

## Caractérisation d'un système d'injection par analyse temps–fréquence

---

### *Characterization of Injection System by Time–Frequency Analysis*

par Guy COURBEBASSE

*E.S.P. – P.E.P.*

*2 Rue Pierre et Marie Curie, 01810 Bellignat*

#### Résumé

Le but de cette étude est d'apporter une meilleure compréhension du fonctionnement des systèmes d'injection montés sur moteur Diesel, en mesurant l'avancement du jet d'injecteurs montés dans une enceinte test. En fait, on utilise des méthodes non paramétriques du traitement du signal, telles que la représentation de Wigner–Ville, la représentation due à Unterberger, et le scalogramme module carré de la transformée en ondelette. Les résultats sont comparés avec le calcul théorique.

**Mots clés :** Distribution temps–fréquence, ondelette, pompe à injection diesel, loi de pénétration de jet, turbulence

#### Abstract

*The aim of this study is to provide a better understanding while the injection system of Diesel engine is running, by measuring the forward movement of the nozzle inside a testing fence system. As a matter of fact, one use non parametric methods of signal processing are used, such as the Wigner–Ville representation, the Unterberger representation, and the scalogram representation which is the wavelet transform square modulus. Results are compared with the theoretical calculus.*

**Key words :** Time–Frequency distribution, wavelet, injection pump of diesel engine, penetration law of nuzzle, turbulence

## 1. Introduction

Pour le moteur Diesel, le mode d'inflammation dans la chambre de combustion diffère du moteur à allumage commandé. Le piston étant au point mort bas (P.M.B.), le cylindre est rempli d'air par aspiration, et d'une quantité aussi faible que possible de gaz résiduels provenant du cycle précédent. Cette charge d'air est comprimée avec un rapport volumétrique de 10 à 22, ce qui porte sa température à 700–900 Kelvin. Peu avant le point mort haut (P.M.H.), le fuel est injecté à grande vitesse sous forme d'un jet de gouttelettes pulvérisées. Il se forme alors un mélange air–vapeur de fuel porté à une température qui dépasse la température d'auto-inflammation. Le déroulement de la combustion qui s'ensuit dépend essentiellement du processus de formation du mélange air/fuel. Ce conditionnement recouvre la forme de la chambre de combustion, l'énergie calorifique aux parois de la chambre, le mouvement d'air ordonné (swirl), le mode d'injection (direct ou indirect), le type d'injecteurs (à téton ou à trous). Ces deux derniers points indiquent que le système d'injection [figure 1] prend une

part prépondérante dans le fonctionnement du moteur Diesel [Haupt, 1993] d'où la nécessité de caractériser l'injection.

Les méthodes proposées ici basées sur l'utilisation de représentations temps–fréquence et temps–échelle, consistent d'une part à mesurer la loi de pénétration de jet en fonction du temps et d'autre part à quantifier la taille des turbulences créées dans le jet. On analyse les signaux modulés en fréquence et en amplitude issus d'une barrière infrarouge dont les rayons sont perturbés par le passage du jet que l'on observe.

Cette mesure et cette quantification sont indispensables pour analyser et caractériser un système d'injection. En effet, dans le cas d'une configuration avec injecteurs à téton [figure 2] (cas présenté ici), on ne sait qu'estimer les vitesses réelles d'injection, ne connaissant pas exactement le facteur de cavitation et la section efficace instantanée au nez de l'injecteur. Par ailleurs, on sait par expérience que la vitesse d'injection calculée à partir de la loi de pénétration de jet dans une chambre de combustion est directement proportionnelle à la vitesse de génération de la turbulence, et donc à la taille de la turbulence.

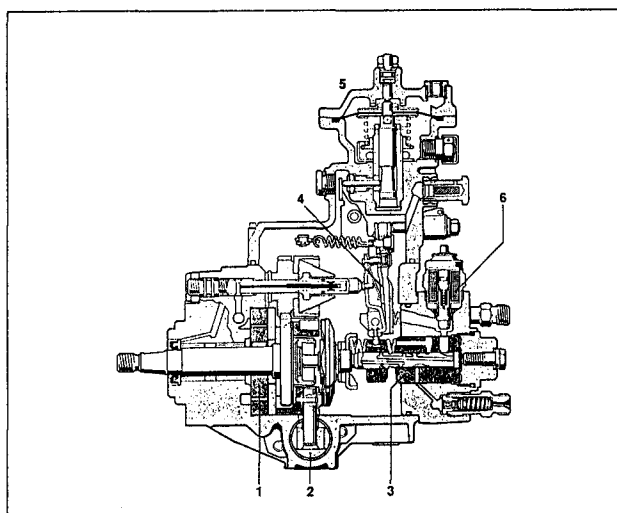
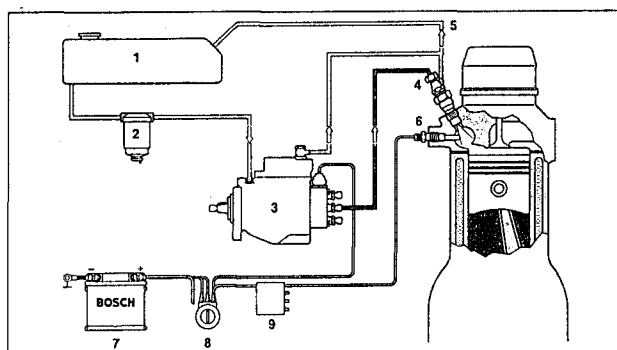


Figure 1a. - Pompe distributrice VE avec fonctions complémentaires.

1 pompe d'alimentation, 2 variateur d'avance, 3 pompe haute pression avec distributeur, 4 régulateur mécanique, 5 limiteur de richesse (LDA), 6 électrovalve d'arrêt (ELAB).

Figure 1b. - Système d'injection avec pompe distributrice à régulation mécanique.

1 réservoir de carburant, 2 filtre à carburant, 3 pompe distributrice, 4 porte-injecteur et injecteur, 5 conduite de retour, 6 bougie-crayon de préchauffage, 7 batterie, 8 commutateur préchauffage-démarrage, 9 module de commande du préchauffage.



(Delta Press France)

Dans un premier temps on présente la classe de Cohen dans laquelle la représentation de Wigner-Ville joue un rôle central et la classe Wigner affine dans laquelle se situe la représentation due à Unterberger. On donne à la suite une définition de la transformée en ondelette et du scalogramme qui en est issu.

Dans un deuxième temps, on décrit le contexte expérimental et l'équipement à caractériser.

Finalement, on accède à la loi de pénétration de jet d'un système d'injection par analyse de scalogrammes et on donne une voie possible pour quantifier la turbulence générée dans le jet issu du nez de l'injecteur, par analyse temps-fréquence.

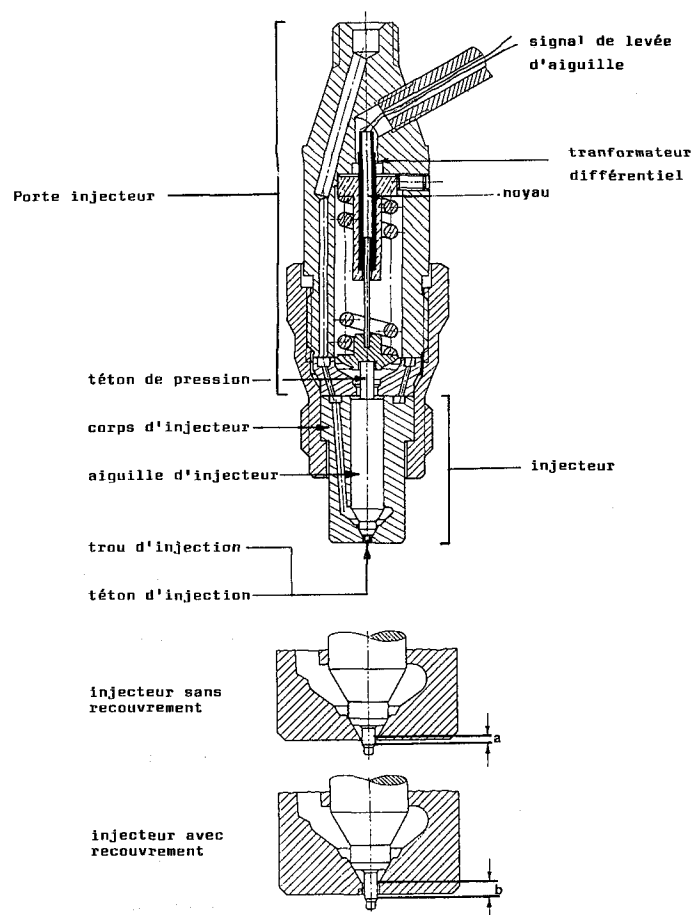


Figure 2. - Injecteur et porte injecteur.

## 2. Distributions quadratiques

Des méthodes d'analyse issues des distributions quadratiques ont été développées pour l'étude de signaux non stationnaires, au sens des signaux certains et au sens des signaux aléatoires. Ces méthodes permettent de révéler la vraie nature des signaux [Chiollaz, 1990]. A priori, ces signaux ne correspondent

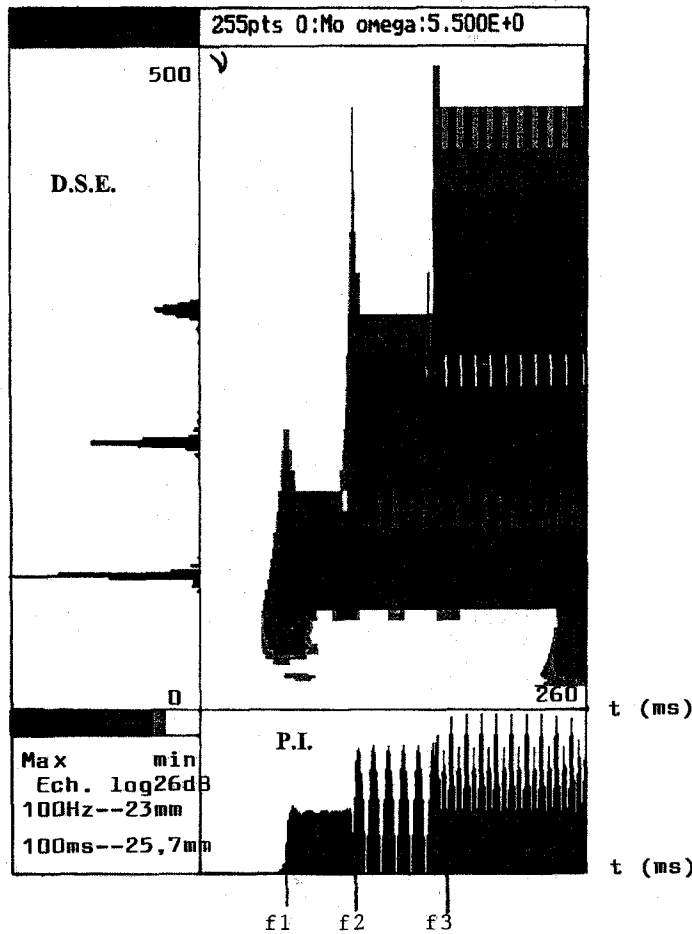
pas nécessairement à des modèles, d'où l'utilité de représentations énergétiques non-paramétriques temps-fréquence et temps-échelle. L'annexe de cet article donne au travers d'un exemple [figure 3], la présentation des images temps-fréquence adoptée dans cette étude.

On confirme que l'analyse par des méthodes non paramétriques est adaptée à l'étude des signaux non stationnaires le plus souvent rencontré dans les situations réelles analogues à celle qui est présentée ici. On trouve deux classes importantes de représentations, la classe de Cohen et la classe affine. A l'intersection de ces deux classes se situe la classe Wigner affine [Flandrin, 1993] qui justifie une interprétation temps-fréquence ou temps-échelle.

– Les représentations en temps et fréquence de la classe de Cohen [Cohen, 1989] :

$$C_z(t, \nu, f) = \int_{R^3} f(n, \tau) z\left(u + \frac{\tau}{2}\right) \cdot z^*\left(u - \frac{\tau}{2}\right) \cdot e^{i2\pi(nu - \tau v - nt)} du d\tau dn, \quad (1)$$

notamment de la distribution de Wigner–Ville, sont devenues habituelles. La fonction  $f(n, \tau)$  est une fonction de pondération que l'on fixe en fonction des propriétés que l'on veut voir respecter par une représentation temps–fréquence (conservation des supports, moments d'ordre 0 et 1,....).



D.S.E. : Densité Spectrale d'énergie du signal  $X(t)$

P.I. : Puissance instantanée du signal  $X(t)$

Scalogramme : Module carré de la transformée en ondelette

Figure 3. – Scalogramme d'un signal composé de trois composantes quasi-monochromatiques.

– La classe Wigner affine privilégie la représentation en fonction du temps  $t$  et d'un facteur d'échelle  $\eta$  interprétable comme une

fréquence relative  $\eta = \nu/\nu_M$  où  $\nu_M$  est une fréquence de référence arbitraire [Courbebaisse, 1994][Flandrin, 1993] :

$$\Omega_z(t, \eta, F) = |\eta| \cdot \int_{R^2} F(n, \nu) Z\left(\eta\left(\nu - \frac{n}{2}\right)\right) \cdot Z^*\left(\eta\left(\nu + \frac{n}{2}\right)\right) \cdot e^{-2i\pi n\eta t} dn d\nu \quad (2)$$

où

$$F(n, \nu) = \int_R f(n, \tau) \cdot e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau \quad (3)$$

est la transformée de Fourier de la fonction de pondération  $f(n, \tau)$ .

On trouve en particulier dans cette classe, les représentations dues à P. Flandrin [Flandrin, 1991], à P. et J. Bertrand [Bertrand, 1988] et celle issue des travaux de A. Unterberger [Bertrand, 1988] [Unterberger, 1984] dans un autre domaine.

– Travaillant dans le groupe affine des translations et dilatations en temps, on accède par une démarche particulière, à la transformée en ondelette continue qui permet une analyse à coefficient de surtension constant [Grossmann, 1985][Torrésani, 1993]. On réalise en fait, une projection du signal analysé sur une famille d'ondelettes obtenues par translation et dilatation d'une ondelette mère  $\Psi(t)$ . La condition d'admissibilité de cette fonction mère est vérifiée par l'expression :

$$\int_R |\Psi(\nu)|^2 \frac{d\nu}{|\nu|} = 1, \quad \Psi(0) = 0, \quad \Psi \in L^2 \quad (4)$$

où  $\Psi(\nu)$  est la transformée de Fourier de  $\Psi(t)$ .

La transformée en ondelette s'écrit analytiquement [Grossmann, 1985] :

$$\tau_s(t, \nu/\nu_0) = \sqrt{\frac{\nu}{\nu_0}} \int_R s(u) \cdot \Psi^*\left(\frac{u-t}{\nu_0/\nu}\right) \cdot du. \quad (5)$$

Pour être précis, l'expression (5) est une interprétation à coefficient de surtension constant où le facteur d'échelle  $\eta$  est choisi égal à  $\nu/\nu_0$ ,  $\nu_0$  étant la fréquence centrale de l'ondelette analysante  $\Psi$ , de bande équivalente  $B$  [Torrésani, 1993]. La localisation de  $\Psi$  autour d'une fréquence  $\nu_0$  permet de se rattacher à une analyse temps–fréquence en posant  $\nu = \eta \nu_0$  [Combes, 1989] [Guillemain, 1994].

Nota :  $\Psi^*$  indique que l'on prend l'expression conjuguée de l'ondelette analysante  $\Psi$ .

Pour obtenir une représentation positive, plus simple à présenter, au détriment de l'information de phase, on calcule le module carré de la transformée en ondelette, appelé « scalogramme » [Courbebaisse, 1994] [Flandrin, 1993] du signal  $s(t)$  analysé. Le scalogramme a pour expression analytique :

$$SCA_s(t, \nu) = \left| \sqrt{\frac{\nu}{\nu_0}} \int_R s(u) \cdot \Psi^*\left(\frac{u-t}{\nu_0/\nu}\right) \cdot du \right|^2. \quad (6)$$

L'expression bilinéaire (6) donne une représentation qui répartit l'énergie du signal dans le demi plan temps–fréquence  $(t, \nu)$ , car par définition  $\eta = \nu/\nu_0 > 0$ .

## 2.1. REPRÉSENTATION DE WIGNER-VILLE

La représentation de Wigner Ville  $Wz(t, \nu)$  du signal analytique  $z(t)$ , a pour expression [Claassen, 1980] [Flandrin, 1993] :

$$W_z(t, \nu) = \int_R z\left(t + \frac{\tau}{2}\right) \cdot z^*\left(t - \frac{\tau}{2}\right) \cdot e^{-2i\pi\nu\tau} d\tau \quad (7)$$

où

$$f(n, \tau) = 1. \quad (8)$$

$z(t)$  est le signal à analyser,  $t$  la variable temporelle et  $\nu$  la variable fréquentielle. La variable d'intégration est le retard  $\tau$ . Cette représentation (7) est adaptée en terme de concentration énergétique, aux signaux modulés linéairement en fréquence. Elle est bilinéaire et respecte les distributions marginales en temps et en fréquence; sa représentation comportera donc des termes d'interférences [Flandrin, 1993].

Nota :  $z^*$  indique que l'on prend l'expression conjuguée du signal  $z$ .

## 2.2. FRÉQUENCE INSTANTANÉE ET RETARD DE GROUPE

Dans les applications envisagées, on utilise la propriété d'extraction de la fréquence instantanée, ou celle de retard de groupe associé au signal  $z(t)$ , par les procédés suivants :

$$z(t) = |z| e^{i\varphi} \xrightarrow{T.F.} Z(\nu) = |Z| e^{i\Phi}, \quad (9)$$

$$\nu_i(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt}, \quad \tau_g(\nu) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{d\nu}.$$

où  $z(t)$  et sa transformée de Fourier  $Z(\nu)$  sont écrits en fonction du module et de la phase.

## 2.3. REPRÉSENTATION DUE À UNTERBERGER

On envisage dans la classe Wigner affine, l'utilisation de la représentation due à Unterberger  $Bz(t, \eta)$  [Bertrand, 1988][Courbebaisse, 1993] [Escudié] [Flandrin, 1993] [Unterberger, 1984] dans sa version passive, soit :

$$B_z(t, \eta) = \eta \nu_M \int_{R^+} \frac{1}{\nu} \cdot Z(\eta\nu) Z^*\left(\eta \frac{\nu_M^2}{\nu}\right) \cdot e^{2i\pi\eta t(\nu - \frac{\nu_M^2}{\nu})} d\nu \quad (10)$$

où

$$f(n, \tau) = G(n) \cdot e^{-2i\pi\tau F(n)} \quad (11)$$

avec

$$F(n) = \nu_M \cdot \left(1 + \left(\frac{n}{4\nu_M}\right)^2\right) \quad \text{et} \quad G(n) = 1 - \left(\frac{n}{4\nu_M}\right)^2 \quad (12)$$

$\nu_M$  est choisie telle que :  $\nu_M^2 = \nu_1 \cdot \nu_2$ ,  $[\nu_1, \nu_2]$  étant la bande du signal analytique  $z(t)$ .

$Bz(t, \eta)$  possède les propriétés suivantes [Escudié, 1991] :

$$\int_{R^+} \eta B_z(t, \eta) \cdot d\eta = |z(t)|^2, \quad \int_R B_z(t, \eta) \cdot dt = |Z(\eta\nu_M)|^2 \quad (13)$$

$$\int_{R^+} \eta B_z(t, \eta) \cdot d\eta = \tau_g(\eta\nu_M) |Z(\eta\nu_M)|^2, \quad \text{avec} \quad (14)$$

$$\tau_g(\nu) = -\frac{d\varphi}{2\pi d\nu}; \quad Z(\nu) = |Z(\nu)| \cdot e^{i\varphi}.$$

Par contre, le moment du premier ordre en  $\eta$  n'a pas de valeur directement exprimable en fonction de la fréquence instantanée  $\nu_i(t)$  [Courbebaisse, 1993] [Escudié, 1991] [Flandrin, 1993].

Le facteur d'échelle  $\eta$  est interprétable comme une fréquence relative, si l'on écrit  $\nu = \eta \cdot \nu_M$ , où  $\nu_M$  est une fréquence de référence arbitraire [Courbebaisse, 1993] [Escudié, 1992]. On obtient par cette interprétation, une représentation temps ( $t$ ) – fréquence ( $\nu$ ) [Flandrin, 1993], soit :

$$B_z(t, \nu) = \nu \int_{R^+} \frac{1}{\gamma} \cdot Z\left(\frac{\gamma \cdot \nu}{\nu_M}\right) \cdot Z^*\left(\frac{\nu \cdot \nu_M}{\gamma}\right) \cdot e^{2i\pi\nu t\left(\frac{\gamma}{\nu_M} - \frac{\nu_M}{\gamma}\right)} \cdot d\gamma \quad (15)$$

où  $Z(\nu)$  est la transformée de Fourier du signal analytique  $z(t)$  de durée  $T$  et de bande  $B$ .  $t$  est la variable temporelle,  $\nu$  la variable fréquentielle et  $\gamma$  la variable d'intégration en fréquence.

Cette représentation est adaptée en terme de concentration énergétique, aux signaux modulés en fréquence à fort produit  $BT$ , dont le retard de groupe a pour expression [Courbebaisse, 1994] :

$$\tau_g(\nu) = \frac{k}{\nu^2}. \quad (16)$$

Nota :  $Z^*$  indique que l'on prend l'expression conjuguée de  $Z$ .

Le lecteur désirant approfondir notamment la méthode de calcul de cette représentation pourra se référer à [Coron, 1994] et [Courbebaisse, 1994] où on trouve en particulier une optimisation du temps de calcul par l'utilisation de la transformée de Mellin [Ovarlez, 1992].

## 2.4. SCALOGRAMME ET TRANSFORMÉE EN ONDELETTE

Pour obtenir une représentation quadratique, interprétable en terme d'énergie qui permet de conserver les particularités de la transformée en ondelette, on utilise le module carré de cette transformée [Flandrin, 1993].

Cette transformée linéaire décompose le signal  $s(t)$  en une somme de fonctions appelées « Ondelettes » [Grossmann, 1989] [Torresani, 1993]. Ces dernières sont construites par translation en temps et dilatation (ou contraction) en temps d'une ondelette

mère. L'ondelette de Morlet–Grossmann fût la première utilisée [Grossmann, 1985]. Elle a pour expression :

$$\Psi(u) = e^{-\frac{u^2}{2}} e^{2i\pi\nu_0 u} \quad (17)$$

où  $i$  est un opérateur qui définit une rotation de  $\frac{\pi}{2}$  et on a  $i^2 = -1$ , et où  $\nu_0$  est une fréquence de référence arbitraire.

Compte tenu du choix de l'ondelette, le scalogramme dans son interprétation temps–fréquence, a pour expression :

$$SCA_s(t, \nu) = \left| \sqrt{\frac{\nu}{\nu_0}} \int_R s(u) \cdot e^{-\left(\frac{\nu(u-t)}{4\nu_0}\right)^2} e^{-2i\pi\nu(u-t)} \cdot du \right|^2 \quad (18)$$

## 3. Contexte expérimental

### 3.1. ENCEINTE « TEST » ET BARRIÈRE INFRAROUGE

Le montage envisagé permet la mesure de l'avancement du jet issu d'un système d'injection sous test. Il est composé d'une enceinte pressurisée [figure 4] de façon à obtenir des pressions et un régime de cavitation [Courbebaisse, 1994] [Donald, 1922] [Haupais, 1993] analogues à ceux du fonctionnement sur moteur. Une barrière optique est réalisée le long d'une enceinte cylindrique pour détecter le passage du jet [figure 4]. Elle est composée de photoémetteurs et de photorécepteurs espacés de 5 mm. L'injecteur est placé sous l'enceinte [figure 4]. En effet, on ne teste qu'une voie d'injection sur quatre du système d'injection, les autres voies débitant normalement au travers d'un injecteur. Le système d'injection sous test est monté sur un banc des pompes « Bosch » [Courbebaisse, 1994]. Ce banc permet d'une part l'entraînement de la pompe à un régime fixé, et d'autre part la mesure des quantités injectées à chaque cycle d'injection.

Le système d'injection Diesel sous test est composé d'une pompe distributrice et de quatre injecteurs à téton [figures 1 et 2]. Le porte injecteur est à simple ressort [figure 2]. Ce cas est intéressant car la cinématographie rapide (montage strioscopique) ne permet pas de remonter totalement aux différentes phases de l'injection en fonction de la section efficace des injecteurs à étudier [Courbebaisse, 1994][Haupais, 1993].

Les signaux délivrés par les photorécepteurs (infrarouge proche) doivent permettre de caractériser le jet d'un injecteur et du système d'injection associé. Compte tenu de l'environnement des mesures, le rapport signal à bruit est environ égale à 10 dB. Il est sensiblement amélioré par la contre pression imposée dans l'enceinte et le filtrage passe–haut ( $f_c = 800$  Hz) des signaux issus des cellules photo réceptrices [Courbebaisse, 1994].

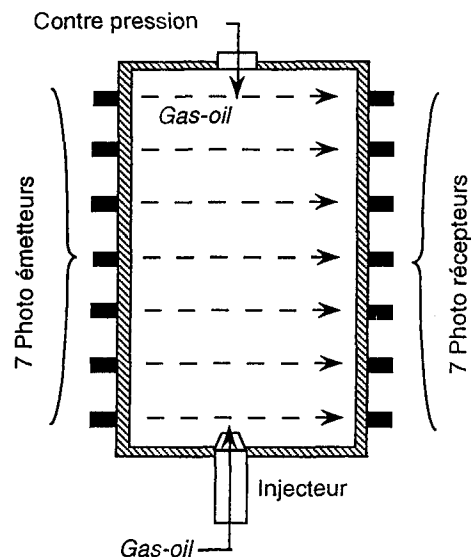


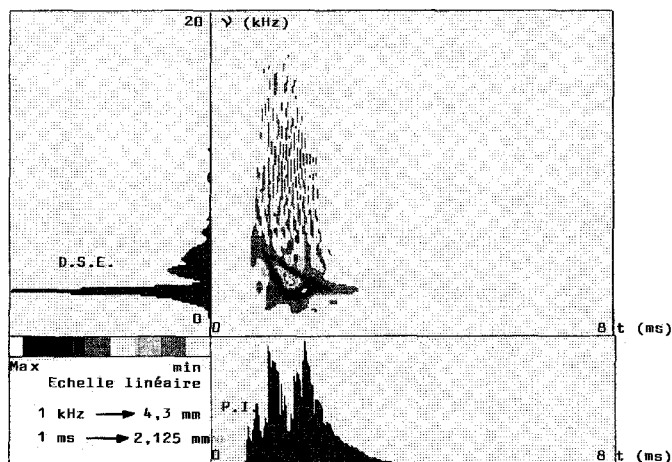
Figure 4. – Enceinte de test pour la mesure de la loi de pénétration d'un injecteur.

### 3.2. SIGNAUX OBTENUS ET ANALYSE TEMPS–FRÉQUENCE

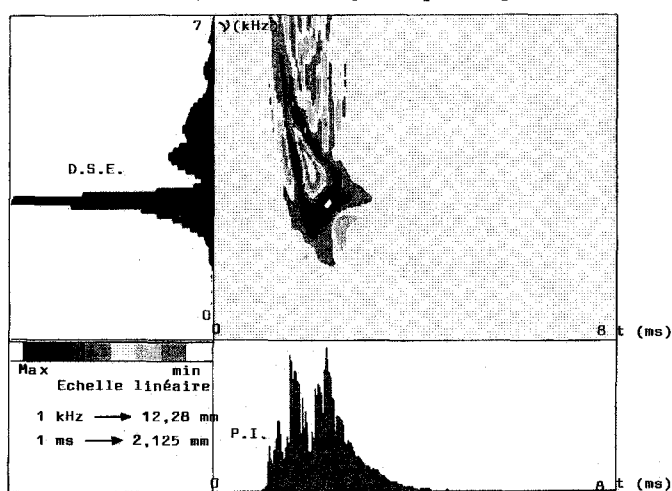
N'ayant pas de connaissance a priori sur les signaux issus des photorécepteurs, l'analyse portera dans un premier temps, sur le signal du premier photorécepteur placé à 5 mm du nez de l'injecteur [figure 4]. Le signal est à bande limitée et sa densité spectrale d'énergie [figure 5] laisse à penser que les fréquences du transitoire dû au passage du jet se manifestent vers les basses fréquences. L'utilisation des méthodes non–paramétriques pertinentes pour déterminer les composantes d'un signal et leur chronologie, serviront à estimer le passage du jet avec précision, et indiqueront que l'information peut–être localisée vers les hautes fréquences.

La configuration de l'essai est la suivante; la pompe à injection sous test est une pompe distributrice, l'injecteur est à téton [figure 2], le porte injecteur est à simple ressort [Courbebaisse, 1994]. La pompe a une vitesse de rotation de 2000 tr/mn. La contre–pression permet d'atteindre 65 bars à l'intérieur de l'enceinte. Elle est représentative d'un moteur atmosphérique. Le débit est de  $33 \text{ mm}^3$  par coup. La pression atmosphérique est équivalente à 735 mmHg (millimètre de mercure).

L'analyse temps–fréquence permet d'observer la nature des composantes d'un signal dont a priori on ne connaît pas les paramètres (taux de modulation de fréquence et d'amplitude,...). Dans notre application, les représentations de Wigner–Ville  $W_z$  et de Unterberger  $B_z(\nu_0 = 5 \text{ kHz})$  du signal de la première cellule [figure 5], permettent d'analyser avec finesse les composantes du signal. On remarque que le signal analysé est à fort déferlement en fréquence.



Représentation de Wigner-Ville d'un signal du premier photo détecteur.



Représentation de Unterberger d'un signal du premier photo détecteur.

Figure 5

Ces deux types de représentation mettent en évidence une composante à modulation de fréquence dont la fréquence instantanée  $\nu_i(t)$  [Courbebaisse, 1994] est d'expression :

$$\nu_i(t) = \frac{k}{t} \quad (19)$$

où  $k$  est une constante. La démarche conduisant à l'utilisation de ces deux représentations est motivée par la connaissance que l'on a de ces outils théoriques et de leurs caractéristiques. On utilise dans un premier temps la représentation de Wigner-Ville  $Wz$  parce qu'elle donne un aperçu immédiat du signal analysé, au travers des composantes et des termes d'interférences qui la composent. Dans notre cas, il apparaît sur l'image temps-fréquence une composante dont la fréquence instantanée n'est pas une expression de modulation de fréquence linéaire. Aussi, dans un deuxième temps, on s'oriente vers une des distributions de la classe Wigner-Affine adaptée par nature à ce type de signaux à retard de groupe à loi de puissance [Flandrin, 1993]

[Courbebaisse, 1994]. On utilise ici en particulier la représentation due à Unterberger dans sa version passive  $Bz$  adaptée à la situation; elle permet en sus une analyse avec effet de loupe. En effet, le calcul de la représentation  $Bz$  permet de cibler une zone précise du plan temps-fréquence, et ceci notamment en fonction de l'image produite par  $Wz$ . Ceci explique les supports fréquentiels différents entre les deux représentations de la figure 5.

On reviendra sur l'interprétation possible de ces modulations de fréquence au paragraphe 4.2, en gardant à l'esprit la configuration des essais (injecteur à téton). Par contre, on peut dire à ce niveau que ces deux représentations ne permettent pas de détailler les différentes phases du cycle d'injection qui sont corrélées à la géométrie de l'injecteur.

Pour caractériser la loi de pénétration de jet d'un injecteur et du système d'injection associé, on s'oriente vers l'utilisation du scalogramme adapté à la détection de transitoires [Grossmann, 1985] [Mallat, 1992]. Ce dernier est utilisé car il donne une représentation quadratique comparable à celle des distributions temps-fréquence [Courbebaisse, 1994]. La [figure 6] donne la représentation scalogramme du signal issu de la première cellule. On observe plus particulièrement trois déferlements en fréquence qui correspondent au passage de jets successifs (cf. § 4.2). Le scalogramme, très efficace pour détecter les phénomènes transitoires d'un signal [Grossmann, 1989] [Meyer, 1994] [Torrésani, 1993] [Tuteur, 1989], s'apparente à une analyse à bande relative constante; c'est à dire à coefficient de surtension constant [Torrésani, 1993] [Flandrin, 1993]. Le choix de l'ondelette analysante s'est porté sur celle de Morlet-Grossmann car elle est adaptée à la détection de composantes sinusoïdales amorties et à la mise en évidence de signaux impulsifs [Grossmann, 1989].

## 4. Loi de pénétration de jet et turbulence

### 4.1. LIEN ENTRE LOI DE PÉNÉTRATION DE JET ET SCALOGRAMME

Le scalogramme est utilisé pour déterminer la loi de pénétration de jet dans cette configuration de porte injecteur simple ressort [figure 2]. La pompe à injection est une pompe distributrice, et l'injecteur est à téton et à recouvrement [figure 2 (b)] [Courbebaisse, 1994]. La figure 2 donne une vue en coupe de ce type d'injecteur. Son effet par rapport à un injecteur sans recouvrement [figure 2 (a)] contribue à limiter les quantités injectées dans la chambre de combustion. La géométrie de l'injecteur prend toute son importance lorsque par exemple, on se trouve dans une situation de moteur Diesel à préchambre de combustion, doté d'un système de recirculation des gaz d'échappement. La figure 2 indique la position de l'aiguille. Son ordonnée pendant un cycle d'injection, est appelée levée d'aiguille. La figure 2 montre un porte injecteur instrumenté permettant de relever la position instantanée de l'aiguille à laquelle correspond une section efficace

de passage de gazoil. L'évolution de ces signaux est donnée pour le cas étudié ici, au bas des [figures 6,7,8 et 9].

On accède à la loi de pénétration de jet en calculant la vitesse équivalente d'injection [Haupais, 1981] et le diamètre équivalent de passage de jet.

La vitesse équivalente d'injection d'un jet libre est donnée par :

$$V_{equi}(t) = \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t V^2(\tau) d\tau} \quad (20)$$

où la vitesse instantanée d'injection  $V(t)$  est mesurée sur le banc des pompes équipé de capteurs à débit instantané.

Le diamètre équivalent de passage du jet, prend en compte le rapport de la densité des fluides en présence, soit :

$$d_{equi} = d \cdot \sqrt{\frac{\rho_{fuel}}{\rho_{air}}} \quad (21)$$

avec  $d$  le diamètre de l'orifice d'injection.

Finalement, l'avancement du jet théorique dans la chambre de test [figure 2] s'écrit en fonction de (20) et (21) :

$$x(t) = a \sqrt{V_{equi}(t) \cdot d_{equi} \cdot t} \quad (22)$$

où  $a$  est le coefficient de pénétration. La [figure 9 – haut] donne la loi de pénétration calculée pour le système étudié; elle permettra la comparaison avec les résultats donnés par le scalogramme (§ 4.2). On donne sur la [figure 9 – bas] la section efficace et la levée d'aiguille de l'injecteur considéré.

Les signaux étudiés proviennent des trois premiers photorécepteurs de l'enceinte [figure 4]. Les figures 6 à 8 donnent le scalogramme de ces signaux dans la bande de fréquence 800 Hz - 15 000 Hz. L'axe vertical est gradué en fréquence; la correspondance avec une graduation en facteur d'échelle s'écrit  $\eta = \nu/\nu_0$ ,  $\nu_0$  étant une fréquence de référence. On rappelle que l'analyse en ondelette correspond au produit scalaire du signal avec une ondelette analysante changée d'échelle et décalée dans le temps. En faisant varier le facteur d'échelle  $\eta$ , on révèle les détails fins du signal. Ainsi, le passage du jet génère un transitoire qui est détecté au milieu des phénomènes de diffraction dus au passage de bulles non implosées ( $\lambda \ll \Phi_{bulle}$ ).

On observe ce transitoire sur les représentations temps-fréquence au premier point haute fréquence où convergent les lignes d'énergie :

$$\begin{bmatrix} - \text{[figure 6]} : 1a \\ - \text{[figure 7]} : 1b \\ - \text{[figure 8]} : 1c \end{bmatrix}$$

En dessous de chaque scalogramme, les signaux de levée d'aiguille et de section efficace de l'injecteur permettent de phaser ce transitoire pendant le cycle d'injection [figures 6,7 et 8].

Pour leur part, les signaux parasites engendrent des modulations de fréquence et d'amplitude dans la bande de fréquence estimée

à 800 Hz - 7 000 Hz. Les transitoires qui suivent le premier, permettent de remonter ici aux second et troisième jets [figure 9 – haut]. Ces transitoires pour les trois premières barrières optiques, sont les suivants :

$$\begin{bmatrix} - \text{[figure 6]} : 2a, 3a \\ - \text{[figure 7]} : 2b, 3b \\ - \text{[figure 8]} : 2c, 3c \end{bmatrix}$$

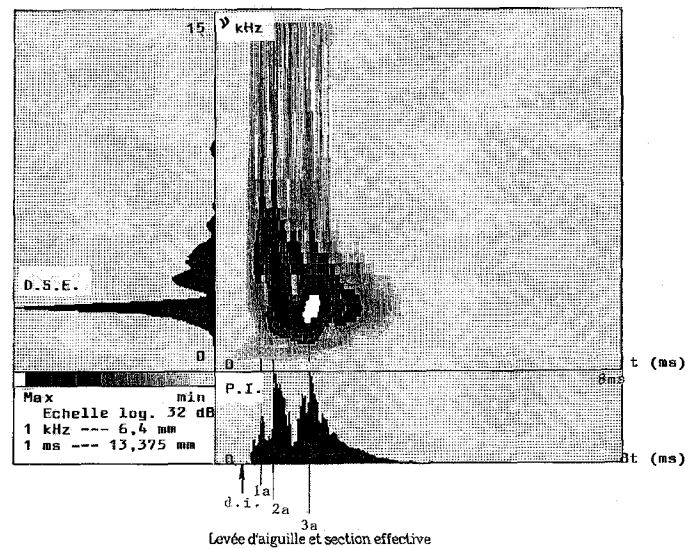


Figure 6. – Scalogramme d'un signal du premier photo détecteur.

Ils sont phasés par rapport aux signaux de levée d'aiguille et de section efficace [figures 6, 7 et 8].

La haut de la figure 9 montre comment on construit les différents jets en reportant la valeur d'avancement de chaque jet correspondant à chaque transitoire. On note que la loi obtenue en haut de la figure 9 [courbe] suit la loi de pénétration donnée par le calcul [courbe C], pour le premier transitoire des trois premières cellules photo réceptrices. Compte tenu de la complexité du système d'injection, on sait par expérience (rapport C.R.M.T. 1994) menée avec une électronique à seuil [figure 9 courbe – M], que le calcul théorique donne une bonne approximation.

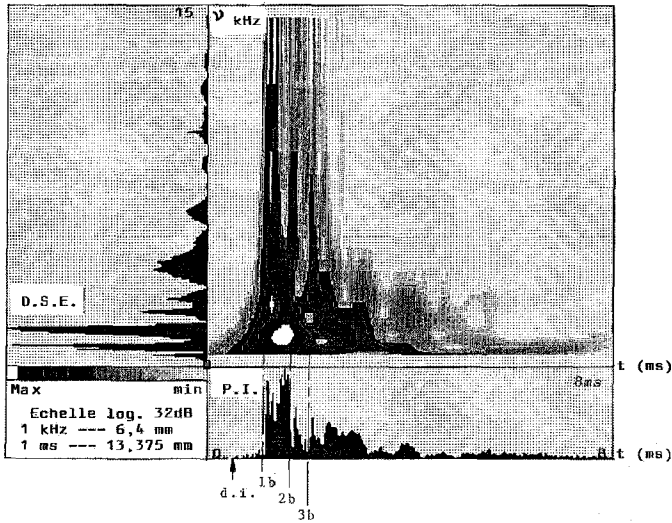


Figure 7. – Scalogramme d'un signal du deuxième photo détecteur.

L'apport de cette méthode d'analyse réside dans le fait qu'elle permet la détection des jets successifs [haut de la figure 9]. On confirme par interpolation que leur naissance correspond aux points de découverture  $D1$  et  $D2$  de l'injecteur sous test dont on donne [en base de la figure 9] les signaux de section efficace et de levée d'aiguille. Leur évolution va dans le sens d'une limitation des quantités injectées au début du cycle d'injection pour assurer une auto-inflammation fiable du mélange air-fuel.

#### 4.2. LIEN ENTRE TURBULENCE ET REPRÉSENTATIONS DE WIGNER-VILLE ET DE UNTERBERGER

Les représentations de Wigner-Ville et de Unterberger permettent d'avancer une interprétation des lois de modulation de fréquence observées dans le plan temps-fréquence [figure 5]. En effet, on peut envisager le signal infrarouge perturbé par les turbulences pseudo périodiques du jet. La fréquence du phénomène s'écrit

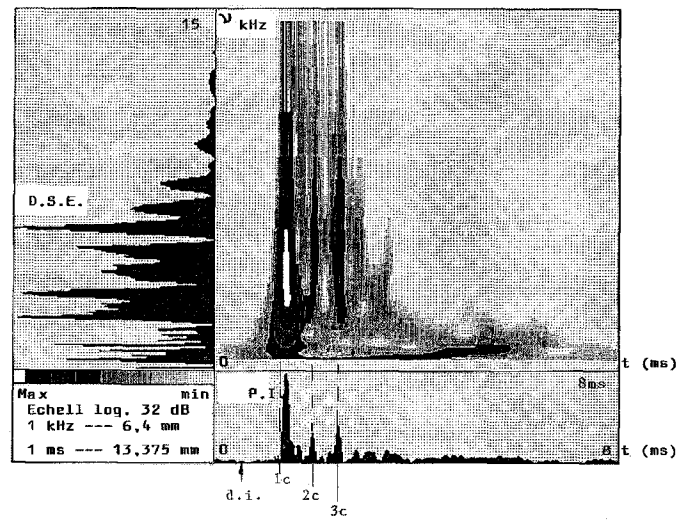


Figure 8. – Scalogramme d'un signal du troisième photo détecteur.

alors :

$$\nu = \frac{U}{\tau} \quad (23)$$

où  $\tau$  représente le diamètre moyen des structures turbulentes et  $U$  la vitesse suivant l'axe d'injection d'expression [Haupais, 1981]. Cette vitesse d'injection a pour expression :

$$U = C \cdot \frac{V_{equi} \cdot d_{equi}}{x} \quad (24)$$

où  $C$  est le coefficient de décroissance axiale du jet et  $x$  la pénétration du jet ou abscisse sur l'axe du jet comme l'indique le schéma ci-après.

En partant de (22) et de (24),  $U$  s'écrit :

$$U = C \cdot \frac{x}{a^2 \cdot t} \quad (25)$$

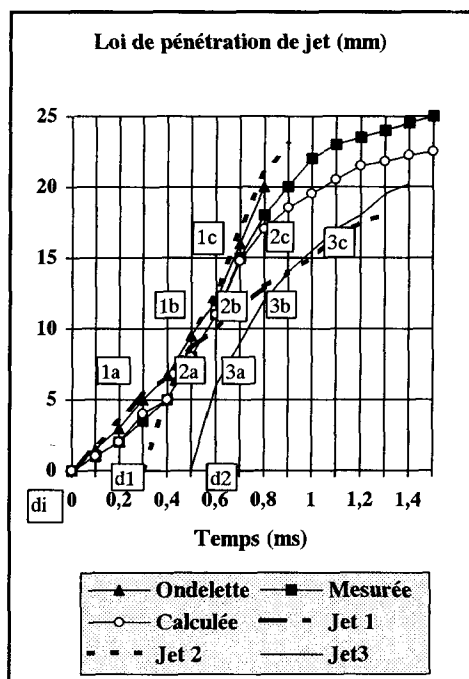
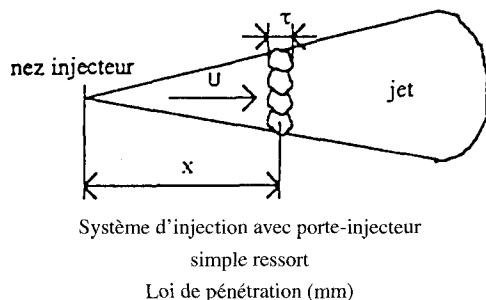
En reportant (25) dans (23), on obtient :

$$\nu = C \cdot \frac{x}{a^2 \cdot \tau \cdot t} \quad (26)$$

Ce qui donne une loi de fréquence instantanée (§ 2.2) d'expression :

$$\nu_i(t) = \frac{k(x, \tau)}{t} \quad (27)$$





di : début d'injection  
d1 et d2 : points de découverture

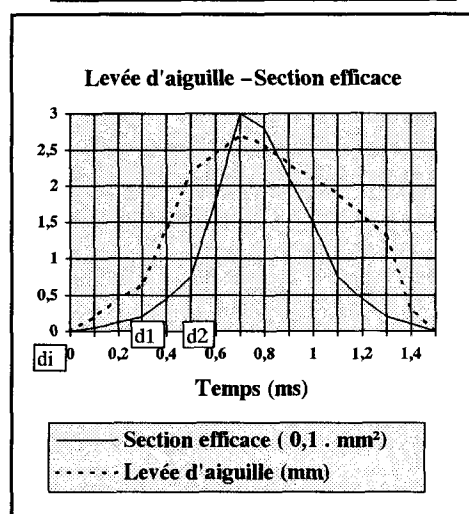


Figure 9. - Comparaison des lois de pénétration calculées, mesurées et estimées avec les représentations du scalogramme, dans la configuration simple ressort.

Cette expression confirme les relevés (19) réalisés sur les deux représentations de Wigner-Ville et de Unterberger [figure 5]. On

accède par conséquent à une relation entre lois de modulation de fréquence et taille  $\tau$  de turbulences. Ce point est d'importance car il permet de caractériser la turbulence du jet et de mieux comprendre comment s'épanouit celui-ci lors de son avancée dans la chambre de combustion [Haupais, 1981].

## 5. Conclusion

Cette application confirme respectivement l'aptitude du scalogramme et des représentations de Wigner-Ville et de Unterberger à optimiser la détection d'un événement transitoire [Grossmann, 1989] [Tuteur, 1989] et à mettre en évidence des signaux à modulation de fréquence associés à un phénomène physique. Par ailleurs, on montre que dans ce type d'application, l'analyse spectrale n'apporte pas d'information pertinente. Pour s'en convaincre, on observe la densité spectrale d'énergie des signaux analysés, située verticalement à gauche de chaque représentation [figures 5 à 8].

Cette étude au-delà des interprétations fructueuses se rapportant aux systèmes d'injection [Courbebaïsse, 1994], confirme l'importance du choix de la méthode temps-fréquence en fonction de la nature du ou des phénomènes à observer et des informations recherchées.

- Dans notre cas, les représentations de Wigner-Ville et de Unterberger permettent d'accéder à une taille moyenne de turbulence. Ce point est important car l'expérience montre que les phénomènes turbulents radiaux du jet sont proportionnels à la vitesse axiale de celui-ci. Également, les vitesses d'injection sont directement liées à la vitesse de formation du mélange air-gazoil, conditionnant la vitesse de combustion. En effet, et sans entrer dans un exposé qui dépasse le cadre de cet article, pour obtenir un cycle moteur normal, il est impératif que la phase de combustion soit terminée avant le début de la phase d'échappement.

- Le scalogramme permet d'une part de confirmer la loi de pénétration de jet obtenu par le calcul et par expérience, et d'autre part de discriminer les différents jets liés à la géométrie de l'injecteur.

## 6. Annexes

### A.1. PRÉSENTATION ADOPTÉE DES IMAGES TEMPS-FRÉQUENCE

La présentation est donnée au travers d'un exemple de traitement scalogramme (module carré de la transformée en ondelette).

On prend ici en considération un signal  $s(t)$  à trois composantes sinusoïdales, apparaissant successivement. On note sur la représentation scalogramme [figure 3] les points où l'énergie converge vers les hautes fréquences ( $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$ ). Ces points correspondent aux transitoires engendrés par l'apparition des composantes

sinusoïdales de  $s(t)$  :

$$s(t) = u(t - t_0) \cdot e^{-2i\pi\nu(t-t_0)} + u(t - t_1) \cdot e^{-2i\pi\nu(t-t_1)} + u(t - t_2) \cdot e^{-2i\pi\nu(t-t_2)}$$

où  $u(t)$  est la fonction d'Heaviside (échelon unité).

Pour toutes les représentations temps-fréquence présentées, l'axe horizontal correspond à l'axe des temps, l'axe vertical à celui des fréquences. Les niveaux de gris donnent la répartition de l'énergie du signal dans le plan temps-fréquence. En dessous de l'axe du temps, on trouve la puissance instantanée ( $P.I.$ ) du signal, soit :

$$P.I. = |s(t)|^2$$

et à gauche de l'axe vertical des fréquences, on trouve la densité spectrale d'énergie ( $D.S.E.$ ) du signal, soit :

$$D.S.E. = |S(\nu)|^2$$

où  $S(\nu)$  est la transformée de Fourier du signal  $s(t)$ .

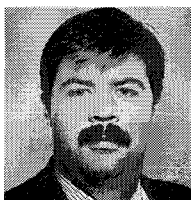
### BIBLIOGRAPHIE

- [Bertrand, 1988] J. Bertrand et P. Bertrand, « Time-frequency representations of broad-band signals », IEEE Int. Conf. on Acoust., Speech and Signal proc. ICASSP-88, New York, 1988, p. 2196-2199.
- [Chiollaz, 1990] M. Chiollaz, B. Favre, « Caractérisation fine de bruit moteur par analyse temps-fréquence », Revue Traitement du Signal, N°5, Vol. 8, 1990, p. 302-318.
- [Claasen, 1980] T.A.C.M. Claasen & W.F.G. Mecklenbrauker, « The Wigner distribution — A tool for time-frequency analysis, part I et II », Phillips J. Res., vol. 35, 1980, p.372-389.
- [Cohen, 1989] L. Cohen, « Time-frequency distribution », A review, Proc. IEEE, vol. 77, N°7, 1989, p. 941-981.
- [Combes, 1989] J.M. Combes, A. Grossmann, Ph. Tchamitchian eds, « Wavelets, Time-frequency methods and phase space », Spinger Verlag Berlin Heidelberg, 1989, 315 pages.
- [Coron, 1994] Coron A., « Application de la transformée de Mellin au calcul des représentations Wigner affine », DEA Signal Image Parole de l'INPG, 1994.
- [Courbebaisse, 1993] Courbebaisse G., « Transformée Bilinéaire temps-échelle des signaux asymptotiques d'énergie finie », 14ième Coll. Nat. Trait. Signal GRETSI, tome 1, 1993, p. 41-44.
- [Courbebaisse, 1994] Courbebaisse G., « Les distributions temps-fréquence et temps-échelle — Contributions au domaine des machines thermiques », Thèse doctorale de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (I.N.P.G.), juin 1994.
- [Donald, 1922] R. Donald, « Cavitation (ch.7) — Mechanics of underwater noise », Pergamon Press, 1922, p. 202-252.
- [Escudié, 1991] B. Escudié, A. Grossmann, « Une représentation bilinéaire en temps et en échelle des signaux d'énergie finie », 13ème Coll. GRETSI sur le traitement du signal et des images, Juan les Pins, 1991, p. 33-36.
- [Escudié, 1992] B. Escudié, A. Grossmann, R. Kronland Martinet, « Bilinear time scale representations of finite energy signals and properties related to signal processing », ISSSE 92, Paris (CNAM), 1992, p. 485-487.
- [Flandrin, 1991] P. Flandrin, « Sur une classe générale d'extensions affines de la distribution de Wigner-Ville », 13ième Coll. Nat. Trait. Signal GRETSI, tome 1, 1991, p. 17-20.
- [Flandrin, 1993] P. Flandrin, « Temps-Fréquence », Hermes Ed., Paris, 1993.
- [Grossmann, 1985] A. Grossmann, J. Morlet, « Decomposition of functions into wavelets of constant shape, and related transforms », Mathematics and physics, Lecture on recent results L. Streit Editor, World Scientific publishing, Singapore, 1985.
- [Grossmann, 1989] A. Grossmann, R. Kronland Martinet, J. Morlet, « Reading and understanding continuous wavelet transforms », Wavelets, Combes et al. Ed., Springer-Verlag, 1989, p. 2-20.
- [Guillemain, 1994] Ph. Guillemain, « Analyse et modélisation de signaux sonores par des représentations temps-fréquence linéaires », Thèse Université d'Aix-Marseille II, 1994.
- [Haupais, 1981] A. Haupais, « Contribution à l'étude de la combustion dans les moteurs Diesel », Thèse de l'Université Claude Bernard, Lyon, 1981.
- [Haupais, 1993] A. Haupais, « Combustion dans les moteurs Diesel », Les Techniques de l'Ingénieur Ed., 1993, p. B2700-1-B2700-32.
- [Mallat, 1992] S. Mallat, Wen Liang Hwang, « Singularity detection and processing with wavelets », IEEE Trans. Inform. Theory IT-38, 1992, p. 617-643.
- [Meyer, 1994] Y. Meyer, « Les Ondelettes, algorithmes et applications », Ed. Armand colin (2ième Ed.), 1994.
- [Ovarlez, 1991] J.Ph. Ovarlez, « La transformation de Mellin : un outil pour l'analyse des signaux à large bande », Thèse, Paris VI, 1992.
- [Torrésani, 1993] B. Torrèsani, « Ondelettes et analyse temps-fréquence, représentation des groupes de jagues », Habilitation à diriger les recherches, Faculté des Sciences de Luminy, 1993.
- [Tuteur, 1989] F.B. Tuteur, « Wavelet transformations in signal détection », Wavelets, Combes et al. Ed., Springer-Verlag, 1989, p. 132-146.
- [Unterberger, 1984] A. Unterberger, « The calculus of pseudo differential operators of Fuchs type », Comm. in part. diff. eq., Vol. 9, 1984, p. 1179-1236.

*Manuscrit reçu le 4 Décembre 1994.*

### L'AUTEUR

#### Guy COURBEBAISSÉ



Guy Courbebaisse est Ingénieur Physicien-Électronicien de l'Institut de Chimie et de Physique Industriel (I.C.P.I.) de Lyon (1990). Docteur « Signal Image Parole » / Institut Polytechnique de Grenoble (I.N.P.G., 1994).

Électronicien d'études et d'essais dans le domaine des brouilleurs radars aéroportés (Thomson-CSF — Malakoff & Rungis 94), puis Ingénieur projets et conceptions dans le domaine des machines thermiques

(Centre de Recherche en Machine Thermique — Lyon 69), il est actuellement Ingénieur de recherche dans le domaine de la plasturgie (École Supérieure de Plasturgie, Pôle Européen de Plasturgie — Oyonnax 01).