



Inversion de Signaux d'Acoustique Passive pour Estimer la Granulométrie des Sédiments Transportés dans une Rivière

Teodor-Ion Petrut, Philippe Belleudy, Thomas Geay, Cedric Gervaise

► To cite this version:

Teodor-Ion Petrut, Philippe Belleudy, Thomas Geay, Cedric Gervaise. Inversion de Signaux d'Acoustique Passive pour Estimer la Granulométrie des Sédiments Transportés dans une Rivière. CFA 2016 - VISHNO 2016 - 13e Congrès Français d'Acoustique et le 20e colloque Vibrations, SHocks and NOise, Apr 2016, Le Mans, France. hal-01468980

HAL Id: hal-01468980

<https://hal.science/hal-01468980>

Submitted on 16 Feb 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CFA/VISHNO 2016

Inversion de Signaux d'Acoustique Passive pour Estimer la Granulométrie des Sédiments Transportés dans une Rivière

T.-I. Petrut^a, P. Belleudy^b, T. Geay^a et C. Gervaise^a

^aGipsa-lab, 11 rue des Mathématiques, Domaine Universitaire, BP46, 38400 Saint Martin D'Hères, France

^bLTHE, 460, rue de la piscine, Domaine Universitaire, bât. OSUG-B, 38400 Saint Martin D'Hères, France

teodor-ion.petrut@gipsa-lab.grenoble-inp.fr



LE MANS

Le contexte de notre contribution est la mesure par acoustique passive du transport sédimentaire dans les rivières. A partir d'une mesure du spectre acoustique des sons générés par les chocs entre particules sur le lit de la rivière, nous proposons un schéma d'inversion permettant d'estimer la granulométrie (i.e distribution des diamètres de particules mises en mouvement). Pour cela, nous modélisons le spectre acoustique comme la somme des spectres individuels des chocs obtenus pour un diamètre donné et pondérés par la proportion relative de chaque diamètre (i.e la granulométrie). L'estimation de la granulométrie est obtenue par une minimisation de l'erreur quadratique (E.Q) entre spectre mesuré et spectre modélisé. Une minimisation directe de l'E.Q produit une inversion instable puisque les spectres individuels des chocs ont des formes similaires. Ce problème inverse mal posé est régularisé en introduisant la contrainte de positivité de la granulométrie lors de la minimisation de l'E.Q. La méthode régularisée est comparée avec l'état de l'art sur des données simulées réalistes, elle améliore considérablement l'estimation de la granulométrie.

1 Introduction

La connaissance du transport sédimentaire est un enjeu dans les questions relatives à l'aménagement des rivières, à la protection contre le risque d'inondation et à l'amélioration des fonctions écologiques des cours d'eau. La continuité sédimentaire est d'ailleurs l'un des enjeux de la directive cadre sur l'Eau [1]. La mesure du transport sédimentaire peut se décomposer en quatre questions distinctes : (a) détecter l'initiation du transport solide [12, 4], (b) caractériser les tailles des sédiments charriés [21], (c) localiser les zones de transport dans le lit de la rivière [9, 24] et (d) estimer le flux sédimentaire des particules charriées [3]. L'estimation de la distribution des tailles des sédiments, autrement dit la granulométrie, fait l'objet de cet article. Une méthode de mesure utilisant la mesure par acoustique passive (ang. *Passive Acoustic Monitoring*, PAM) est ici proposée. L'approche PAM utilise comme proxy le bruit des chocs inter-particulaires qui se déplacent sur le lit de la rivière [5, 9].

La détection du charriage par acoustique passive a été proposée par Mulhoffer [16] en 1933. En 1951, au laboratoire Beauvert à Grenoble, Bradeau [8] construit en 1951 un détecteur hydrophonique fixé dans le lit de la rivière et qui mesure les intensités sonores des chocs des sédiments sur un objet métallique. L'utilisation d'un objet métallique à l'interface entre le capteur et le sédiment a fait l'objet de nombreuses publications dans les deux dernières décennies. Il a été montré que le nombre d'impulsions était proportionnel aux flux de transport solide [18]. Il a également été observé que les coefficients de proportionnalités étaient -entre autres- dépendant de la taille des sédiments [2], d'où l'utilité de savoir estimer la granulométrie des sédiments charriés pour ensuite en estimer la quantité. Dans notre étude, nous mesurons le son des chocs de sédiments qui se propage dans la colonne d'eau (aucun objet métallique n'est installé dans la rivière, ce qui facilite le déploiement de la mesure). De la même manière, il a été montré que la puissance mesurée était reliée aux flux de transport solide [5, 9, 22]. En effet, la puissance du son généré par un choc est dépendante de la masse et de la vitesse de la particule. La masse de la particule étant reliée à son diamètre, il se trouve alors que la qualité de la relation est dépendante de la taille des sédiments charriés [21]. Thorne [21] a observé également que la forme du spectre mesuré était sensible à la taille des sédiments : la fréquence du pic spectral du son d'un choc est quasiment inversement proportionnelle au diamètre de la particule. Cependant, il observa que la forme du spectre était peu sensible à la vitesse et à la quantité de sédiments charriés [21]. Ainsi, la forme du spectre acoustique fournit

l'information suffisante à l'estimation de la granulométrie des sédiments.

A notre connaissance, seulement deux approches ont été proposées pour l'estimation de la granulométrie à partir d'un spectre mesuré [21]. Dans cet article, l'auteur propose deux méthodes d'inversion des spectres acoustiques. La première méthode consiste à construire deux lois de calibration empiriques. La première loi relie la fréquence du pic spectral aux diamètres des sédiments. La seconde loi relie la pression efficace du pic à une même masse de sédiments pour différents diamètres. Le spectre acoustique mesuré pour un mélange de sédiments est alors inversé à partir de ces deux lois pour obtenir la granulométrie. La puissance spectrale observée à la fréquence f_i est assumée comme étant la contribution des chocs de diamètre D_i (utilisation de la première loi). La quantité de particules D_i est ensuite calculée en utilisant la puissance spectrale P_i et la seconde loi de calibration. Les chocs particules D_i contribuent à fournir de l'énergie dans l'ensemble du spectre et pas seulement à la fréquence f_i . C'est pour cela que dans [21] Thorne propose une seconde méthode d'inversion. Cette méthode utilise les spectres générés par une même masse de sédiments pour différents diamètres (spectres unitaires). Ces spectres sont alors pondérés et additionnés afin de reproduire au mieux le spectre d'un mélange de sédiments. La pondération des spectres unitaires est directement reliée à la granulométrie du mélange de sédiment. Malgré cette amélioration, les résultats de Thorne n'estiment pas bien les granulométries mesurées.

Notre contribution propose une méthode d'inversion qui reprend la seconde méthode proposée par Thorne. La nouveauté de notre méthode est double. La première amélioration proposée consiste à utiliser la théorie physique du choc Hertzien pour modéliser les spectres unitaires. La seconde amélioration est liée à la résolution matricielle du problème inverse par la minimisation de l'Erreur Quadratique (E.Q) avec des contraintes de non-négativité.

Dans la section suivante, on se concentre sur la démarche d'inversion et ses composantes de base. Dans la section 3 on détaille la chaîne d'inversion en expliquant le modèle analytique et la simulation du choc hertzien. Dans la section 4 on analyse l'outil mathématique utilisé pour l'inversion. Les premiers résultats sur des signaux simulés sont présentés et discutés dans la section 5. Enfin, des conclusions et des perspectives sur les futurs travaux sont exposées.

2 Méthode d'inversion du spectre acoustique pour estimer la granulométrie

Le diagramme montré sur la Fig. 1 explique la stratégie d'inversion du spectre acoustique.

Le modèle direct proposé modélise un spectre acoustique à partir des trois facteurs importants: (1) le choix des N classes de diamètres $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$ (2) des proportions de chocs $N_1, N_2, \dots, N_N$, c'est la granulométrie, et (3) des spectres unitaires $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N$. Un bruit n peut être additionné au spectre modélisé P pour simuler la variance d'estimation du périodogramme modifié. Le spectre P se présente comme un mélange linéaire des spectres unitaires pondérés par la granulométrie. La densité spectrale de puissance d'un spectre unitaire est modélisée à partir de la théorie du contact hertzien [20]. Le son généré par chaque choc est supposé indépendant de celui des autres chocs. Ainsi, le spectre modélisé est une somme pondérée des spectres unitaires [7]. Cela veut dire que la puissance intégrée dans la bande du spectre du choc de la classe i est additionnée linéairement avec les puissances intégrées des spectres des autres classes granulométriques.

On doit remarquer que la solution du problème inverse $\hat{N}_k$, k – la classe granulométrique, aura un caractère relatif. En effet, on ne prend pas en compte les pertes de propagation qui modulent la puissance reçue. Cependant, en supposant que les effets de propagation sont indépendants de la fréquence, $\hat{N}_k$ ne sera qu'un multiple de la vraie distribution de nombres de chocs dans un domaine spatial infini, N_k .

Les spectres des chocs unitaires, $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N$ sont groupés sous la forme de l'opérateur d'inversion, la matrice $\mathbf{A}$. Ainsi, le problème direct du phénomène acoustique du charriage est écrit sous la forme d'un système matricielle d'équations algébriques dont l'inconnue est le vecteur de proportions des N spectres et la mesure est le spectre acoustique du son généré par un mélange de sédiments. Le caractère bien ou mal posé de l'estimation des proportions N est évalué par le nombre de conditionnement de $\mathbf{A}$. Pour une granulométrie fine, $\mathbf{A}$ est mal conditionnée, c'est cet aspect que nous aborderons dans la partie 4.

La solution obtenue à partir du système algébrique est un vecteur représentant les proportions en nombre de chocs

des spectres. Les granulométries dans la rivière sont réalisées et exprimées à partir des mesures de masses des classes de diamètres. Il faut donc convertir la solution de nombre de particules en proportions massiques. Ceci est fait par une simple transformation linéaire nombres – masses en supposant que les particules sont sphériques.

La démarche proposée peut donc se résumer de la façon suivante :

- L'outil qui nous donne l'information sur le bruit des chocs inter-particulaires dans la rivière est un unique hydrophone placé dans la rivière. Les signaux enregistrés sont représentés par leur densité spectrale de puissance (DSP). Dans cet article, la DSP utilisée sera simulée.
- On modélise théoriquement les DSP en considérant un modèle linéaire des spectres unitaires pondérés par la granulométrie (l'entrée). Un bruit additif gaussien peut être ajouté. Les spectres unitaires sont modélisés par la forme analytique du spectre généré par des chocs individuels, donnés par [20].
- Le spectre du signal mesuré est inversé à partir du système algébrique modélisant le spectre pondéré. La méthode d'inversion est un problème d'optimisation au sens des moindres carrés et on utilise une approche de régularisation de la solution afin d'estimer la granulométrie.

La démarche présentée ci-dessus est valable à condition que les hypothèses suivantes soient vérifiées :

- La granulométrie des sédiments charriés est invariante dans l'espace. Les flux de sédiments peuvent être répartis aléatoirement dans l'espace.
- La directivité de la source du choc, modélisée comme un dipôle, est négligée.
- Les vitesses d'impact des sédiments sont indépendantes de la taille des particules. Ceci nous permet de considérer la même vitesse pour n'importe quel diamètre.
- Les effets de propagations sont indépendants de la fréquence. Si la première hypothèse est vérifiée, alors l'atténuation des amplitudes des spectres avec la distance n'a pas de répercussion sur la forme des spectres et, implicitement sur l'estimation de la granulométrie.

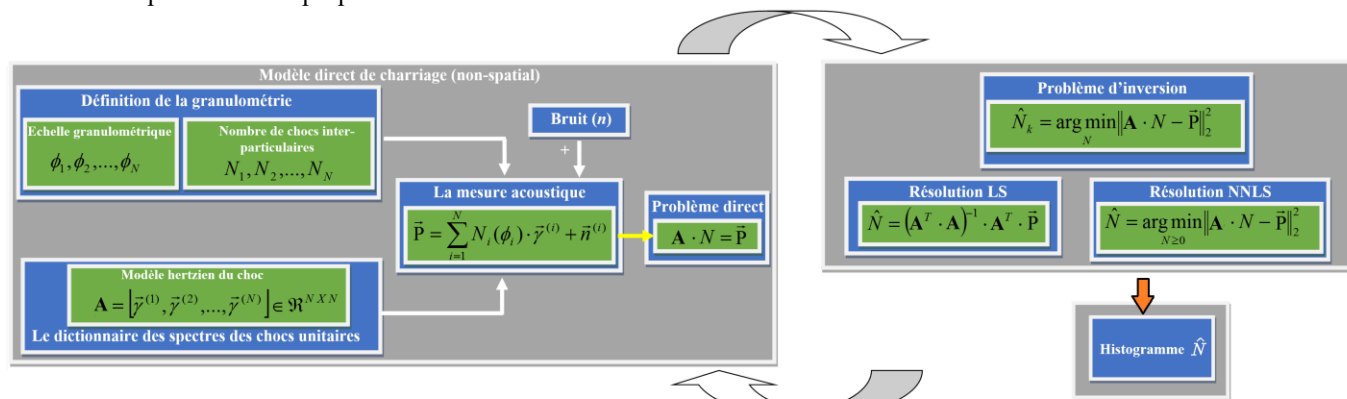


Figure 1 : Le modèle direct utilisé dans l'interprétation de la mesure acoustique du charriage et les démarches de la méthode de l'inversion.

3 Présentation du modèle de signal produit par un choc entre deux particules

On a vu sur la Fig. 1 que l'une des deux composantes principales qui modélisent le signal de charriage analysé dans ce papier est le bruit du choc inter-particulaire, la seconde étant le mélange linéaire des DSP en supposant l'indépendance des chocs entre eux

Hertz a formalisé la théorie qui porte son nom et qui modélise la distribution des contraintes dans la zone d'impact élastique entre deux surfaces rigides courbes [11]. Suite à l'impact, l'énergie est dissipée sous forme d'énergie vibratoire des corps, de dissipation de chaleur et de radiation acoustique [20]. Les déformations des surfaces pendant l'impact engendrent des accélérations et des décélérations qui génèrent des perturbations dans le milieu fluide. Ainsi, la source acoustique générée par le choc est modélisée comme étant l'intégrale de convolution entre la fonction de Green du milieu de propagation acoustique [14] et l'accélération du contact hertzien des deux corps [10].

Thorne [20] résout l'intégrale de convolution par rapport à la durée du contact T_0 . Deux solutions résultent de cette convolution : pendant et après le contact. La durée du contact T_0 est un paramètre essentiel du phénomène du choc qui est dépendant des caractéristiques physiques et mécaniques (type de matériau, tailles) et de la vitesse d'impact des corps.

La solution analytique temporelle, ainsi que sa transformée de Fourier, sont exposées dans [20]. La géométrie utilisée pour la modélisation du choc hertzien est montrée sur la Fig. 2a. Un exemple de forme d'onde issue d'un choc est montré sur la Fig. 2b. Chaque sphère qui participe au choc génère une quasi-demi-sinusoïde et leur addition donne une période de quasi-sinusoïde. Dans la Fig. 2b, le premier pic de compression de la quasi-sinusoïde correspond à la sphère impactée tandis que le deuxième pic de compression correspond à la sphère impactante. La première sphère, qui est considérée comme fixe avant le choc, est accélérée et génère une onde de compression suivie par une onde de dépression, un peu atténuée par rapport à la compression. La deuxième sphère, l'impactante, est décélérée à cause du transfert d'énergie à l'impactée et génère d'abord une onde de dépression, suivie par une onde de compression.

La Fig. 2c montre le spectre modélisé du choc temporel présenté dans la figure (b). Le spectre est caractérisé par un

lobe principal très large, mais aussi par des lobes secondaires très forts. Il est intéressant de mentionner que la fréquence du pic spectral coïncide à peu près avec la fréquence F_0 , l'inverse de la durée du contact T_0 .

Les spectres utilisés sont des densités spectrales de puissances (γ), en $re\ 1\ \mu Pa^2/Hz$, qui sont calculées en utilisant la solution analytique de la transformée de Fourier proposée par Thorne [20], comme dans l'Eq. (1).

$$\gamma(f) = \frac{1}{T_{sig}} |P(f)|^2 \quad (1)$$

où $P(f)$ – la transformée de Fourier de $p(t)$, T_{sig} – la durée du signal du choc mesuré à 1 m.

La sensibilité du modèle du choc a été étudiée théoriquement ou expérimentalement par plusieurs auteurs [13, 21]. Les deux indicateurs des spectres, la fréquence du pic spectral et l'amplitude du pic spectral ont été étudiées par rapport à trois paramètres : le diamètre des particules, leur type de matériau et la vitesse d'impact.

Les auteurs ont estimé que la fréquence du pic spectral dépend principalement de la taille de particules $F_{pic} \sim D^{-1}$. Des particules des diamètres $\{1, 10, 100\}$ mm et la vitesse 0.1 m/s produisent des chocs dont les fréquences du pic sont respectivement $\{16, 1.6, 0.16\}$ kHz. La vitesse des particules influence dans une moindre mesure la forme du spectre. On peut trouver $F_{pic} \sim U^{0.2}$. Des vitesses de $\{0.1, 1, 10\}$ m/s et un diamètre de 10 mm produisent des chocs dont les fréquences sont $\{1.6, 2.5, 3.7\}$ kHz.

L'analyse de la sensibilité de l'amplitude du pic spectral est montrée que le diamètre et la vitesse d'impact ont des contributions majeures. Ces deux paramètres auront donc un impact sur les résultats de l'inversion. Pour les roches couramment rencontrées dans les rivières, le type de matériau n'a quasiment aucune importance sur la valeur de la fréquence du pic ni en ce qui concerne la dynamique du pic spectral.

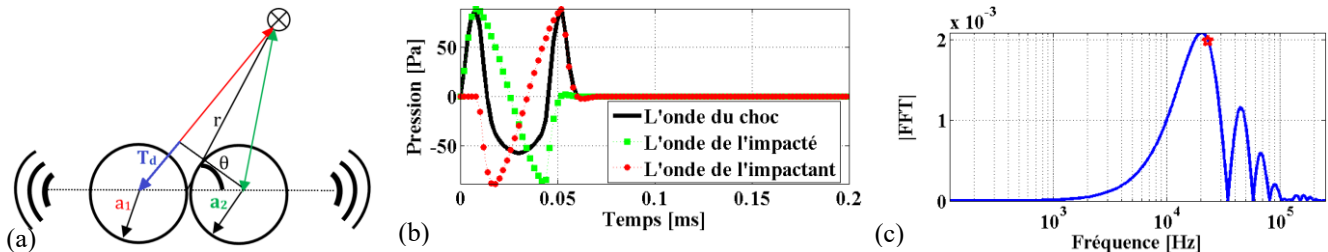


Figure 2: (a) Paramètres géométriques utilisés dans la modélisation acoustique du choc hertzien: la sphère impactante est de rayon a_1 et à la distance r_1 de l'hydrophone et la sphère impactée de rayon a_2 et à la distance r_2 de l'hydrophone, T_d est le retard géométrique; (b) Les pressions acoustiques modélisées pour un choc suivant la solution donnée par Thorne [20], $a_1 = a_2 = 5$ mm; (c) Le module de la FFT du choc en utilisant la solution de [20]: l'étoile rouge représente la fréquence fondamentale de l'accélération hertzienne, $F_0 = 1/T_0$.

4 Le problème inverse

Le problème inverse est traité comme un problème d'optimisation au sens des moindres carrés comme il a été illustré dans la Fig. 1. La stabilité de la solution dépendra du conditionnement de la matrice $\mathbf{A}$. La matrice $\mathbf{A}$ cumule les spectres unitaires en fonction des classes de diamètre choisies. La figure 3a représente la matrice de corrélation des spectres unitaires pour un choix linéaire des classes de diamètre. On peut observer que les coefficients de corrélations forment un cône de valeur fortes qui s'élargit au fur et à mesure que les diamètres augmentent. Les particules de plus en plus grosses produisent des spectres de plus en plus similaires. Ces fortes corrélations induisent un mauvais conditionnement de la matrice $\mathbf{A}$.

Pour visualiser l'effet du mauvais conditionnement, on test le processus d'inversion sur un spectre simulé à partir de 100 kg d'une unique classe de diamètre ($D = 10$ mm). La DSP à inverser est présentée dans la figure 3b. Les fréquences de pics des classes de diamètre choisis sont illustrées par les points rouges. On observe le phénomène d'agglomération des fréquences de pics pour des diamètres de plus en plus gros. Le résultat de l'inversion par minimisation de l'E.Q est présenté dans la figure 3c. On remarque que le nombre de particules de diamètres 10 mm a été sous-estimé. De plus, l'algorithme d'inversion trouve des valeurs négatives (non physiques !) dans les autres classes de diamètres. L'erreur propagée dans la solution est dépendante de l'erreur de la mesure et du conditionnement de la matrice $\mathbf{A}$ [19]. Le nombre de conditionnement de la

matrice $\mathbf{A}$ est ici très élevé, la méthode de minimisation de l'E.Q est donc très instable. Le conditionnement de la matrice $\mathbf{A}$ force à adopter une stratégie de choix des classes de diamètres. On peut améliorer la forme de la matrice $\mathbf{A}$ en choisissant un sous-espace de granulométrie plus discret, de type logarithmique. Cette méthode améliore le processus d'inversion mais des valeurs négatives sont toujours présentes lorsque le bruit de mesure augmente.

Pour régulariser le problème, une autre solution a été envisagée. Nous avons introduit une contrainte de non négativité des proportions N_k tout en minimisant l'E.Q. Cette méthode est connue sous le nom de *Non-Negative Least Squares* (NNLS) [15]. Cet algorithme est une approche utilisée notamment en chimométrie et en traitement d'images.

Le résultat de l'inversion en utilisant l'algorithme NNLS est montré dans la figure 3d. La première chose que l'on observe est l'élimination des instabilités de la solution : seule la classe introduite dans la DSP simulée est retrouvée. Un autre aspect important est le fait que la solution conserve la somme de masses simulée (100 kg introduit et 100 kg retrouvés). La contrainte de non-négativité de la solution semble donc régulariser le problème malgré le mauvais conditionnement de la matrice $\mathbf{A}$. Dans la section suivante, nous allons nous intéresser au comportement de cet algorithme d'inversion sur des signaux simulés à partir de granulométries étendues.

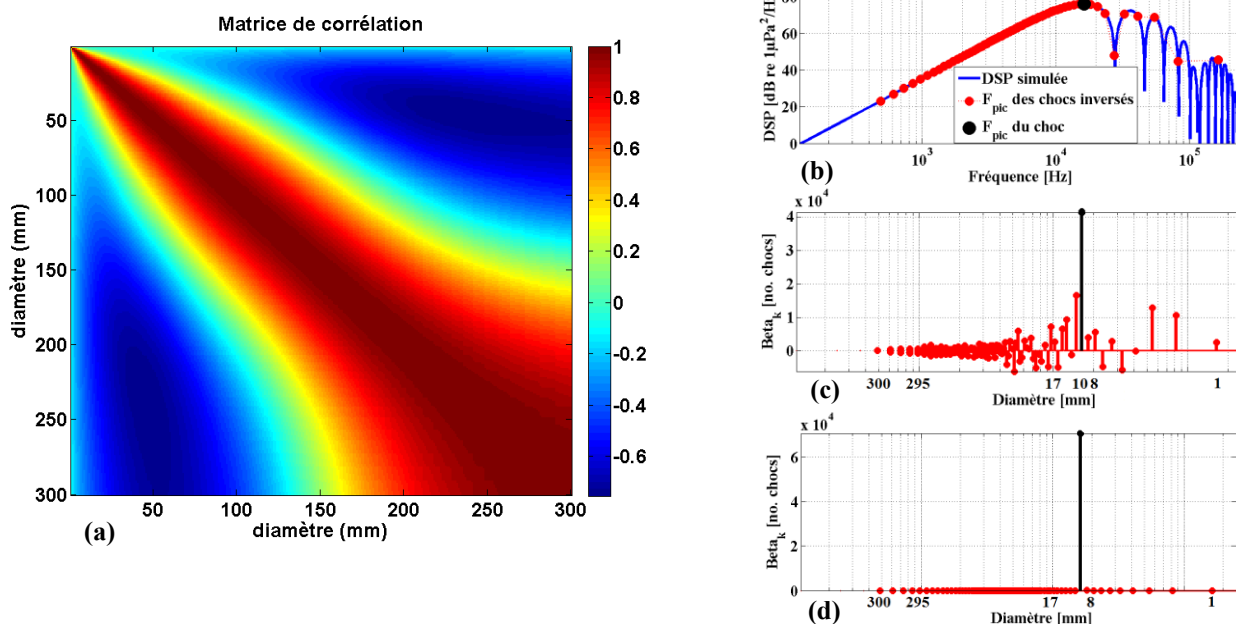


Figure 3 : (a) la matrice de corrélation des spectres unitaires pour 300 classes granulométriques de $\{1, 2, \dots, 300\}$ mm. (b) le spectre simulé de 70736 chocs (~ 100 kg) des particules de $\phi = 10$ mm. Les fréquences de pics des classes de diamètres choisies pour l'inversion sont représentées par les cercles pleins. (c) la solution calculée par la méthode standard de minimisation de l'E.Q. (d) la solution calculée par l'algorithme NNLS [15]. La couleur noire fait référence aux résultats correspondant au diamètre simulé ($\phi = 10$ mm).

5 Tests sur signaux simulés pour des granulométries étendues

5.1 Mise en œuvre de l'inversion

La DSP simulée à partir d'une distribution granulométrique uniforme et continue est présentée dans la figure 4a. Cette distribution granulométrique est composée de 100 classes de diamètres dans l'intervalle $[10-109]$ mm, distribué uniformément par pas de 1 mm. Pour chaque classe, on simule l'équivalent -en nombre de chocs- de 100 kg de sédiments.

Les résultats de la méthode d'inversion proposée dans cet article sont comparés aux résultats de la première méthode d'inversion présentée dans le papier de Thorne [21]. Pour des raisons de simplicité, mais qui garde l'esprit, l'algorithme de Thorne est modifié. Au lieu de prendre la puissance intégrée dans une bande de fréquence autour du pic spectral, on prend la valeur du pic spectral des spectres.

Sur la Fig. 4b, on présente la distribution cumulative granulométrique estimée par la méthode modifiée de Thorne. On voit que la distribution estimée s'écarte par rapport à la distribution simulée et elle contient des diamètres bien au-delà de 109 mm. La puissance spectrale contenue dans les basses fréquences est interprétée comme étant la contribution de particules de gros diamètres alors qu'il s'agit de la contribution de particules plus fines. Le résultat de l'inversion par la méthode NNLS est également montré sur la figure 4b. La distribution granulométrique estimée est bien superposée à la distribution simulée. On observe cependant que la distribution estimée est en marche d'escalier. Cet échelonnage est lié à la régularisation de notre problème par l'algorithme NNLS. La régularisation trie automatiquement les classes granulométriques pour obtenir in fine une trentaine de classes granulométrique réparties dans l'intervalle $[10, 109]$ mm. Notons également que la méthode NNLS estime très précisément la somme des masses simulées alors la méthode de Thorne les surestime d'un ordre de grandeur.

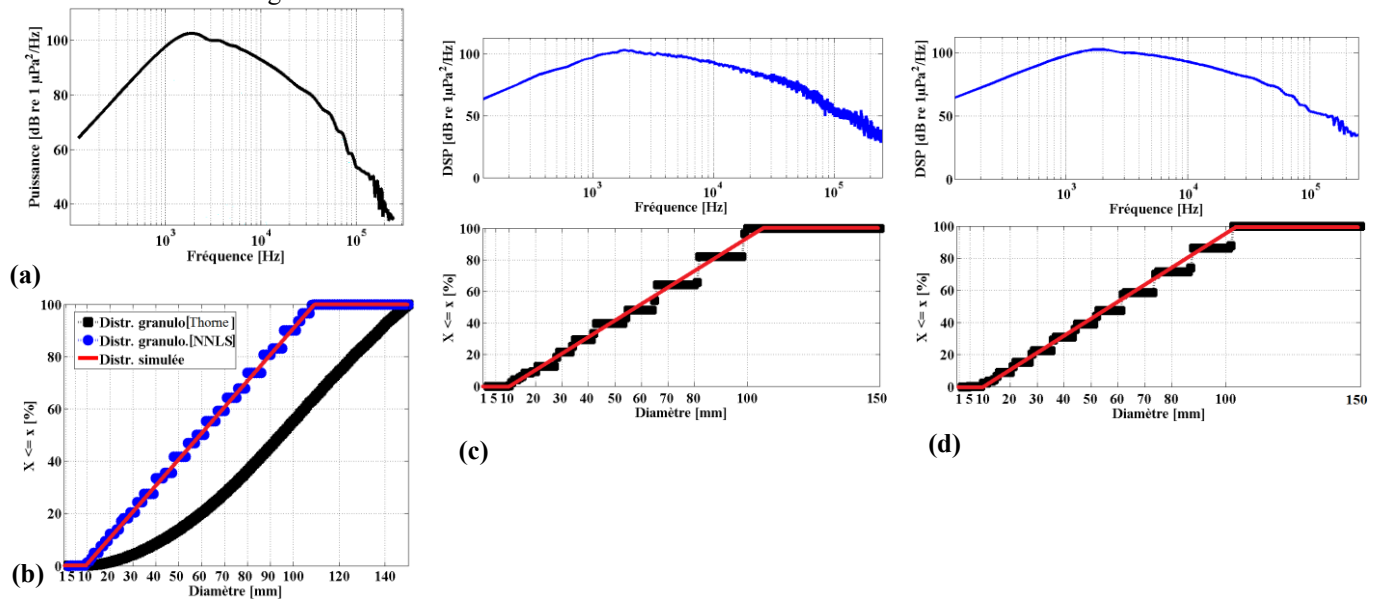


Figure 4: (a) le spectre DSP simulé des 100 chocs élémentaires, chaque bruit de choc est issu à partir du 100 kg de sédiments, des diamètres $\Phi = \{10, 11, \dots, 109\}$ mm; (b) L'inversion du spectre de la figure (a), en utilisant la méthode de Thorne et la méthode algébrique NNLS; où $\mathbf{A} \in \mathbb{R}^{150 \times 150}$; (c) La DSP d'une seule réalisation de bruit et le résultat de son inversion; (d) La DSP moyenne de 100 réalisations de bruit et le résultat de son inversion

Les résultats de la nouvelle méthode montrent clairement son intérêt, au moins du point de vue idéal sur des signaux simulés.

5.2 La robustesse de la méthode au bruit

La nature aléatoire et impulsive du bruit généré par les chocs inter-particulaires fait que l'estimation de la DSP (estimée par le périodogramme par exemple) est elle aussi une variable aléatoire. Nous voulons donc tester la robustesse de notre algorithme au bruit lié à l'estimation de la DSP du signal mesuré. Ce problème est abordé en utilisant la méthode de Welch [17].

On génère un signal temporel aléatoire dont sa DSP théorique est égale à la DSP présentée dans la section précédente (fig.4a). On fait varier le bruit du spectre mesuré en moyennant un nombre différent de réalisations de ce bruit aléatoire (méthode de Welch). Le bruit de la DSP modélisée est quantifié par la moyenne (σ_M) des variances des signaux temporels (i.e de chaque réalisation). Plus on moyenne un nombre important de réalisation, plus la variance est réduite.

La figure 5c présente le spectre bruité à partir d'une seule réalisation du signal aléatoire. La variance de ce bruit coloré est $\sigma_M = 22.1 \text{ Pa}^2$. Dans la figure 4d, on présente le spectre moyenné sur 100 réalisations, sa variance moyenne est $\sigma_M = 0.21 \text{ Pa}^2$. Dans les deux cas, les estimations de granulométries sont cohérentes avec les granulométries simulées. Les distributions estimées sont cependant échelonnées. Plus la variance du bruit est grande, plus les échelons observés sont larges. Ainsi, plus le bruit augmente et plus la résolution de la granulométrie est faible. Malgré cela, les classes inversées tombent toujours dans le bon intervalle simulé $[10, 109]$ mm. De plus, les sommes des proportions massiques estimées sont respectivement égales à $0.977 \cdot 10^4$ et $1.003 \cdot 10^4$ kg, ce qui est proche de la valeur simulée, de 10^4 (kg). Par cette analyse, on conclut que la méthode d'inversion qui utilise l'algorithme de régularisation NNLS est, au moins en simulation, robuste face à la variance inhérente à l'estimation de la PSD.

6 Conclusion

Une nouvelle méthode d'inversion de la forme des spectres acoustiques pour l'estimation de la granulométrie du transport sédimentaire a été proposée. Cette méthode est originale sur deux points spécifiques. Le premier aspect est lié à l'utilisation de la théorie du choc hertzien pour modéliser le signal des chocs inter-particulaires. Le second point essentiel est lié à la résolution du problème inverse par un problème d'optimisation au sens des moindres carrés, et régularisé par l'introduction d'une contrainte de non négativité de la solution recherchée.

La construction de notre algorithme d'inversion a nécessité plusieurs simplifications dans l'expression des phénomènes physiques. En particulier, nous avons supposé que les effets de propagation étaient indépendants de la fréquence. Il faut cependant noter que l'environnement de mesure (la rivière) se comporte comme un guide d'onde de Pekeris [9] et que la présence de matières en suspensions implique des effets liés à l'atténuation des ondes acoustiques [23]. Ces deux processus sont dépendants de la fréquence et affecteront la forme des spectres mesurés.

Aussi, les vitesses d'impact des particules ont été considérées comme connues et indépendantes des diamètres de sédiments. Or la vitesse d'impact est un facteur important pour la modélisation de la puissance des spectres unitaires. Ce paramètre est très difficile à mesurer en rivière, et il sera peu probable d'avoir des mesures fiables. Il faudra alors tester la robustesse de notre algorithme par rapport à l'erreur d'estimation des vitesses d'impact.

Enfin, la méthode proposée ici ne s'intéresse qu'au choc existant entre particules de même diamètre. Les spectres ont été simulés sans prendre en compte les chocs existant entre diamètres de différentes tailles. Afin d'estimer les erreurs engendrés par notre méthode d'inversion, nous envisageons d'inverser de nouveaux signaux qui seront simulés en prenant en compte ces interactions entre particules de différents diamètres.

L'inversion de la granulométrie, réalisée sur des spectres simulés avec des granulométries étendues, a montré que la méthode améliorait sensiblement la méthode proposée par Thorne [21]. Il a également été montré que la méthode était robuste au bruit inhérent des spectres mesurés. La robustesse de cette nouvelle méthode d'inversion est prometteuse. Elle est une avancée dans le développement de la méthode de mesure par acoustique passive de détection du transport solide au fond des rivières. Elle permettra à terme aux hydrologues de mieux caractériser ce transport au moment des crues.

Références

- [1] Directive n° 2008/32/CE du 11/03/08 modifiant la directive 2000/60/CE, JOUE n° L 81 du 20 mars 2008 ;
- [2] Barrière, J. et *al.*, An advanced signal processing technique for deriving grain size information of bedload transport from impact plate vibration measurements, *Earth Surf. Process. Landforms* (2015);
- [3] Barton, J. et *al.*, Monitoring coarse bedload transport with passive acoustic instrumentation: a field study, U.S.G.S. Sci. Invest. Report 2010-5091, 2010;
- [4] Bassett, C., J. Thomson, and B. Polagye (2013), Sediment-generated noise and bed stress in a tidal channel, *J. Geophys Res. Oceans*, 118, 2249–2265;
- [5] Bedeus, K. et Ivicsics, L., Obs. of the noise of bedload, *Proc. Int. Ass. Sci. Hydrol.*, 65, 384-390, 1963;
- [6] Belleudy, P., Valette, A., Graff, B., Passive hydrophone monitoring of bedload in river beds: first trials of signal spectral analyses, of U.S.G.S. Scientific Investigations Report 2010-5091, 2010
- [7] Beranek, L.L, "Noise and vibration control engineering", Wiley-Interscience, 1992;
- [8] Bradeau, G., Quelques techniques pour l'étude et la mesure de débit solide. *La Houille Blanche*, 1951;
- [9] Geay, T., Mesure acoustique passive du transport par charriage dans les rivières, thèse, Univ. Joseph Fourier, 2013;
- [10] Goldsmith W., 2003, Dover Publications Inc, p. 90;
- [11] Hertz, H., On the vibration of solid elastic bodies *J. Reine Angew. Math.* 92, 1882, pp. 156–171;
- [12] Johnson, P., Muir, T. C., Acoustic detection of sediment movement, *J. of Hydr. Res.*, 7(4), 519-540 , 1969;
- [13] Koss L. L., Alfredson, R. J., "Transient sound radiated by spheres undergoing an elastic collision", *Journal of Sound and Vibration* (1973) 27, pp. 59-75;
- [14] Lamb H., "Hydrodynamics", 1916, Cambridge University Press, p. 495;
- [15] Lawson, C.L. and R.J. Hanson, *Solving Least Squares Problems*, Prentice-Hall, 1974, Chapter 23, p. 161;
- [16] Muhlfhofer, L., Untersuchung uber die schwebestoffund geschiebefuhrung des Inn nächst Kirchbichl, *Die Wasserwirtschaft*, Nos. 1-6., 1933;
- [17] Oppenheim, A.V., Schafer, R.W., Buck, R.J., *Discrete-Time Signal Processing*, Prentice Hall, 1999, p. 737;
- [18] Rickenman et al., Bedload transport measurements with impact plate geophones: comparison of sensor calibration in different gravel-bed streams, *Earth Surf. Process. Landforms* 39, 928–942 (2014)
- [19] Strang, G., *Linear Algebra and its Applications*, Brooks Cole, 4th edition (2006), p. 392;
- [20] Thorne, P.D., Hoden, D.J., "Generation of underwater sound by colliding spheres", *J.A.S.A.*, 1988, 84(6);
- [21] Thorne P. D., "Laboratory and marine measurements on the acoustic detection of sediment transport", *J.A.S.A.*, 1986, 80(3);
- [22] Thorne, P. D., An intercomparison between visual and acoustic detection of seabed gravel movement. *Mar. Geol.*, 72: 11-31, 1986;
- [23] Thorne, P. D., Hanes, D.M., A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes, *Continental Shelf Research* 22 (2002) 603–632;
- [24] Tonolla, D., Lorang, M. S., Combining active and passive hydroacoustic techniques during flood events for rapid spatial mapping of bedload transport patterns in gravel-bed rivers, *Fundam. Appl. Limnol.* Vol. 184/3, 231–246, 2014;