

# Réflexion d'ondes de choc acoustiques faibles

C. DESJOUY<sup>a</sup>, S. OLLIVIER<sup>b</sup>, O. MARSDEN<sup>b</sup>, P. BLANC-BENON<sup>b</sup>.

a. Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509, École Centrale de Lyon, 69134 Ecully Cedex, France

b. European Center For Medium Range Weather Forecasts, United Kingdom - Shinfield

## Résumé :

*Des expériences à l'échelle du laboratoire ont été mises en place pour l'étude de la propagation de choc faibles à proximité de parois rigides. Ces ondes sont générées par une source à arc électrique et une méthode optique de type Schlieren est mise en place afin de visualiser les fronts d'ondes incidents ainsi que les schémas de réflexion. Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats issus de simulations numériques basées sur la résolution des équations complètes de Navier-Stokes.*

## Abstract :

*Laboratory-scale experiments were performed to study the propagation of weak shock near rigid boundaries. Acoustic shock waves were produced by an electric spark source and a Schlieren optical method was used to visualize the incident shock wave and the reflection patterns. Experimental results are compared to numerical simulations based on the solving of the full Navier-Stokes equations.*

**Mots clefs : Choc acoustique, Réflexion de Mach**

## 1 Introduction

L'impact d'une onde de choc sur une paroi rigide donne naissance à une onde réfléchi. En fonction de l'angle d'incidence et/ou du niveau de pression incident, plusieurs régimes de réflexion peuvent apparaître : un régime de réflexion appelé régulier pour lequel l'intersection entre onde incidente et onde réfléchi se fait sur la paroi ; et un régime de réflexion appelé irrégulier pour lequel l'intersection entre onde incidente et onde réfléchi se fait au dessus de la paroi, donnant naissance à un troisième choc, appelé pied de Mach (ou *Mach stem* en anglais) [1]. Ce phénomène non linéaire, fréquemment observé dans le cas de chocs forts (cas fortement non linéaire pour lequel le nombre de Mach  $M$ , défini comme le rapport de la vitesse du choc et de la vitesse de propagation dans le milieu, est très supérieur à 1) [2, 3], est encore assez peu étudié dans le cas de chocs faibles (cas faiblement non linéaire pour lequel  $M \simeq 1$ ), tels que les chocs acoustiques. Dans ce domaine, Baskar *et al.* [4] ont étudié les phénomènes de transition entre les différents régimes de réflexion dans le cas de chocs acoustiques faibles. La dérivation de la condition limite pour l'équation KZ [5] les a conduit naturellement à la définition du paramètre critique  $a$ , déjà introduit par Brio & Hunter [6], décrivant le rapport des effets non linéaire et des effets de diffraction à proximité de la paroi rigide. Ce paramètre est défini par la relation  $a = \sin \theta_i / \sqrt{2P_a / (\rho c^2)}$ , avec  $\theta_i$ , l'angle d'incidence,  $\beta$ , le paramètre non linéaire du milieu,  $P_a$ , l'amplitude de pression acoustique,

et  $\rho$  et  $c$  sont respectivement la masse volumique et la célérité des ondes adiabatiques dans le milieu de propagation. Quatre régimes de réflexion ont été identifiés par Baskar *et al.* dans le cas de la propagation d'ondes planes [4, 7] : a) lorsque  $a > 5$ , le régime de réflexion est linéaire régulier, b) lorsque  $\sqrt{2} < a < 5$ , le régime de réflexion est non linéaire régulier, c) lorsque  $0.4 < a < \sqrt{2}$ , le régime de réflexion est irrégulier, et d) lorsque  $a < 0.4$ , le régime est alors appelé régime de *Von Neumann faible* [2, 4].

L'objet de ces travaux est d'étudier la propagation d'ondes de choc sphériques à proximité d'une paroi parfaitement rigide expérimentalement, en utilisant une technique de visualisation optique de type Schlieren, et numériquement, en résolvant les équations complètes de Navier-Stokes. Une première étape consiste à identifier les quatre régimes sus-cités. Une attention particulière sera ensuite portée à l'étude de l'évolution du pied de Mach en fonction de la distance de propagation.

## 2 Méthode expérimentale

Une représentation schématique du dispositif expérimental est présentée en figure 1. Une source à arc électrique de 20 kilovolts permet la génération d'une onde de choc acoustique sphérique ( $P_a \in [0.2, 6]$  kPa,  $\lambda \in [5, 20]$  mm). La distribution spatiale de la pression acoustique est mesurée par méthode optique Schlieren [8, 9, 10]. Une source de lumière blanche continue crée un faisceau de lumière entre deux miroirs paraboliques (précision  $\lambda/8$ , diamètre de 108 mm, distance focale  $f = 864$  mm) espacés d'environ 170 mm. Un filtrage spatial est effectué en utilisant un couteau positionné devant une caméra rapide CMOS (Phantom V12) à la distance focale  $f$ . Afin de limiter les aberrations optiques, les deux miroirs font un angle  $2\alpha < 10^\circ$  avec l'axe central du faisceau de lumière. Les images Schlieren sont enregistrées avec une résolution de  $800 \times 600$ , une fréquence de 18 kHz et un temps d'exposition de  $1 \mu\text{s}$ . Elles donnent accès aux variations d'intensité lumineuse dans le plan d'observation ( $x, y$ ) qui sont liées aux gradients de masse volumique  $\rho$  eux-mêmes liés aux variations de pression acoustique [8].

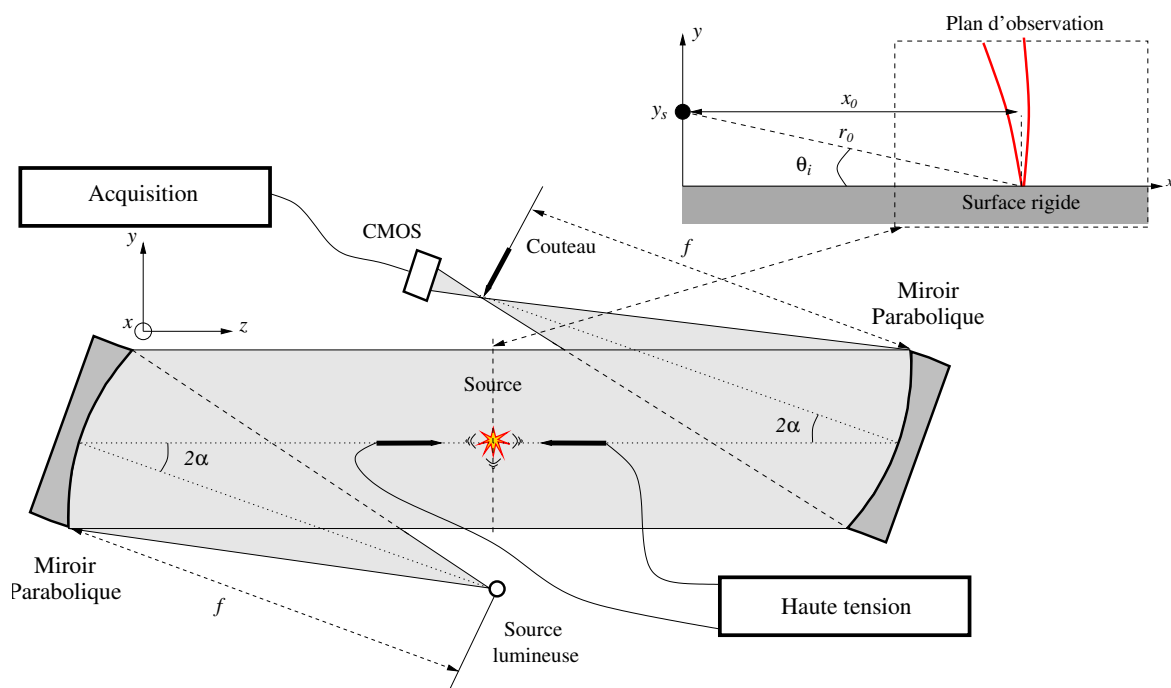


FIGURE 1 – Représentation schématique du dispositif expérimental.

### 3 Méthodes numériques

Des simulations numériques basées sur la résolution des équations complètes de Navier-Stokes en deux dimensions sont également mises en place. La description complète du solveur, développé en OpenCL, est présentée en référence [11]. La condition sur la paroi rigide est une condition de non glissement. Les résultats présentés par la suite sont calculés sur des grilles spatiales de  $4096 \times 2048$  points avec un pas spatial de  $10^{-4}$  m et un pas temporel de  $1.5 \cdot 10^{-5}$  s. La source est un dépôt d'énergie Gaussien de demi-longueur  $5 \cdot 10^{-4}$  m.

### 4 Réflexion sur une paroi rigide

La première configuration étudiée est celle de la réflexion d'une onde de choc acoustique sur une paroi parfaitement rigide. La figure 2 présente plusieurs exemples de résultats de simulations numériques pour différentes valeurs du paramètre critique  $a$  (différentes positions  $y_s$  de la source). Lorsque  $a$  est supérieur ou environ égal à 5 [Fig. 2-(a)], le régime de réflexion est régulier. L'intersection entre chocs incident et réfléchi se fait sur la paroi et les angles d'incidence et de réflexion sont égaux. En augmentant l'amplitude de pression et/ou en diminuant l'angle d'incidence, le paramètre  $a$  diminue. Lorsqu'il tend vers la valeur critique  $a = \sqrt{2}$ , le régime de réflexion devient irrégulier [Figs. 2-(b)]. Les angles de réflexion et d'incidence sont alors sensiblement différents, et l'intersection des ondes incidente et réfléchie se fait au dessus de la paroi, menant à la création du pied de Mach. A mesure que le paramètre  $a$  diminue, l'intersection entre ondes incidente et réfléchie s'éloigne de la paroi [Figs. 2-(c)]. Lorsque l'incidence tend vers un incidence parfaitement rasante [Fig. 2-(d)], l'onde réfléchie tend à disparaître. Ce dernier type de réflexion est appelé réflexion de *von Neumann faible* [4].

Des comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques sont présentées en figure 3 pour plusieurs valeurs de  $a < \sqrt{2}$  et font montre d'une excellente corrélation. Notons qu'à mesure que  $a$  diminue, la hauteur du pied de Mach augmente.

La figure 4-(a) présente à ce propos l'évolution de la hauteur  $h_s$  du pied de Mach en fonction de la distance de propagation pour quatre positions  $y_s$  de la source acoustique et montre très clairement que la longueur  $h_s$  évolue linéairement en fonction de la distance de propagation  $x_0$ , quel que soit le cas considéré. La normalisation de la hauteur  $h_s$  du pied de Mach par rapport à la position  $y_s$  de la source montre qu'il existe une dépendance directe entre le paramètre critique  $a$  et l'évolution du pied de Mach [Fig. 4-(b)]. Le rapport  $h_s/y_s$  est lié à  $a$  [Fig. 4-(c)] tel que

$$h_s/y_s = \xi/a^2, \quad (1)$$

où  $\xi$  est une constante. L'approximation de la courbe présentée en figure 4-(a) conduit à  $\xi = 0.168$ .

### 5 Conclusion

La comparaison des résultats de mesures de la distribution de pression acoustique et de simulations numériques montrent un bon accord dans le cas de la réflexion d'une onde de choc acoustique sphérique sur une paroi rigide. Plusieurs régimes de réflexion ont été observé en fonction du paramètre critique  $a$  conformément aux résultats obtenus par Baskar *et al.* dans le cas d'une onde plane. Il est montré que, lorsque le régime de réflexion est irrégulier, la hauteur du pied de Mach évolue linéairement avec la distance de propagation et est directement fonction du paramètre critique  $a$ . Des travaux actuellement en

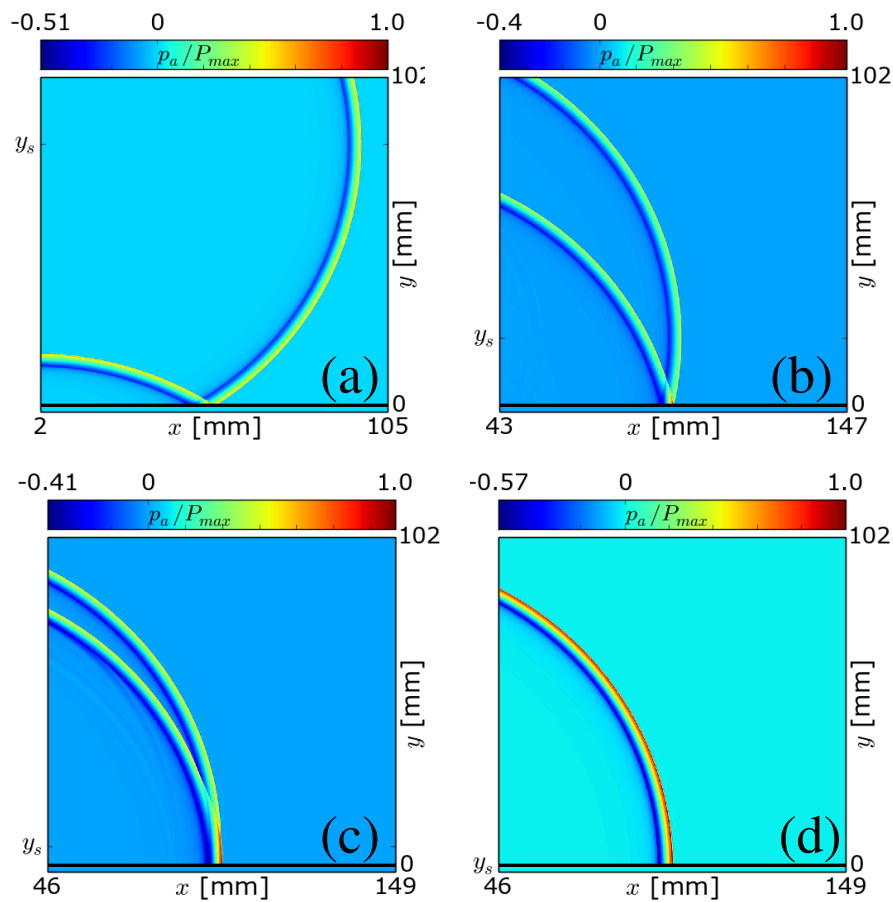


FIGURE 2 – Distribution numérique normalisée de la pression acoustique pour plusieurs valeurs du paramètre critique : (a)  $a = 5.1$ , (b)  $a = 1.3$ , (c)  $a = 0.4$ , et (d)  $a = 0.01$ .

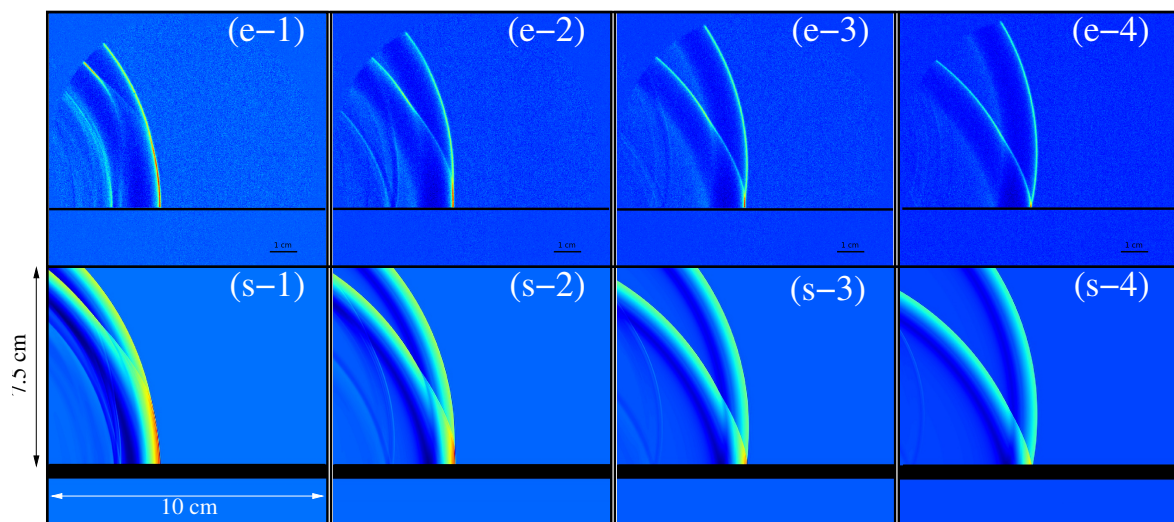


FIGURE 3 – Comparaison des résultats expérimentaux (en haut, suffixe  $e$ ) et numériques (en bas, suffixe  $s$ ) pour plusieurs valeurs du paramètre critique : (e/s-1)  $a = 0.23$  [ $\theta_i = 3^\circ$ ,  $y_s = 6$  mm], (e/s-2)  $a = 0.42$  [ $\theta_i = 6^\circ$ ,  $y_s = 11$  mm], (e/s-3)  $a = 0.62$  [ $\theta_i = 9^\circ$ ,  $y_s = 16$  mm], et (e/s-4)  $a = 0.81$  [ $\theta_i = 12^\circ$ ,  $y_s = 21$  mm].

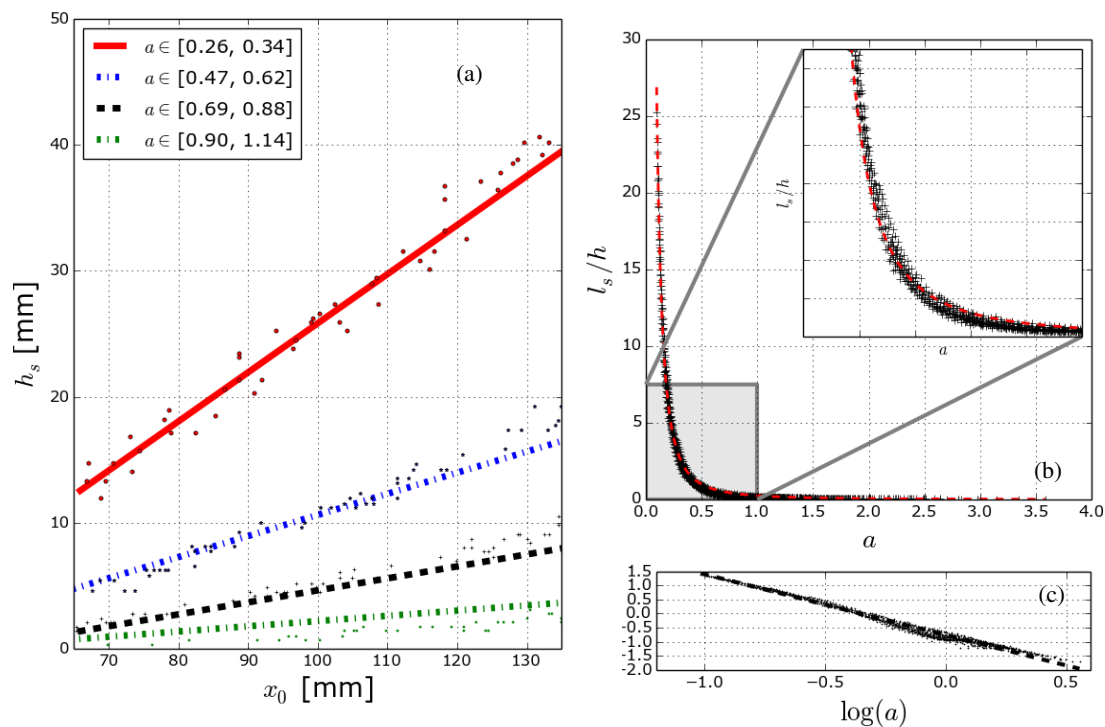


FIGURE 4 – a) Évolution expérimentale (marqueurs) et numérique (lignes) de la hauteur  $h_s$  du pied de Mach en fonction de la distance de propagation  $x_0$  pour 4 positions de la source à arc électrique :  $y_s = 6$  mm (ligne rouge),  $y_s = 11$  mm (ligne bleue),  $y_s = 16$  mm (ligne noire),  $y_s = 21$  mm (ligne verte). b) Évolution numérique de la hauteur normalisée  $h_s/y_s$  du pied de Mach en fonction du paramètre  $a$ . c) Tracé de b) en échelle logarithmique.

cours visent à étudier les phénomènes de réflexion/diffraction dans le cas de configurations géométriques plus complexes.

Les auteurs remercient l'Agence Nationale pour la Recherche pour le support qu'elle a accordée à ce projet (ANR-12-ASTR-0038 : projet LORETA). 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).

## Références

- [1] E. Mach, "Über den Verlauf von Funkenwellen in der Ebene und im Raume", *Sitzungsbr. Akad. Wiss. Wien*, **78**, 819–838, 1878.
- [2] J. von Neumann, "Oblique reflection of shock", In *John von Neumann Collected Work, vol. 6* (ed. A. H. Taub), 238–299, 1963.
- [3] G. Ben-Dor, "Shock Wave Reflection Phenomena", Springer, 1992.
- [4] S. Baskar, F. Coulouvrat, R. Marchiano, "Nonlinear reflection of grazing acoustic shock waves : unsteady transition from von Neumann to Mach to Snell-Descartes reflections", *J. Fluid. Mech.*, **575**, 27–55, 2007.
- [5] E. A. Zabolotskaya, V. R. Khokhlova, "Quasi-plane waves in the nonlinear acoustics of confined beams", *Sov. Phys. Acoust.*, **15**, 35–40, 1969.

- 
- [6] M. Brio and J. K. Hunter "Mach reflection for the two-dimensional Burgers equation", *Physica D*, **60**, 194–207, 1992.
- [7] R. Marchiano, F. Coulouvrat, S. Baskar, J. L. Thomas, "Experimental evidence of deviation from mirror reflection for acoustical shock waves", *Phys. Rev. E*, **76**, 056602, 2007.
- [8] G. S. Settles, "Schlieren and shadowgraph techniques", *Springer*, 2001.
- [9] M. Karzova, E. Salze, S. Ollivier, T. Castelain, B. André, P. V. Yuldashev, V. Khokhlova, O. Sapozhnikov, P. Blanc-Benon, "Interaction of weak shocks leading to Mach stem formation in focused beams and reflection from a rigid surface : numerical modeling and experiment", *Proc. of the Acoustics 2012*, Nantes, France, 1112-1115, 2012.
- [10] B. André, T. Castelain, C. Bailly, "Shock-tracking procedure for studying screech-induced oscillations", *AIAA J.*, **49** (7), 2011.
- [11] O. Marsden, C. Boget, and C. Bailly, "A study of infrasound propagation based on high-order finite difference solutions of the Navier-Stokes equations", *J. Acoust. Soc. Am.*, **135** (3), 1083–1095, 2014.