur une paroi rigide. Une attention particulière est portée sur l'estimation correcte des niveaux de pression aux différentes distances, ainsi qu'à la trajectoire du point triple lorsque la réflexion est irrégulière. Les résultats montrent que le modèle de source simplifié s'avère suffisant pour reproduire numériquement les phénomènes observés expérimentalement.

## Introduction

Des arcs électriques sont utilisés comme sources d'ondes acoustiques impulsionsnelles depuis plus d'un siècle [10]. Cette source à l'avantage d'être très répétable et facile à mettre en place. De plus, les ondes acoustiques émises étant de fort niveau (ondes de chocs), des méthodes de mesure optiques sont possibles en champ proche car les gradients de densité induits sont suffisamment importants pour dévier le trajet optique d'un faisceau lumineux de manière appréciable. Ce type de source a par exemple été utilisé pour la visualisation des premières réflexions dans des maquettes en acoustique des salles par Franz Max Osswald dans les années 30 [17]. Des études récentes sur la calibration de microphones [19] ou d'antennes microphoniques se basent également sur ce type de source [8].

Le niveau de pression généré par ce type de source est important, de telle sorte que la propagation est non linéaire, ce qui implique la possible formation d'une onde de choc. Cette source est ainsi utilisée pour l'étude de la propagation non linéaire [6, 12, 15]. L'application discutée ici est l'étude des réflexions irrégulières d'ondes de chocs sur une paroi lisse et réfléchissante. Dans le cas d'une incidente rasante et pour un niveau suffisamment élevé, on observe un schéma à trois chocs : les chocs incident et réfléchi interagissent pour former un troisième choc se propageant parallèlement à la paroi. Celui-ci est nommé pied de Mach, en référence à E. Mach, le premier chercheur ayant montré expérimentalement l'existence de ces interactions [11]. Nombreuses pour les chocs de forte amplitude, les études expérimentales sur les réflexions irrégulières sont rares pour les chocs très faibles. L'étude des réflexions irrégulières pour des surpressions de l'ordre du kilopascal a récemment été menée expérimentalement et numériquement au LMFA [7, 9]. Jusqu'ici, les simulations numériques étaient à deux dimensions [7] : elles permettaient de retrouver des hauteurs de pieds de Mach correctes pour une distance donnée mais ne permettaient pas d'obtenir la décroissance attendue de l'onde au cours de la propagation. Il n'était donc possible de déterminer la trajectoire du pied de Mach qu'en faisant une simulation pour chaque position afin d'ajuster les paramètres de la source pour tenir compte de la différence entre les décroissances à 2D et 3D. Par

ailleurs, la source utilisée pour représenter la source à arcs électriques était ponctuelle alors que les observations expérimentales en champ proche indiquent qu'il s'agirait plutôt d'une ligne source [14]. Wright et Medendorp [18] ont proposé un modèle approché de source linéique qui met en évidence des effets de directivité comparables à ceux observés expérimentalement, mais qui ne permet pas d'obtenir des formes d'ondes avec choc.

L'objectif de notre étude est de déterminer plus fidèlement l'onde de choc générée par la source à arcs électriques. Pour cela, un code de résolution des équations d'Euler axisymétriques est tout d'abord présenté dans la section 1. Une attention particulière est portée à l'initialisation, qui est basée sur un dépôt d'énergie linéique, afin de retrouver les effets de directivité observés expérimentalement. Les résultats des simulations sont comparés à des résultats expérimentaux en champ libre dans la section 2, puis dans une configuration où l'onde de chocs se réfléchit sur une paroi lisse dans la section 3.

## 1 Simulations numériques

Les arcs électriques ont déjà été simulés, notamment pour étudier l'allumage des gaz par les bougies dans les moteurs à combustion interne. Akram [1] propose de modéliser l'arc dès l'instant où un canal conducteur est formé entre les deux électrodes. La largeur du canal est de l'ordre du  $\mu\text{m}$ , et sa température est de l'ordre de 10 kilokelvins. Le canal commence alors par s'étendre très rapidement puis sa vitesse diminue progressivement à mesure que la pression interne diminue pour finalement devenir très faible par rapport à la vitesse du son, et seule l'onde de choc générée continue à se propager. La description précise de la dynamique du canal lors de la décharge électrique est difficilement envisageable dans un code de propagation acoustique car les échelles de temps et d'espace nécessaires à la simulation de ce canal sont de plusieurs ordres de grandeur plus faibles que celles compatibles avec la simulation de la propagation sur quelque dizaines de centimètres de l'onde de choc induite. Une première solution consisterait à considérer les équations décrivant la formation du canal en utilisant un maillage très fin autour de la source, et dont le pas

de temps augmenterait progressivement lorsque le choc s'éloigne des électrodes. Cette approche aurait l'avantage de conserver tous les effets physiques (thermiques et visqueux) mais serait extrêmement couteuse en temps de calculs alors que la littérature sur les explosions indique que c'est essentiellement la quantité d'énergie initiale qui est importante pour déterminer la phase positive de l'onde de choc. Or, c'est celle-ci qui nous intéresse pour l'étude des réflexions non linéaires. En conséquence, si le niveau d'énergie initial est le bon, on s'attend à retrouver des estimations de pied de Mach correctes. Nous avons donc choisi de simplifier l'initialisation de la source en déterminant une source linéique équivalente qui permet de se rapprocher au mieux de l'onde de choc produite après l'expansion du canal. Nous avons donc choisi de simplifier l'initialisation de la source en déterminant une source linéique équivalente qui permet de se rapprocher au mieux de l'onde de choc produite après l'expansion du canal sans décrire le détail de la physique des premiers instants (arc, plasma). Les pas spatiaux et temporels de la simulation numérique peuvent alors être suffisamment grands pour des calculs de propagation acoustique loin de la source. La comparaison des résultats de simulation et des mesures permet de déterminer le niveau d'énergie initial.

## 1.1 Modèle de propagation

Cette étude est basée sur la résolution des équations d'Euler axi-symétriques :

$$\begin{aligned} \text{Conservation de la masse} \quad & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \text{PFD} \quad & \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla p, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\text{Conservation de l'énergie} \quad \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}),$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $\mathbf{v}$  la vitesse du fluide,  $p$  la pression et  $E$  l'énergie interne massique du fluide. Celle-ci est calculée à partir de la pression avec :

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho |\mathbf{v}|^2}{2}$$

où  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques du fluide.

Ce système d'équations est résolu au moyen de différences finies d'ordre 4 optimisées sur onze points [3] pour le calcul des dérivées spatiales et une méthode itérative de Runge-Kutta d'ordre quatre optimisée à six sous-étapes [2] pour l'intégration temporelle.

Sur les bords du domaine, on distingue différentes conditions aux limites (voir Fig. 1, gauche) :

(i) la frontière où la condition d'axi-symétrie doit être respectée, notamment pour le calcul des dérivées spatiales ;  
(ii) les réflexions sur des parois ou sur les électrodes, qui sont considérées comme parfaitement rigides, et où l'on impose que la vitesse normale aux surfaces est nulle ;  
(iii) les autres frontières où l'onde sort du domaine de calcul, et pour lesquelles des schémas de différences finies décentrées sont utilisés, et des conditions aux limites de non-réflexion sont implémentées (basées sur la résolution d'équations asymptotiques d'Euler linéarisées n'autorisant que la propagation d'ondes sphériques divergentes) [16].

De plus, à chaque pas de temps, un filtre sélectif à 11 points [4] est appliqué pour éliminer les contributions aux petites longueurs d'ondes (inférieures à environ 5 points de maillage), mal résolues par les schémas différences finies utilisées. Enfin, un filtre de capture de choc proposé par Bogey *et al* [4] est utilisé afin de réduire localement les composantes hautes fréquences générées au-niveau des chocs car elles nuisent à la stabilité de la simulation. Les deux coefficients permettant de régler la force du filtrage sont fixés à 0.1 pour cette étude.

Dans la suite, les pas spatiaux utilisés sont de l'ordre de 0.5 mm et le pas temporel est fixé à environ  $0.5 \times 10^{-7}$  seconde, ce qui correspond à un CFL (critère de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy) compris entre 0.3 et 0.5. Une fenêtre glissante est employée sur les simulations des figures 4, 5 et 8 pour réduire le temps de calcul.

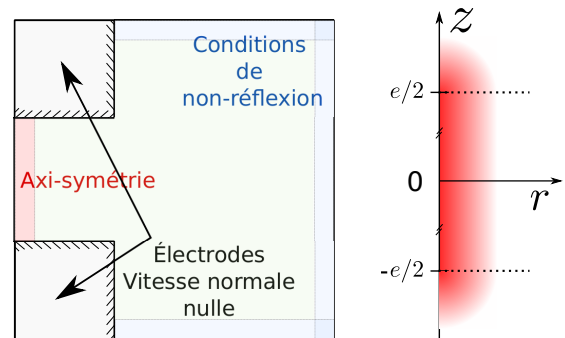


FIGURE 1 – A gauche, configuration du domaine de simulation et à droite, schéma de la condition initiale sur la pression.

## 1.2 Modèle de source

En première approximation, on peut considérer que le plasma formé entre les deux électrodes est parfaitement rectiligne au moment de la décharge. Pour simuler l'onde de choc induite par ce plasma, il paraît donc approprié d'utiliser un dépôt d'énergie linéique afin d'initialiser les différents champs à  $t = 0$ . La masse volumique est initialement homogène et égale à celle de l'air au repos, et on ne considère aucun gradient de vitesse initial. La pression est initialisée comme la somme de la pression atmosphérique et d'une perturbation maximale sur un segment correspondant à l'écart inter-électrode, et décroissant exponentiellement sur le reste du domaine. Cette décroissance est calibrée pour que l'essentiel de l'énergie soit localisée dans la zone correspondant à la détente maximale du plasma mesurée par Salze [14]. Cette procédure d'initialisation peut être résumée comme suit en utilisant les variables d'espace  $z$  (selon l'axe des électrodes) et  $r$  (distance radiale) définies sur la Fig. 1 :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0, \\ \mathbf{v} &= 0, \\ p &= \begin{cases} p_0 + p_i e^{-\alpha^2 r^2} & \forall z \in [-e/2, e/2], \\ p_0 + p_i e^{-\alpha^2 (r^2 + (|z - \frac{e}{2}|)^2)} & \forall z \notin [-e/2, e/2], \end{cases} \end{aligned}$$

où  $\rho_0$  et  $p_0$  correspondent à la densité et la pression de l'air au repos et  $e$  à l'écart inter-électrodes choisis. La fluctuation de pression est maximale et égale à  $p_i$  sur une ligne en  $r = 0$  entre  $-e/2$  et  $e/2$ , puis décroît exponentiellement (un schéma

de la répartition de la pression est visible sur la figure 1). Cette configuration correspond à un échauffement très rapide d'une colonne d'air durant lequel le gaz n'a pas le temps de se détendre [13]. Cette procédure d'initialisation serait donc correcte pour modéliser le canal avant son expansion (avec une équation d'état adaptée pour les hautes températures) mais est une approximation dans notre cas. Cependant, la géométrie linéique devrait permettre de retrouver les effets de directivité.

## 2 Validation en champ libre

Dans un premier temps, une étude en champ proche et en champ libre de la source est réalisée. Une attention particulière est portée à la directivité ainsi qu'à l'influence des électrodes. Le but est de valider la modélisation et de calibrer la source numérique par rapport aux expériences précédemment réalisées en champ libre.

### 2.1 Influence des électrodes

Afin de mettre en évidence l'influence des électrodes, les champs calculés avec électrodes ou sans électrodes sont comparés au champ proche observé expérimentalement à l'aide d'une caméra rapide. La figure 2 présente ces comparaisons sous la forme d'images Schlieren. Le cas présenté est pour un écart inter-électrodes de  $e = 2$  cm. Pour comparer simulation et expérience, le calcul et la mesure sont présentés symétriquement, la coordonnée  $z = 0$  définissant l'axe de symétrie. Pour des raisons pratiques, les électrodes sont cylindriques dans le calcul, tandis que dans l'expérience les extrémités sont coniques. Le front d'onde de choc est correctement retrouvé dans la zone  $-e/2 > z > e/2$ ; il est revanche légèrement en retard dans la zone  $z > e/2$  sur la simulation avec électrodes et légèrement en avance sur la simulation sans électrodes. Cet effet est purement géométrique : dans les premiers instants de la simulation le choc reste bloqué entre les électrodes à gauche alors qu'il se propage dans toutes les directions à droite. Enfin, du fait de l'écart entre la géométrie conique des électrodes et leur modélisation par des cylindres, la configuration expérimentale correspond plutôt à une configuration intermédiaire entre les deux configurations numériques.

La conséquence de la réflexion sur les électrodes est aussi visible sur les formes d'ondes de la pression. Sur la figure 3, les formes d'ondes avec et sans électrodes sont tracées pour différents angles. L'angle  $\theta$  est défini par rapport à la normale aux électrodes (ligne blanche sur la figure 2). Dans l'axe, il n'y a quasiment pas de différence entre les deux ondes si on regarde uniquement la partie positive du choc. La forme d'onde est juste un peu plus longue dans le cas du calcul avec électrodes. En revanche, quand l'angle augmente, l'impulsion sans électrodes devient plus longue et de moins grande amplitude. Ces considérations induisent que le contenu fréquentiel peut changer en fonction de la géométrie d'électrode utilisée, en particulier pour des angles élevés. Que les électrodes soient présentes ou non, l'effet de la directivité pour les angles élevés est important. Ainsi, la pression décroît de 70 % entre le maximum en  $\theta = 0^\circ$  et minimum en  $\theta = 85^\circ$ . Le contenu fréquentiel change lui aussi car, non seulement le choc est moins raide, mais

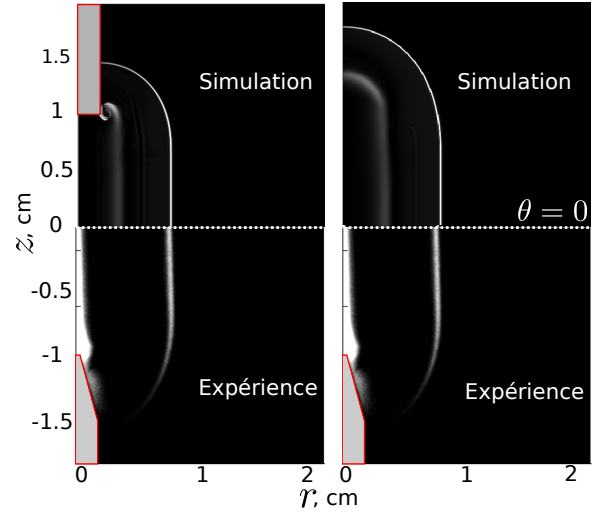


FIGURE 2 – Comparaison en champ proche entre mesures Schlieren (en bas) et Schlieren numérique ( $|\nabla\rho|$ ) avec ou sans électrodes (en haut).

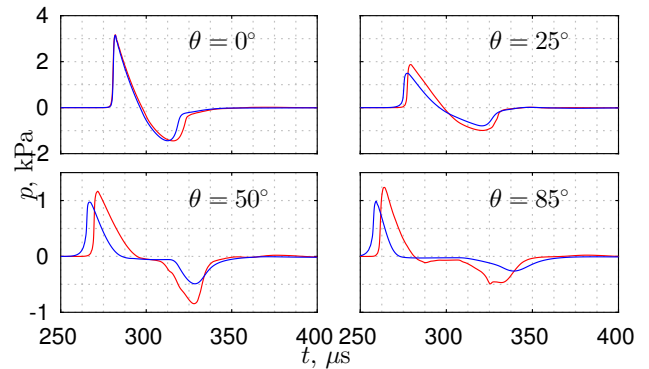


FIGURE 3 – Formes d'ondes de la pression pour un calcul sans électrodes (en bleu) et avec électrodes (en rouge) pour différents angles à 10 cm du centre des électrodes.

le signal est plus long. On remarque que dans les études précédentes au LMFA [9, 15] en champ libre, l'angle  $\theta$  considéré était faible (environ  $15^\circ$ ), ce qui permettait de négliger les effets de directivité.

Par ailleurs, on s'attend à ce que la partie de l'onde en dépression ne soit pas correctement prédite par la simulation, car celle-ci dépend de la géométrie des électrodes comme vu précédemment, et également des réflexions dans la zone entre les électrodes où juste après l'arc la composition du gaz est localement différente du reste du milieu.

Dans la suite de l'étude, les simulations numériques sont réalisées sans prendre en compte les électrodes, et l'on s'intéressera donc principalement au choc positif.

### 2.2 Comparaison avec la mesure

Les formes d'ondes à différentes distances dans l'axe par rapport à la source sont tracées sur la figure 4 et comparées avec des mesures interférométriques correspondantes [19]. On constate que le choc avant est correctement estimé pour les différentes distances. Comme attendu, les parties en dépression diffèrent légèrement.

Une équation de Burgers sphérique a déjà été utilisée avec succès pour décrire la propagation dans l'axe perpendiculaire aux électrodes d'un choc généré par la source [20]. Ceci



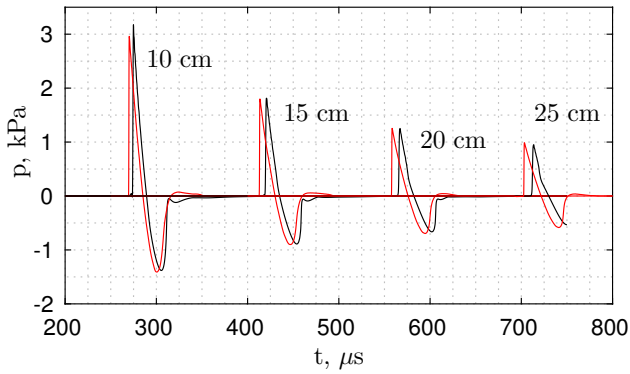


FIGURE 4 – Signaux de pression à différentes distances de la source (dans l’axe) obtenus **par simulation numérique** (source linéique, sans électrodes) et **par mesures interférométriques**.

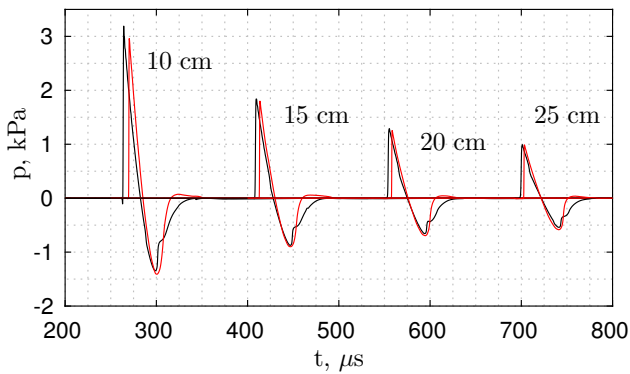


FIGURE 5 – Signaux de pression à différentes distances de la source (dans l’axe) dans le cas **d’une simulation avec une source ponctuelle** et de **mesures interférométriques**.

laisse penser qu’une source ponctuelle pourrait être utilisée pour des calculs en champ lointain malgré les observations en champ proche. Un calcul est donc fait avec une source ponctuelle (toujours à vitesse initiale nulle et densité initiale constante). Dans ce cas, l’expression de la pression à  $t = 0$  est donnée par :

$$p = p_0 + p_i e^{-a^2(r^2+z^2)},$$

où  $p_i$  diffère du cas avec une source linéique et est ajusté afin que les niveaux de pressions calculés soient comparables aux signaux mesurés à 10 cm du centre de la source.

Les formes d’ondes calculées et mesurées sont superposées sur la figure 5. La phase positive de l’onde est, là encore, correctement estimée tandis que la dépression est en revanche moins bien prédite. On en conclut qu’une source ponctuelle peut suffire à étudier des phénomènes de propagation dans les directions perpendiculaires aux électrodes, à la condition de s’intéresser surtout à la phase positive de l’onde. On choisit ainsi la source ponctuelle dans la suite par simplicité.

### 3 Application à la réflexion de chocs

La source est maintenant placée au-dessus d’une paroi réfléchissante (figure 6). Si l’incidence est suffisamment rasante et les niveaux suffisamment élevés, l’interaction

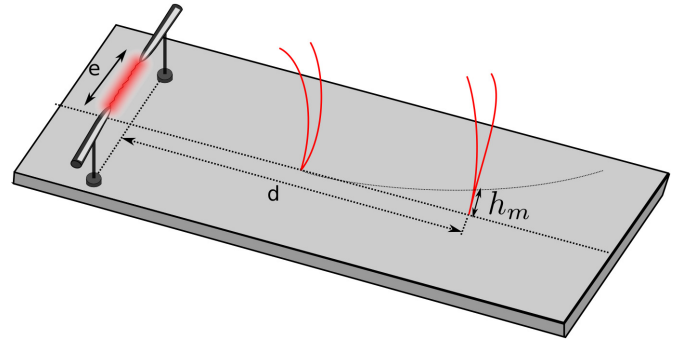


FIGURE 6 – Schéma de la configuration de la visualisation d’un pied de Mach sur une surface lisse.

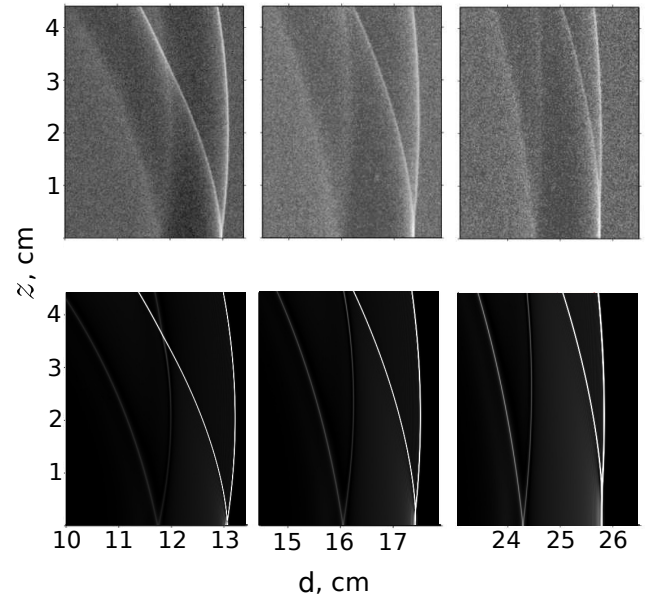


FIGURE 7 – Comparaison entre une mesure Schlieren (en haut) et la simulation correspondante (en bas) pour différentes distances.

entre l’onde incidente et l’onde réfléchie peut conduire à une réflexion dite “irrégulière” avec formation d’un schéma à trois chocs, avec pied de Mach de hauteur  $h_m$ , et un point triple. Pour limiter l’influence de la directivité de la source, dans l’expérience les électrodes sont placées parallèlement à la surface. Les effets de directivité décrits précédemment sont ainsi moins importants car le plan d’observation correspond à la perpendiculaire aux électrodes (figure 6). Dans la suite,  $d$  est la distance entre la source et le point d’observation et  $z$  est la hauteur par rapport au plan de réflexion. Les résultats sont présentés pour une source placée à 21 mm au-dessus de la paroi.

Suite aux résultats de la figure 5, la source numérique est choisie ponctuelle et l’axe de symétrie pour le calcul est l’axe perpendiculaire à la paroi passant par la source. Une comparaison entre simulation et mesure Schlieren est faite sur la figure 7. Tant le choc avant que le choc arrière sont bien visibles dans les deux cas. L’interaction des chocs positifs entraîne la formation d’un pied de Mach dont la hauteur augmente avec  $d$ , et qui est particulièrement visible sur la troisième distance. En revanche, les phases négatives de l’impulsion n’interagissent pas de manière irrégulière, ce qui est logique au vu des formes d’ondes de la figure 4 pour

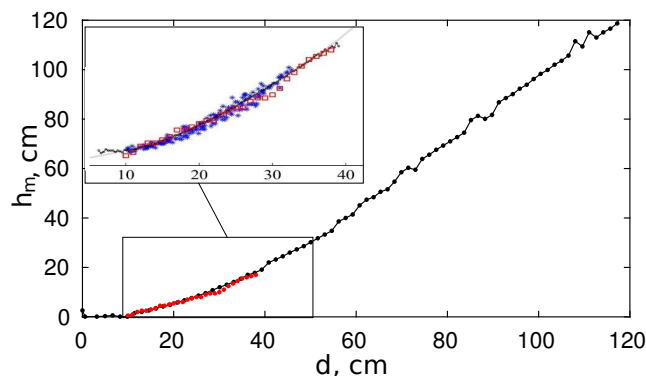


FIGURE 8 – Trajectoire du pied de Mach (hauteur par rapport à la paroi en fonction de la distance à la source). La simulation ainsi que les mesures interférométriques et Schlieren sont superposées entre 10 et 40 cm. Le pied de Mach est propagé jusqu'à 120 cm dans la simulation.

lesquelles on n'observe pas de choc sur la dépression.

La trajectoire du pied de Mach est tracée sur la figure 8. La simulation et les deux types de mesures (Schlieren et interféromètre) sont bien en accord pour  $d \in [10, 40]$  cm, ce qui valide l'approche proposée dans cette étude. La simulation numérique permet de prolonger la courbe et d'observer une trajectoire similaire aux trajectoires de pied de Mach présentées dans la littérature sur les explosions (par exemple [5]).

## 4 Conclusion

Une simulation numérique de la propagation d'une onde de choc générée par une source à arcs électriques a été menée et les résultats comparés à des mesures. Les effets de directivité sont bien reproduits si on modélise la source par un dépôt linéique d'énergie. Ces effets sont à considérer pour des angles élevés mais sont peuvent être négligés pour des angles d'ouverture inférieurs à  $15^\circ$  et une géométrie de source ponctuelle permet de retrouver les bons signaux de pression dans l'axe perpendiculaire à celui des électrodes. Cette description s'avère suffisante pour la simulation de la réflexion de chocs sur des surfaces. Un bon accord tant qualitatif avec des visualisations Schlieren que quantitatif avec des mesures interférométriques a été obtenu. Les signaux de pression sont ainsi convenablement estimés quelque soit la position dans le domaine du calcul. De plus, l'évolution du pied de Mach avec la distance est correctement prédite. Enfin, la simulation permet une prédiction de la trajectoire du point triple à des distances où les mesures optiques ne s'appliquent plus.

Le code est maintenant suffisamment validé pour servir d'outil de prédiction pour des réflexions sur des surfaces non planes.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Labex CeLyA de l'Université de Lyon, géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007) ainsi que dans le cadre du Laboratoire de Recherche Conventionné LETMA (Laboratoire ETudes et Modélisation

Acoustique) entre le CEA, le CNRS, l'Ecole Centrale de Lyon, C-Innov et Sorbonne Université.

## Références

- [1] M. Akram. Two-dimensional model for spark discharge simulation in air. *AIAA Journal*, 34(9) :1835–1842, 1996.
- [2] J. Berland, C. Bogey, and C. Bailly. Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge–Kutta algorithm. *Computers & Fluids*, 35(10) :1459–1463, 2006.
- [3] C. Bogey and C. Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *Journal of Computational Physics*, 194(1) :194–214, 2004.
- [4] C. Bogey, N. de Cacqueray, and C. Bailly. A shock-capturing methodology based on adaptive spatial filtering for high-order non-linear computations. *Journal of Computational Physics*, 228(5) :1447–1465, 2009.
- [5] J. Boutillier, L. Ehrhardt, S. De Mezzo, C. Deck, P. Magnan, P. Naz, and R. Willinger. Evaluation of the existing triple point path models with new experimental data : proposal of an original empirical formulation. *Shock Waves*, 2017.
- [6] B. A. Davy and D. T. Blackstock. Measurements of the refraction and diffraction of a short n wave by a gas-filled soap bubble. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 49(3B) :732–737, 1971.
- [7] C. Desjoux, S. Ollivier, O. Marsden, M. Karzova, and P. Blanc-Benon. Irregular reflection of weak acoustic shock pulses on rigid boundaries : Schlieren experiments and direct numerical simulation based on a Navier-Stokes solver. *Physics of Fluids*, 28(2) :027102, 2016.
- [8] D. Döbler, G. Heilmann, and M. Ohm. Automatic detection of microphone coordinates. In *Berlin Beamforming Conference*, pages 1–11. Citeseer, 2010.
- [9] M. Karzova, P. Yuldashev, V. A. Khokhlova, S. Ollivier, E. Salze, and P. Blanc-Benon. Characterization of spark-generated N-waves in air using an optical schlieren method. *Journal of the Acoustical Society of America*, 137(6) :3244–3252, 2015.
- [10] P. Krehl and S. Engemann. August Toepler — The first who visualized shock waves. *Shock Waves*, 5(1-2) :1–18, 1995.
- [11] P. Krehl and M. van der Geest. The discovery of the Mach reflection effect and its demonstration in an auditorium. *Shock Waves*, (1), 1991.
- [12] B. Lipkens and D. T. Blackstock. Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence. part i : General results. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(1) :148–158, 1998.

- [13] M. N. Plooster. Shock waves from line sources. numerical solutions and experimental measurements. Physics of Fluids, 13(11) :2665, 1970.
- [14] E. Salze. Propagation acoustique non-linéaire en milieu inhomogène avec effets de sol : expériences à l'échelle du laboratoire. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, n° 2012-38, 2012.
- [15] E. Salze, P. Yuldashev, S. Ollivier, V. Khokhlova, and P. Blanc-Benon. Laboratory-scale experiment to study nonlinear n-wave distortion by thermal turbulence. Journal of the Acoustical Society of America, 136(2) :556–566, 2014.
- [16] C. K. W. Tam and J. C. Webb. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. Journal of Computational Physics, 107(2) :262–281, 1993.
- [17] S. von Fischer. A visual imprint of moving air : methods, models, and media in architectural sound photography, ca. 1930. Journal of the Society of Architectural Historians, 76(3) :326–348, 2017.
- [18] W. M. Wright and N. W. Medendorp. Acoustic radiation from a finite line source with N-wave excitation. Journal of the Acoustical Society of America, 43(5) :966–971, 1968.
- [19] P. Yuldashev, M. Karzova, V. Khokhlova, S. Ollivier, and P. Blanc-Benon. Mach-Zehnder interferometry method for acoustic shock wave measurements in air and broadband calibration of microphones. Journal of the Acoustical Society of America, 137(6) :3314–3324, 2015.
- [20] P. V. Yuldashev, M. V. Averiyarov, V. A. Khokhlova, S. Ollivier, and P. Blanc-Benon. Nonlinear spherically divergent shock waves propagating in a relaxing medium. Acoustical Physics, 54(1) :32–41, 2008.