

## Approche expérimentale du bang sonique des aéronefs

Géraldine Ménexiadis, Jean Varnier & Philippe Delorme

ONERA  
Département DSNA  
29, avenue de la Division Leclerc – 92320 Châtillon  
Geraldine.Menexiadis@onera.fr

### Résumé :

*La présence d'un mobile supersonique dans l'atmosphère crée une onde de choc, c'est-à-dire une perturbation atmosphérique caractérisée par des discontinuités de pression. Cette perturbation évolue pour former à quelques kilomètres l'onde en N caractéristique du bang sonique. Des campagnes de mesure visant à évaluer les nuisances sonores liées au bang ont été effectuées avant la mise en service du supersonique Concorde. A partir des années 80, l'ONERA a exploité des données acoustiques issues des vols commerciaux transatlantiques de l'appareil pour approfondir la connaissance du phénomène de bang, notamment sous l'angle de sa propagation à grande distance. Nous présentons les résultats de simulations avec un code de rayons 3D en atmosphère réelle à partir des données de vol, visant à obtenir les limites des zones de retombées acoustiques. L'analyse fréquentielle des signaux enregistrés en Bretagne a permis de trouver une nette corrélation entre la fréquence pic et la distance à la source.*

### Abstract :

*The presence of a supersonic mobile into the atmosphere generates shock waves, i.e sudden variations of the atmospheric pressure along the perturbation front. This perturbation forms at few kilometers the so-called "N-wave", which characterizes the "sonic boom". Series of measurement have been carried out with prototype "Concorde" before its entry into service. From the 80's, the ONERA worked on acoustic data resulting from transatlantic commercial flights of the aircraft to deepen the knowledge of the bang phenomenon, particularly in case of long distance propagation. We present results of simulation obtained from actual flight data by a 3D-rays code in real atmosphere, in order to obtain the boundaries of the acoustic fallout. The frequency analysis of the signals recorded in Brittany allowed to find an obvious correlation between the frequency peak and the distance from the sound source.*

**Mots-clefs :** Bang supersonique ; Propagation atmosphérique ; Code rayons 3D

### 1 Introduction

La présence d'un mobile dans l'atmosphère perturbe celle-ci. Lorsque ce mobile a une vitesse supérieure à celle du son, il apparaît des ondes de choc, c'est-à-dire de brusques variations de la pression. Ces ondes de choc créent le phénomène appelé « bang sonique » correspondant à une signature acoustique caractéristique, « l'onde en N ».

Nous abordons tout d'abord le sujet sous ses aspects théoriques et historiques, jusqu'à ses applications les plus récentes. L'étude concernant la propagation du bang sonique des aéronefs à grande distance nécessite le choix d'un modèle de source (cône de Mach) et d'une approche cinématique (méthode des rayons). La nature du problème impose de prendre en compte une atmosphère réaliste et une propagation 3D. Afin de valider les modèles élaborés, nous nous sommes basés sur une étude menée par l'ONERA en 1981 à l'occasion de vols commerciaux du supersonique « Concorde » en approche de Guernesey. La dernière partie traite de l'analyse temporelle et fréquentielle des signaux enregistrés en Bretagne.

## 2 Aspects historiques et théoriques du bang sonique

L'apparition, avec les premiers avions supersoniques, des détonations qui traduisaient au sol le « franchissement du mur du son » fut une surprise, et ce phénomène considéré comme nouveau. Mais en réalité il n'était pas différent, dans sa nature, des phénomènes déjà observés de longue date autour de projectiles. En effet, les premiers travaux sur l'onde balistique furent menés avant 1900, notamment en Autriche par Ernst Mach, et en France par Ernest Esclanton [1]. Les études portant sur le sillage supersonique ont repris après la Seconde Guerre Mondiale avec Du Mond aux U.S.A. [2] : ce sillage est caractérisé par deux cônes de choc de pentes  $\alpha$  différentes reliées à la vitesse normale du choc  $c$  et à la vitesse  $V$  du mobile (Figure 1).

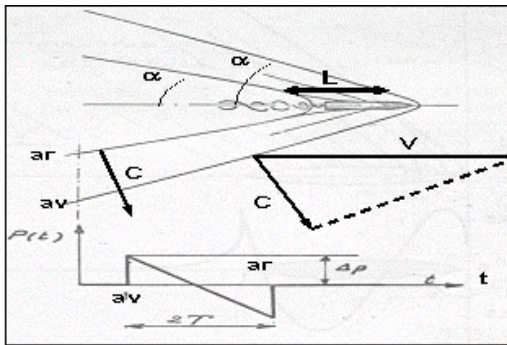


FIG. 1 – Sillage supersonique et onde en N.

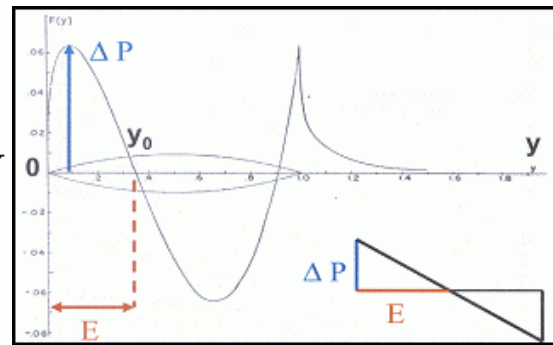


FIG. 2 – Fonction de Whitham  $F(y)$ .

L'onde de choc enregistrée loin du mobile (jusqu'à une distance de 1000 diamètres) est appelée onde en N du fait de l'allure caractéristique de son signal spatio-temporel de pression (Figure 1, en bas). La décroissance expérimentale du front de pression  $\Delta P$  est en  $R^{-3/4}$ , alors que la durée  $2T$  de l'onde en N croît en  $R^{1/4}$ . La loi de décroissance de pression tend vers  $R^{-1}$  près du mobile, et vers  $R^{-1/2}$  à l'infini quand les effets non linéaires (dissipation thermique en particulier) deviennent négligeables. La théorie de Whitham [3] décrit, à l'aide d'une formulation semi-empirique, le développement de l'onde en N à partir du corps axisymétrique montré Figure 2. La fonction  $F(y)$  est la « fonction de Whitham » du corps,  $\Delta P$  est l'amplitude de l'onde de choc avant,  $y_0 = E$  est la distance entre la pointe du corps et le premier retour à la pression ambiante  $P_0$ . A une distance  $R$  de la trajectoire,  $\Delta P$  et  $E$  s'expriment de la manière suivante :

$$\frac{\Delta P}{P_0} = 2^{1/4} \gamma (\gamma + 1)^{-1/2} (M^2 - 1)^{1/8} \left[ \int_0^{y_0} F(y) dy \right]^{1/2} R^{-3/4} \quad (1)$$

$$E = 2^{1/4} (\gamma + 1)^{1/2} M^2 (M^2 - 1)^{-3/8} \left[ \int_0^{y_0} F(y) dy \right]^{1/2} R^{1/4} \quad (2)$$

où  $M$  est le nombre de Mach égal à  $V/c_0$ . La fonction  $F(y)$  s'exprime analytiquement par :

$$F(y) = \frac{1}{2\pi_0} \int_0^y \frac{S''(x)}{\sqrt{y-x}} dx \quad (3)$$

où  $S(x)$  est la surface de la section droite du corps à l'abscisse  $x$ .

A distance du mobile (vers 100 diamètres), le premier retour à la pression ambiante a lieu vers le milieu du corps, ainsi la durée  $\Delta T$  de l'onde en N est donnée par :

$$\Delta T \approx 2E/V \quad (4)$$

Les formules (1) et (2) ne s'appliquent qu'au cas d'une atmosphère homogène (pression et température constantes), ce qui en restreint le domaine d'application.

Dans le cas du bang sonique d'un aéronef, nous ne pouvons plus considérer l'atmosphère comme un milieu homogène. Le bang sonique et sa propagation dans l'atmosphère ont été modélisés par Hayes [4], compte tenu des effets non linéaires. La fonction de Whitham a été ensuite étendue à un corps avec portance (avion) par Taylor [5]. En France, Wanner [6] et Coulouvrat [7] ont étudié les effets de focalisation du bang dus aux virages et accélérations d'un avion. En général, les études concernant le bang sonique considèrent au plus des distances de propagation de quelques dizaines de kilomètres. Au-delà, du fait de l'atténuation atmosphérique, l'onde en N perd son caractère non linéaire caractérisé par les fronts de pression verticaux et tend vers une onde infrasonore. Ces infrasons résiduels peuvent se propager sur plusieurs centaines de kilomètres et peuvent être détectés, par exemple, par les stations d'écoute microbarographiques du CEA [8]. Notre sujet se situe à un niveau intermédiaire, les stations d'écoute étant localisées entre 100 et 200 km de la trajectoire du Concorde (Figure 3).

### 3 Modèles de source et de propagation acoustique

Le Concorde étant supersonique à l'approche de Guernesey (vol New York-Paris), il s'agit de modéliser le cône de Mach pour une altitude, une vitesse et une direction données. Le cône de Mach est le volume de l'espace limité par l'onde de choc avant (Figure 4). On peut considérer qu'il se comporte comme une source sonore très directive normalement à sa surface. Au moment de l'émission sonore, la source se trouve au point O, sommet de l'anti-cône de Mach ou « cône de tir » perpendiculaire au cône de Mach. Les rayons sont lancés le long du cône de tir d'ouverture  $\beta$  selon un angle au centre  $\gamma$  variant avec un pas angulaire  $\delta\gamma$  constant.

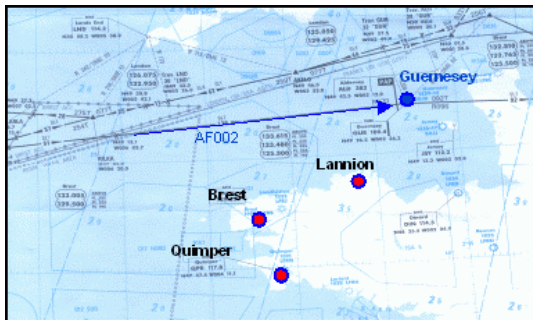


FIG. 3 – Plan de vol et stations d'enregistrement.

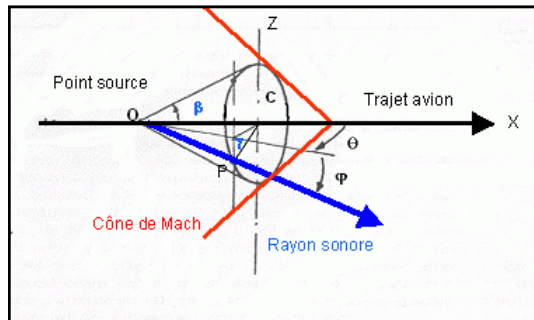


FIG. 4 – Initialisation des rayons sonores.

Pour chaque rayon déterminé par le couple  $(\beta, \gamma)$ , on cherche les angles d'azimut et de site  $(\theta, \phi)$  qui peuvent être définis en introduisant le nombre de Mach  $M = 1/\cos\beta$  :

$$\theta = \text{atan}\left(\sqrt{M^2 - 1} \cdot \sin\gamma\right) \quad \phi = \text{acos}\left(\frac{1}{M \cdot \cos\theta}\right) \quad (5)$$

Une formulation de  $(\theta, \phi)$  tenant compte de l'inclinaison  $\sigma$  de l'avion a également été établie.

Dans le système de coordonnées adoptées, l'azimut est évidemment calculé par rapport au Nord géographique.

La méthode des rayons, qui repose sur les hypothèses simplificatrices de l'acoustique géométrique, est apparue comme la mieux adaptée au problème de la propagation à longue distance. Elle tient compte des gradients de vitesse du vent et de célérité du son par le biais de la loi de Snell-Descartes qui exprime la déviation d'un rayon acoustique entre deux milieux :

$$\frac{c_1}{\sin i_1} + V_1 = \frac{c_2}{\sin i_2} + V_2 \quad (6)$$

Ainsi, nous pouvons suivre le rayon pas à pas dans une atmosphère stratifiée. Dans cette théorie, l'équation eikonale qui relie la fréquence  $\omega$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  à la vitesse du vent  $\vec{V}$  et à la célérité du son ambiante  $c$ ,

$$\omega = kc + \vec{k}\vec{V} \quad (7)$$

est d'apparence trompeuse dans la mesure où la fréquence considérée n'influe absolument pas sur la trajectoire calculée du rayon, ce qui n'est guère conforme à la réalité. Quoiqu'il en soit, la nature du problème posé impose l'écriture d'un code de rayons 3D prenant en compte le vent et la température dans les différentes couches de l'atmosphère. On a utilisé un schéma aux différences finies du premier ordre afin de calculer les composantes du rayon-vecteur  $\vec{r}$  et du vecteur d'onde  $\vec{k}$  selon un pas de temps  $dt$ . Les composantes de ces vecteurs sont données par :

$$\begin{aligned} r_{x_{t+dt}} &= r_{x_t} + (V_{x_t} + c_{z_t} \cdot k_{x_t}) \cdot dt \\ r_{y_{t+dt}} &= r_{y_t} + (V_{y_t} + c_{z_t} \cdot k_{y_t}) \cdot dt \\ r_{z_{t+dt}} &= r_{z_t} + (V_{z_t} + c_{z_t} \cdot k_{z_t}) \cdot dt \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} k_{x_{t+dt}} &= k_{x_t} \\ k_{y_{t+dt}} &= k_{y_t} \\ k_{z_{t+dt}} &= k_{z_t} - dt \cdot \left( \|\vec{k}_t\| \cdot \frac{dc}{dz} + k_{x_t} \cdot \frac{dV_x}{dz} + k_{y_t} \cdot \frac{dV_y}{dz} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

La trajectoire des rayons est bien déviée suivant les gradients de vent et de température. Il est important de noter le caractère dissymétrique de l'influence du vent : en effet, la concavité des rayons change avec leur orientation par rapport à la direction du vent. En conséquence, la trajectoire des rayons n'est pas réversible [9], ce point est primordial si l'on veut effectuer un tracé rétrograde pour localiser la source dans le cadre d'un « problème inverse ».

#### 4 Application au vol Concorde AF-002 du 10 février 1981

Afin de valider les modèles élaborés, nous nous sommes référés à une étude analogue menée par l'ONERA en 1981 à l'occasion de vols commerciaux du supersonique Concorde en approche de Guernesey. Pour étudier les « retombées » du bang sonique sur la Bretagne, trois stations d'enregistrement avaient été mises en place à Brest, Lannion et Quimper (Figure 3). La trajectoire de l'avion était déterminée de façon précise par le radar de Brest. Nos simulations ont

porté sur le vol Air-France 002 New York-Paris du 11 février 1981 au soir. Nous avons utilisé les relevés météorologiques français jusqu'à 30 km d'altitude, anglais jusqu'à 60 km d'altitude. Nous avons complété ces relevés au-dessus de 60 km avec les standards saisonniers US du mois de février au niveau du 50<sup>ème</sup> Parallèle Nord. En effet, la météorologie et particulièrement les vents en haute altitude jouent un rôle considérable quant aux éventuelles retombées acoustiques.

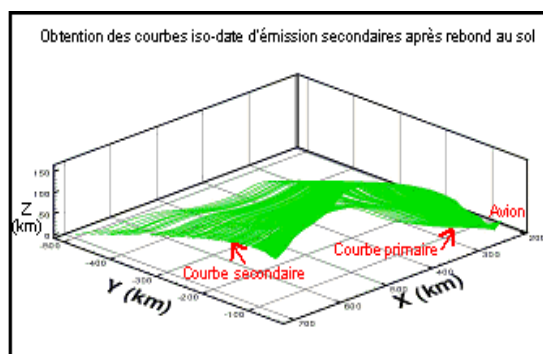


FIG. 5 – Tracé de rayons 3D.

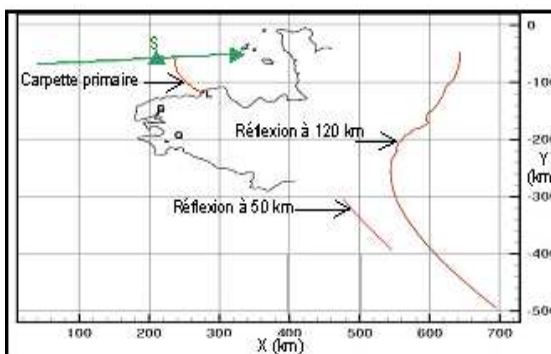


FIG. 6 – Carpettes iso-émission obtenues.

Avec le modèle de source adopté, on considère nécessairement des rayons émis simultanément (Figure 5). La trace au sol (ou sur la mer) de ces rayons est appelée dans la littérature carpetto iso-émission (Figure 6). Sa particularité est d'avoir une concavité inversée par rapport à la limite physique du bang perçu au sol (trace du cône de Mach dite carpetto iso-réception). Par ailleurs, on distingue la carpetto primaire qui résulte des rayons directs et les carpettes secondaires qui résultent de trajets indirects après réflexion par la stratosphère (jusqu'à 60 km d'altitude environ) ou par la thermosphère (au-dessus de 100 km). Nous pouvons voir sur la Figure 6 que les rayons directs atteignent la ville de Lannion (L) en limite de carpetto primaire (trajectoire rasante) avant de remonter dans l'atmosphère. Nous avons également représenté les courbes secondaires résultant d'une première réflexion sur la mer et d'une deuxième réflexion en haute atmosphère, soit à 50 km ou à 120 km d'altitude. Les résultats sont raisonnablement proches de ceux qui ont été trouvés par l'ONERA en 1981. A noter que les trajets thermosphériques n'avaient pas été calculés à l'époque, la très forte absorption de l'atmosphère au-dessus de 100 km ne laissant subsister que les fréquences inférieures au Hertz qui sont plus ou moins occultées par le bruit de fond naturel.

Il est important de noter que des signaux ont été enregistrés aux stations de Brest (B) et de Quimper (Q) dans la zone d'ombre, c'est-à-dire dans une zone non atteinte par les courbes primaires et secondaires que nous avons calculées. Cela confirme que la théorie des rayons ne peut expliquer comment les basses fréquences peuvent se propager dans les zones d'ombre.

## 5 Analyse des signaux enregistrés

Comme nous l'avons vu dans le § 2, le bang sonique, à une certaine distance de l'avion, est caractérisé par un profil de pression en N. A grande distance, l'onde en N est lissée et déformée par l'action de l'atmosphère : c'est ce que l'on voit sur la Figure 7, l'avion étant situé à plus de 100 km de la station d'écoute de Lannion au moment de l'émission du bang.

Connaissant la longueur et la vitesse du Concorde en ce point, on a calculé avec (4) la durée  $\Delta T$  de l'onde en N initiale dont la fréquence pic donnée par la transformée de Fourier est d'environ 5 Hz. En superposant au spectre du signal enregistré à Lannion le spectre de l'onde en N virtuelle obtenue par recalage du premier zéro (Figure 8), on constate que la fréquence pic de l'onde (et donc du signal) a été divisée par 1,9. Cette « divergence » de l'onde en N est reliée à

la distance de propagation comme le suggère par ailleurs l'équation (2). Pour les stations de Brest et Quimper, la position de l'avion au moment de l'émission ne peut être déterminée que par l'azimut d'arrivée du signal. On effectue ensuite un calcul analogue au précédent dont les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous. La corrélation du rapport des fréquences avec la distance de propagation est nette malgré l'influence perturbatrice de la zone d'ombre.

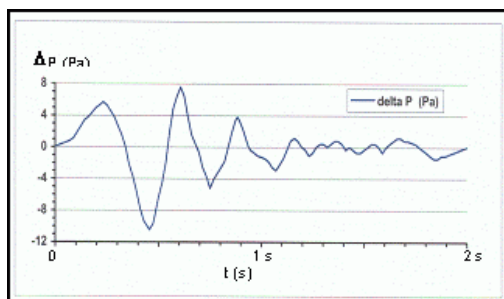


FIG. 7 – Bang sonique enregistré à Lannion

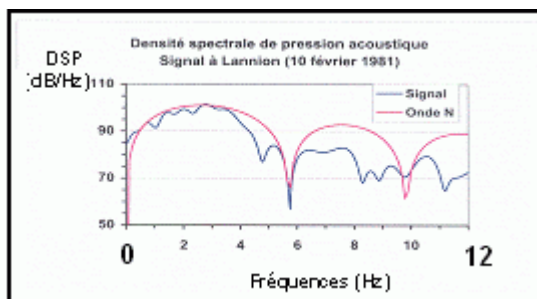


FIG. 8 – Spectre du signal et de l'onde en N fictive

	Lannion	Brest	Quimper
Distance à l'avion	105 km	145 km	200 km
f (onde en N) sur f (signal)	1,9	2,6	3,4

## 6 Conclusion

Nous avons développé un outil « calcul de rayons 3D en atmosphère réelle » qui nous a permis d'étudier sur un plan purement cinématique (sans calcul de niveaux sonores) les zones de retombées du bang provoqué par un vol du Concorde en approche supersonique. L'approche fréquentielle semble prometteuse pour estimer la distance entre une station d'écoute et l'avion.

L'étape suivante consiste à coupler au code de calcul une procédure permettant d'évaluer l'atténuation atmosphérique le long d'un rayon sonore à une fréquence donnée. La distance peut alors se déduire en comparant le spectre enregistré à la déformée du spectre de l'onde en N.

## Références

- [1] E. Esclangon, 1925, L'acoustique des canons et des projectiles, *Mémorial de l'Artillerie Française*, Tome IV, 3<sup>o</sup> fascicule
- [2] J.W.M. Du Mond et al, 1946, A determination of the wave forms and laws of propagation and dissipation of ballistic shock waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 18, n° 1, pp. 97-118
- [3] G.B. Whitham, 1952, The flow pattern of a supersonic projectile, *Comm. on Pure and Applied Mathematics*, vol. 5, pp. 301-348
- [4] W.D. Hayes, R.C. Haefeli, H.E. Kulsrud, 1969, Sonic boom propagation in a stratified atmosphere with computer program, NASA Technical Report 1299
- [5] A.D. Taylor, 1980, The TRAPS sonic boom program, NOAA TM ERL ARL-87
- [6] J.C Wanner, 1967, Le bang supersonique, Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis
- [7] F. Coulouvrat, 2005, Sonic boom tutorial, HISAC, CNRS
- [8] A. Le Pichon, E. Blanc, B. Alcoverro, 2002, Infrasons dans l'atmosphère, *Revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires*, n° 26
- [9] J. Vermorel, 1987, Extensions du principe de Fermat à un milieu en mouvement, Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis, RT 506/87