

# NEUVIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 16 au 20 MAI 1983

---

IMAGERIE SPATIOFREQUENTIELLE ACOUSTIQUE DE SOURCES MOBILES  
ET REPRESENTATIONS CONJOINTES : DECONVOLUTION DES IMAGES

Y. BIRAUD (\*)

M. CHIOLLAZ B. ESCUDIE P.FLANDRIN

(\*) LA 325 CNRS  
Observatoire MEUDON

Laboratoire Traitement du Signal  
I.C.P.I. LYON

---

## RESUME

L'imagerie distribue l'intensité acoustique reçue par une antenne en fonction de la fréquence et de l'angle. Pour des véhicules à vitesse quelconque la représentation des ondes reçues est relativiste. Elle décrit les signaux en tenant compte des différences de marche et des effets DOPPLER différentiels sur chacun des capteurs. L'imagerie spatiofréquentielle, obtenue par transformée de FOURIER bidimensionnelle de l'interférogramme, dépend de diverses approximations : vitesse faible, champ lointain, semilointain, ... Le caractère complexe de cette grandeur permet cependant de la relier à certaines représentations conjointes. Le terme réel d'imagerie devient prépondérant sous certaines conditions pratiques d'observation. Divers exemples illustrent les effets ci-dessus et mettent en évidence les conditions d'application de la DECONVOLUTION positive. Cette technique utilisant le seul caractère positif de l'image permet d'améliorer la résolution angulaire par un facteur dépendant du rapport signal sur bruit. Ce facteur est de l'ordre de 2 dans les applications envisagées.

## SUMMARY

Acoustic Imaging displays the incoming intensity as a function of frequency and angle. For moving vehicles the representation of signals is a relativistic one. Taking into account the delays and the Doppler effects of each received signal the space and frequency representation is a joint distribution, which is the Fourier transform of the cross correlation function. This joint distribution may be expressed as a convolution between a weighting function and a WIGNER VILLE joint representation. Under various assumptions such as farfield, space limited antenna, ... such a joint representation may be expressed as a product of a true power spectrum density by the space impulse response of the interferometer. In practical situations the blurr effect may be minimized by a proper choice of the measurement duration. Under such conditions positive deconvolution may be used to increase the angular resolving power by a factor of about 2 or 3.



Introduction

L'imagerie acoustique spatiofrequentielle des véhicules distribue l'intensité  $I$  reçue en fonction de la fréquence  $\nu$  et de l'angle  $\alpha$ . [1] [2] [3] [4]. Cette distribution  $I(\nu, \alpha)$ , densité dans le cas de sources fixes, est une représentation conjointe dans le cas mobile ; elle décrit le flux  $I(\nu, \alpha)$  en fonction du temps  $t$  ou de la variable d'espace  $y$  liés par le mouvement de la source [5] [6]. L'étude des signaux émis et du traitement réalisé permet de décrire les propriétés de l'image obtenue en fonction de  $\nu \sin \alpha$ ,  $t$ .

1) REPRESENTATION DES SIGNAUX DUS AU VEHICULE : EFFET DOPPLER GENERALISE

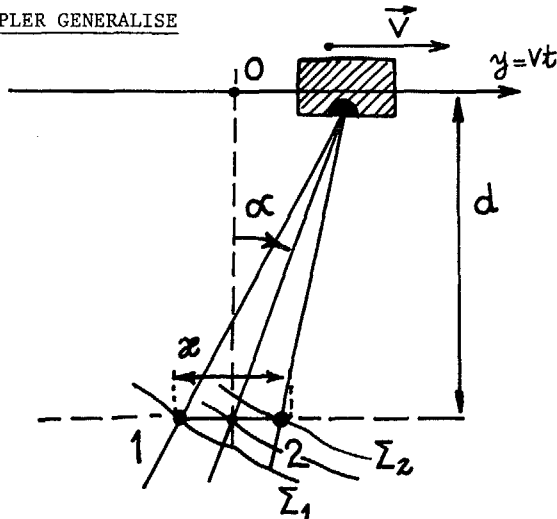


figure 1

Soit  $S_e(t)$  le signal émis par une source mobile se déplaçant suivant un axe parallèle à l'antenne (cf figure 1).

$$S_e(t) = \int_R S_e(t') \delta(t-t') dt'$$

Le signal reçu sur un des capteurs de l'antenne s'écrit : [8]

$$S_2(t) = \int_R S_e(t') \delta(t-t'-\theta(t')) dt'$$

où  $\theta(t')$  est le temps de propagation de l'impulsion émise à la date  $t = t'$ .  $\theta(t') \geq 0$

$$\theta(t')^2 = \frac{1}{c_0^2} \left[ \left( \nu t' - \frac{x}{2} \right)^2 + d^2 \right]$$

Co vitesse de propagation du son.

En posant  $\nu = t' + \theta_2(t')$

et en étudiant les solutions  $t' = \beta(\nu)$  à l'aide du discriminant  $\Delta$ , on obtient :

$$t' = \beta(\nu) = \frac{1}{1-\kappa^2} \left[ \nu - \frac{\kappa}{c_0} \frac{x}{2} - \Delta(\nu)^{1/2} \right] \text{ pour } \kappa = \frac{\nu}{c_0} < 1$$

avec  $\Delta(\nu) = \left( \kappa \nu - \frac{x}{2c_0} \right)^2 + (1-\kappa^2) \frac{d^2}{c_0^2}$

d'où  $S_{R_2}(t) = \int_R S(\beta(\nu)) \delta(t-\nu) \dot{\beta}(\nu) d\nu$ ,  $\dot{\beta}(\nu) = \frac{d\beta}{d\nu}$

On obtient  $S_{R_2}(t) = \dot{\beta}(t) \cdot S(\beta(t))$

avec  $\dot{\beta}(t) = \frac{1}{1-\kappa^2} \left[ t - \frac{\kappa x}{2c_0} - \left( \left( \kappa t - \frac{x}{2c_0} \right)^2 + (1-\kappa^2) \frac{d^2}{c_0^2} \right)^{1/2} \right]$

C'est l'expression du signal reçu  $S_R$  sur un capteur à la distance  $d$  de la trajectoire rectiligne. Le résultat traduit l'effet Doppler dû au mouvement relatif de la source et du capteur. Le procédé de calcul utilisé ne tient pas compte de la conservation de l'énergie du signal.

Pour une émission sinusoïdale permanente de fréquence  $\nu_0$  on a :  $S(t) = A_0 \sin(2\pi\nu_0 t)$

$$S_{R_2}(t) = A(t) \sin \left[ \frac{2\pi\nu_0}{1-\kappa^2} \left( t - \frac{\kappa x}{2c_0} - \left( \left( \kappa t - \frac{x}{2c_0} \right)^2 + \frac{d^2}{c_0^2} \right)^{1/2} \right) \right]$$

avec  $d'^2 = (1-\kappa^2) d^2$

En utilisant pour le signal analytique  $Z_R$  le modèle exponentiel on a l'expression de la fréquence instantanée :

$$\nu_i(x,t) = \frac{\nu_0}{1-\kappa^2} \left[ 1 - \frac{\nu}{c_0} \frac{\nu t - x/2}{\sqrt{(\nu t - x/2)^2 + d'^2}} \right]$$

$$\nu_i(x,t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(x,t)}{dt}$$

$\nu_i(x,t)$  est représenté à la figure 2 suivante :

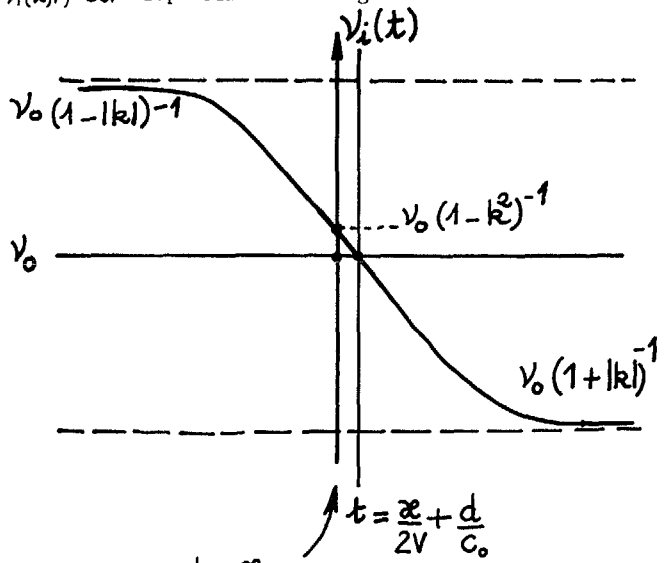


figure 2

Le mouvement relatif crée une modulation de phase  $\phi(x, t)$ .  $v_i(x, t)$  traduit l'effet Doppler différentiel ou relatif affectant les signaux reçus sur chacun des capteurs de l'antenne.

2) PRINCIPE DE L'IMAGERIE ET CONDITIONS PRATIQUES D'OBSERVATION

a) Principe de l'Imagerie spatiofréquentielle

Il repose sur l'analyse spectrale en fréquence et fréquence spatiale. [4] [5] [6]

En champ lointain on a : [4]

$$\Gamma_{12}(z, x) = E\{X_1(t)X_2^*(t-z)\} = \sum_{k=1}^M \Gamma_S(z - \frac{x}{c_0} \sin \alpha_k)$$

pour M sources aléatoires indépendantes de gisements  $\alpha_k$  par rapport à l'antenne. D'où par transformée de Fourier, l'expression de la densité spectrale associée :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{\mathbb{R}^2} \Gamma_{12}(z, x) e^{-2i\pi(vz + x\beta)} dz dx = \sum_k \delta_{\frac{v}{s_k}} \delta(\beta - \frac{v \sin \alpha_k}{c_0})$$

La direction  $\beta = \frac{v \sin \alpha}{c_0}$  dans le plan  $(v, \beta)$  correspond au gisement  $\alpha$  et à la fréquence spatiale  $\frac{\sin \alpha}{c_0}$  [1] [2]. Tenant compte du calcul de  $\Gamma_{12}(z, x)$  sur un support  $[-z_M, z_M]$

et de l'envergure de l'antenne on a :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} \int_{-x_M}^{x_M} \Gamma_{12}(z, x) \exp(-2i\pi(vz + x\beta)) dx dz$$

L'antenne étant éventuellement pondérée ou recevant des ondes de cohérence décroissante

on a :  $\mathcal{F}(v, a) = O(v, a) * g(va) + \beta(v, a)$   
 [2] [4] avec  $a = \frac{\sin \alpha}{c_0}$

où  $O(v, a)$  est la distribution d'intensité des sources,  $g(va)$  la réponse impulsionnelle à une source ponctuelle monochromatique, de gisement  $\alpha$  [3].

b) Conditions d'observation [6]

L'étude se limite au cas de véhicules circulant à vitesse  $v$  constante avec une trajectoire rectiligne parallèle à l'antenne de dimension  $x_M$  (cf figure 1) sous la condition de champ lointain avec  $x_M/d \ll 1$  et  $v/c_0 < 1$  [6].

Pour les véhicules terrestres actuels :  $v \leq 100 m/s \approx \frac{c_0}{3,3}$

La durée  $2\Delta t$  d'observation est telle que

$\frac{2v\Delta t}{d} \ll 1$  soit inférieure à la résolution angulaire de l'imageur, définie par le premier zéro de la réponse angulaire [1] [2] :

$$\Delta(\sin \alpha) = \frac{1}{P} \frac{v_M}{v} \quad \text{avec } x_M = P \Delta x = P \frac{\lambda_{\min}}{2}$$

pour un octave :  $v_m \leq v \leq v_M = \frac{c}{\lambda_{\min}}$

$$\frac{2v\Delta t}{d} < \frac{1}{P}$$

Ces remarques impliquent diverses approximations de  $v_i(x, t)$ .

3) EXPRESSION DE L'IMAGERIE SPATIOFREQUENTIELLE D'UNE SOURCE MOBILE

a) Condition d'écriture des signaux analytiques

Dans le cas des véhicules, le signal reçu est du type  $S_2(t) = A(t) \sin[\phi(t, x)]$

puisque les moteurs sont des machines tournantes périodiques. Comme  $-\Delta t \leq t \leq \Delta t$  et  $v\Delta t \ll d$  nous avons :  $A(t) \leq 1 - K \frac{v\Delta t}{d}$  ;  $d' = d(1 - K)^{1/2}$ .  $K \leq \frac{1}{3}$

permet l'approximation  $A(t) \approx 1$  pour  $-\Delta t \leq t \leq \Delta t$ . Soit pour  $Z(t)$  signal analytique associé à  $S(t)$  exprimé par le modèle exponentiel, (on suppose que l'origine des temps  $t = 0$  correspond à  $\alpha = 0$ )

Les signaux reçus sur chacun des capteurs 1 et 2 (cf figure 1) s'écrivent :

$$\begin{cases} Z_1(t) = Z\left(\beta^2(1 - \frac{K}{2} \frac{x}{d'})\right) \left(t - \frac{d'}{c_0}\right) \\ Z_2(t) = Z\left(\beta^2(1 + \frac{K}{2} \frac{x}{d'})\right) \left(t - \frac{d'}{c_0}\right) \end{cases}$$

où  $Z(t)$  est le signal émis de durée  $2\Delta t$ , affecté d'un terme d'atténuation dû à la propagation identique en 1 et 2. Pour réaliser cette approximation, on détermine  $Z_i(t)$  associé à  $S_i(t)$  sous l'hypothèse que

$$(vt \mp \frac{x}{2}) \ll d'$$

Ayant calculé  $v_i(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = v_0 \beta^2 (1 \pm \frac{Kx}{2d'} - \frac{Kvt}{d'})$

le calcul de  $B_d = \sqrt{|\frac{dv_i}{dt}|}$ , bande dynamique, conduit à l'expression du paramètre  $\epsilon_F = 2B_d \Delta t$

Dans les cas étudiés :  $0,5 \leq \epsilon_F \leq 1$ , ce qui traduit le fait que la pente de modulation a un effet d'épanouissement spectral négligeable. Ceci permet de



négliger le terme de phase quadratique  $Kvt^2/2d'$

3.b) Expression de  $I(v, \beta)$  imagerie spatiotemporelle

Ainsi l'expression de  $\Gamma_{12}(z, x)$  est :

$$\Gamma_{12}(z, x) = \int_{-\infty}^{\infty} Z_1(t) Z_2^*(t-z) dt$$

et  $\mathcal{F}(v, \beta) \stackrel{v \ll c}{\approx} \Gamma_{12}(z, x)$

Le calcul de  $\Gamma_{12}$  fait sur le support  $[-z_M, z_M]$

tel que  $2z_M \geq 2\Delta t$  donne :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} e^{-2i\pi v z} \int_{-\infty}^{\infty} Z_2^*(t-z) e^{-2i\pi v t} dt Z_1(t) dz$$

Soit  $\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} e^{-2i\pi v z} \int_{-\infty}^{\infty} Z_2^*(v, z) \int_{-\infty}^{\infty} Z_1(t) e^{-2i\pi v t} dt dz$

d'où  $\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} z_1(v, z) z_2^*(v, z) dz$

avec

$$z_1(v, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( v/\beta^2 (1 - \frac{Kz}{2d'}) \right)^{-1} \exp(-2i\pi v \frac{d'}{c_0}) \frac{1}{\beta^2 |1 - \frac{Kz}{2d'}|}$$

$$z_2^*(v, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( v/\beta^2 (1 + \frac{Kz}{2d'}) \right)^{-1} \exp(-2i\pi v \frac{d'}{c_0}) \frac{1}{\beta^2 |1 + \frac{Kz}{2d'}|}$$

Comme  $\frac{Kz}{2d'} \ll 1$ ,  $(1 \mp \frac{Kz}{2d'})^{-1} \approx (1 \pm \frac{Kz}{2d'})$

et  $1 - \frac{K^2 z^2}{4d'^2} \approx 1$  il vient :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} \Pi_{2z_M}(z) \frac{1}{\beta^4} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{v}{\beta^2} (1 + \frac{Kz}{2d'}) \right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{v}{\beta^2} (1 - \frac{Kz}{2d'}) \right) dz$$

(Notons que pour  $v=0$  (source au repos), soit

$K=0$ ,  $\beta=1$ , on a :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} \Pi_{2z_M}(z) |z(v)|^2 e^{-2i\pi v z} dz = \delta_z(v) \omega_{2z_M}(\beta)$$

qui est l'expression de  $\mathcal{F}(v, \beta)$  en champ lointain

pour une source fixe)

En posant  $n = \frac{vK}{\beta d}$ , on obtient :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} \frac{d}{\beta^3 K} \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{v}{\beta^2} + \frac{n}{2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{v}{\beta^2} - \frac{n}{2} \right) \Pi_{2n_M}(n) e^{-2i\pi n \frac{\beta d}{vK} dz}$$

avec  $n_M = vK z_M / \beta d$

que l'on peut encore écrire :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \frac{d}{\beta^3 K} \frac{1}{v} P_z \left( \beta \beta d / vK, v/\beta^2; g \right)$$

avec  $g(n, z) = g(n) = \Pi_{2n_M}(n)$

avec  $P_z(t, v; g)$  représentation conjointe énergétique

associée au signal  $Z$  de fonction de pondération

$g$  [12].

C'est une représentation conjointe du type "pseudo

WIGNER-VILLE" . [12]

Elle s'écrit alors :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \frac{d}{\beta^3 K} \frac{1}{v} \left[ G(u) * P_z \left( u, \frac{v}{\beta^2}; 1 \right) \right]_{u = \beta \frac{\beta d}{vK}}$$

avec  $G(u) \stackrel{u \ll c}{\approx} g(n)$

où  $P_z(t, v; 1)$  est la représentation de WIGNER-VILLE

du signal  $Z(t)$ , où  $g(n, z) = 1 \forall n, z \in \mathbb{R}$

En écrivant  $Z(t) = A(t) e^{i\phi(t)}$  on montre que : [10]

$$P_z(t, v; 1) = \left[ P_A(t, v) *_{\frac{v}{\beta^2}} P_{e^{i\phi}}(t, v) \right]$$

Dans le cas où  $\phi(t)$  est de type quadratique

$$P_{e^{i\phi}}(t, v) = \delta(v - v_i(t))$$

et  $P_z$  est déterminé uniquement par  $P_A$  : [10]

$$P_z(t, v; 1) = P_A(t, v; 1)_{v \rightarrow v - v_i(t)}$$

En étudiant le cas  $Z(t) = \Pi_{2\Delta t}(t) e^{2i\pi v_0 t}$  cas pratique le

plus fréquent, on a avec  $\beta = -v \frac{\sin \alpha}{c_0}$  (champ lointain) :

$$\mathcal{F}(v, \sin \alpha) = \delta \frac{z_M}{c_0^2} \frac{d'^2}{K^2} \left[ \omega_{2z_M}^N \left( \frac{v \sin \alpha}{c_0} \right) *_{\sin \alpha} F \left( \frac{v \sin \alpha}{c_0} \right) \right]$$

avec  $F \left( \frac{v \sin \alpha}{c_0} \right) = \int_{-\sin \alpha_M}^{\sin \alpha_M} (\sin \alpha) \cdot \omega_{4d'/K}^N \left( (v - v_0 \beta^2) \left[ |\sin \alpha| - \sin \alpha_M \right] \right)$

où  $\omega_{\Delta}^N(x) = \frac{\sin(\Delta x)}{\Delta x}$  et  $\sin \alpha_M = v \Delta t / \beta d$   $\int_{-\Delta}^{\Delta} (x) = \Pi_{2\Delta}(x) \Delta$

On retrouve alors l'influence du terme de réponse en

fréquence spatiale dû à une antenne de support  $2z_M$ ,

d'un terme dû au "flou" créé par le mouvement durant

l'observation, d'un terme de densité spectrale, apparenté

à celui obtenu par corrélation et transformée de Fourier

d'un signal de durée  $2\Delta t$  et de fréquence  $v_0 \beta^2$ .

$$\left( v_0 \beta^2 = v_0 / (1 - K^2) \right) \quad (\text{cf figure 2}).$$

3.c) Champ lointain et Doppler uniforme sur l'antenne

Dans la majorité des cas pratiques, l'envergure

d'antenne  $2z_M$  est très faible devant  $d$ . On admet

alors que l'effet Doppler est le même pour tous les

signaux reçus. Le rapport  $\frac{v}{c_0}$  étant borné :  $\frac{v}{c_0} \leq \frac{1}{3}$

on admet dans une telle situation pour une source

située dans l'angle  $\alpha$  que : (cf figure 1) ( $\alpha$  voisin de  $0^\circ$ )

$$z = \frac{z}{c_0} \sin \alpha \approx \frac{z}{c_0} \sin \alpha = \frac{z}{c_0} \frac{v}{d} = z(t, z)$$

$$S_1(t) = \Pi_{2\Delta t}(t) X(t - z(t, z)); S_2(t) = \Pi_{2\Delta t}(t) X(t)$$

d'où  $\mathcal{F}(v, \beta) = \int_{-z_M}^{z_M} \delta_2^*(v) \omega_{2z_M}(v - v_0) x(v) \mathcal{H}(\beta, u, v) du dz$

avec  $\delta_2(v) \hat{=} S_2(t)$   $x(v) \hat{=} X(t)$

$$\mathcal{H}(\beta, u, v) = \int_{\mathbb{R}} \omega_{2z_M} \left( \beta - \frac{z}{d} \frac{uK}{d} \right) \Pi_{2\Delta t}(z) e^{-2i\pi z \beta (v - u)} dz$$

si les conditions sont telles que  $\frac{d}{2v\Delta t} \gg 1$  soit

$$\frac{2}{\beta} \frac{d}{v\Delta t} \gg 1, \text{ condition d'observation "sans flou",}$$

(cf 2 b) il vient :

$$\mathcal{F}(v, \beta) = \omega_{2z_M}(\beta) \left( |\delta_2(v)|^2 * \omega_{2z_M}(v) \right)$$

L'imagerie s'exprime alors comme le produit d'une densité spectrale fréquentielle par un terme spatial exprimant la réponse angulaire de l'interféromètre. C'est la limitation en espace  $|x| \ll x_M$  qui crée un facteur de convolution détruisant le caractère positif. Pour un objet de répartition d'intensité

$O(v, \alpha)$ , on admet alors que l'on a comme dans le cas des sources fixes : [4]

$$\mathcal{I}(v, \alpha) = \int_R O(v, \alpha') g(v(\alpha - \alpha')) d\alpha', \int_{-\infty}^{\infty} \dots$$

4) IMAGERIE SPATIOFREQUENTIELLE ET DE DECONVOLUTION POSITIVE

a) Déconvolution positive : [3] [4] [11]

Partant de l'équation liant  $\mathcal{I}$  et  $g$  :

$$\mathcal{I}(v, \alpha) = \int_R O(v, \alpha') g(v(\alpha - \alpha')) d\alpha' + B(v, \alpha); O(v, \alpha) = |P|^2$$

avec la contrainte que l'objet distribution du flux est positif on remarque :

$$O = |P(v, \alpha)|^2 \frac{va}{\alpha} \Gamma_L(x) = (L * L^*)(x), L^*(x) = L^\#$$

ayant noté que toute solution positive a pour transformée de FOURIER un carré de convolution ou une corrélation devant obéir à la "contrainte énergétique" de flux global constant, on a, en appelant  $\ell_n(x)$  la n<sup>ième</sup> solution itérée : [4]

$$\exists \ell_n(x) \rightarrow \min_{(S)} \int (\ell_0 - \ell_n^{*2})^2 dx \quad \ell_n = \ell_{n-1} + \pi_n(x) \quad \pi_n(x) = \pi_n^*(x) \Rightarrow \omega(va)$$

La première solution  $\ell_0$  est obtenue par Solution principale de BRACEWELL. L'itération est dans le domaine  $x$  avec le pas  $\Delta x$  choisi compte tenu du support borné de  $I$ . Chaque itération possède le caractère hermétique assurant  $\ell$  réel et  $I \gg 0$ .

b) Application à l'imagerie positive

A titre d'exemple nous avons étudié l'imagerie acoustique d'un véhicule lourd semi-remorque circulant à  $V = 16$  m/s et à  $d = 120$  m, dans la bande d'octave 1 KHz :  $1414 \text{ Hz} \leq v \leq 2828 \text{ Hz}$ ,  $x_M = 1,5 \text{ m}$ ,  $p = 13$  soit  $\frac{2v\Delta r}{d} = \frac{1}{3p}$  avec  $2\Delta r = 50 \text{ ms}$ . Dans de telles conditions on admet que les hypothèses précédentes sont vérifiées et on utilise comme réponse angulaire la quantité  $g(va) = \frac{\sin(2\pi x_M va)}{\pi va}$

L'imagerie fut calculée pour  $\alpha \leq 30^\circ$  avec un sous échantillonnage de taux 2. La figure 3 représente la donnée  $\mathcal{I}(v, \alpha)$ , le premier et le second pas d'itération de la déconvolution. La figure 4 présente la courbe  $i(v, x) \Leftrightarrow \mathcal{I}(v, \alpha)$  avec le prolongement obtenu dans l'espace  $x$  grâce au procédé de déconvolution positive. Le gain ou résolution angulaire est de 2,2 environ. Le résultat obtenu a trait à la fréquence  $\nu_0 = 1124 \text{ Hz}$ . C'est l'une des composantes émises par les pneumatiques et qualifiée de "bruit de roulement". Les deux points brillants obtenus correspondent au groupe d'essieux moteurs et aux essieux porteurs arrière du véhicule, comme la figure 3 le montre.

CONCLUSION

L'analyse des signaux émis par un véhicule circulant à vitesse constante permet d'exprimer théoriquement l'imagerie spatiofréquentielle du bruit rayonné. En utilisant des approximations liées à la géométrie de l'antenne et au temps d'observation choisi l'imagerie s'identifie avec une représentation conjointe des signaux reçus. Le caractère positif obtenu dans la situation en champ lointain est affecté par la réponse angulaire de l'imager interférométrique due à la seule envergure limitée de l'antenne. Compte tenu de cet effet la déconvolution positive permet d'améliorer la résolution angulaire et de séparer les sources multiples.

BIBLIOGRAPHIE

[1] M. CHIOLLAZ (BEROUJON) et al. Colloque GRETSI Nice p 521 - 529 1975  
 [2] A. HELLION et al. Colloque GRETSI Nice com. n°41 1977  
 [3] M. CHIOLLAZ B. ESCUDIE Revue d'Acoustique n°54 p 153 - 162 1980  
 [4] Y. BIRAUD B. ESCUDIE A. HELLION J. MUNIER Colloque IAU - URSI 49 1979 dans Aerospace Astrophysics Library Vol.76 p 299 - 313



IMAGERIE SPATIOFREQUENTIELLE ACOUSTIQUE DE SOURCES MOBILES  
ET REPRESENTATIONS CONJOINTES : DECONVOLUTION DES IMAGES

- [5] Y. BIRAUD et al. Colloque ICASSP 82 PARIS  
Vol 3 p 1485 - 1488 1982
- [6] B. ESCUDIE J.L. LACOUME L. GAUDRIOT  
Colloque Société Française de Physique 1982  
à paraître
- [7] M. CHIOLLAZ et al. à paraître Colloque ICA  
LYON 1983
- [8] J. MUNIER Rapport interne CEPHAG Grenoble
- [9] R.L. HUDSON Reports. Math. Phys. Vol 6 n°2  
p. 249 - 252 1974
- [10] P. FLANDRIN B. ESCUDIE Cptes Rendus Acad.  
Sc. Série I t 295 p 475 - 478 1982
- [11] B. ESCUDIE Y. BIRAUD Colloque Problèmes  
Inverses LCPC-CNRS PARIS Janv. 83 p 97.103
- [12] P. FLANDRIN Thèse Docteur Ingénieur INP  
Grenoble univ. 1982

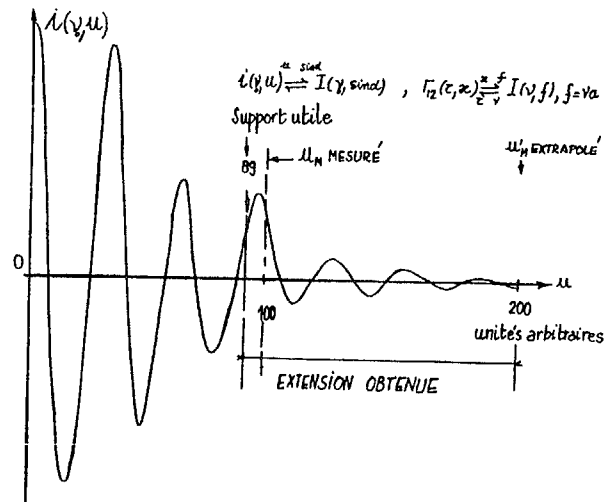


figure 4

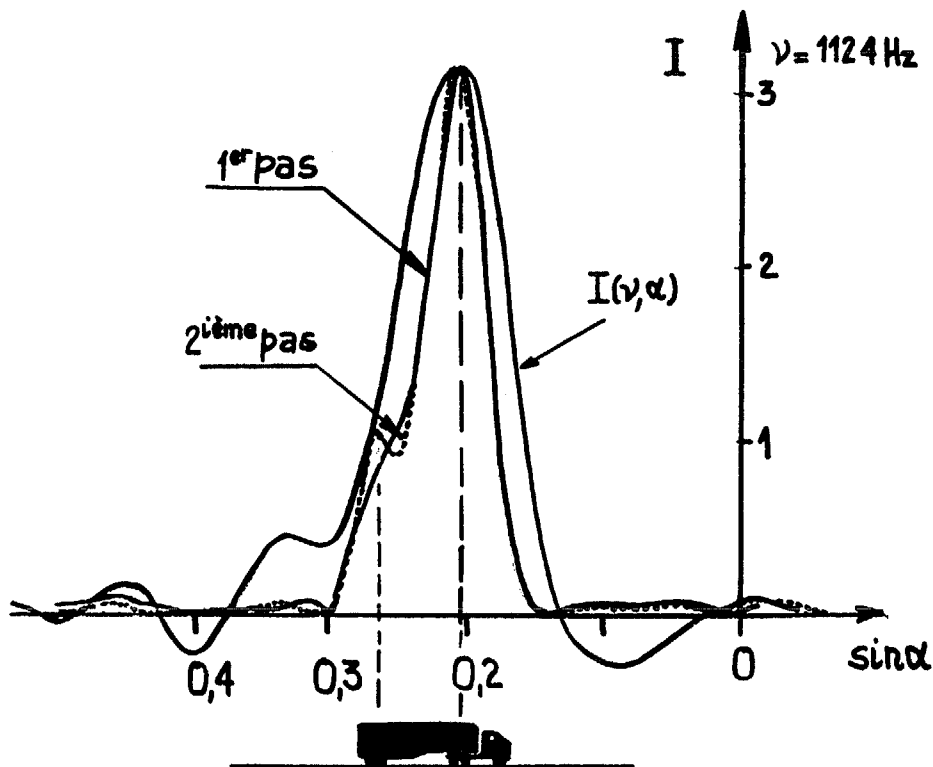


figure 3