



HAL
open science

Mesure acoustique des sédiments en suspension dans les rivières

Adrien Vergne

► **To cite this version:**

Adrien Vergne. Mesure acoustique des sédiments en suspension dans les rivières. Autre. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAU046 . tel-02115348

HAL Id: tel-02115348

<https://theses.hal.science/tel-02115348>

Submitted on 30 Apr 2019

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Océan, Atmosphère, Hydrologie (CEOAH)

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Adrien VERGNE

Thèse dirigée par **Jérôme LE COZ**, chercheur ICPEF, IRSTEA,
et codirigée par **Céline BERNI**, chargée de recherche, IRSTEA.

préparée au sein de l'UR Riverly, Irstea Lyon-Villeurbanne
dans l'École Doctorale Terre, Univers, Environnement

Mesure acoustique des sédiments en suspension dans les rivières

Acoustic measurement of suspended sediments in rivers

Thèse soutenue publiquement le **20 décembre 2018**,
devant le jury composé de :

Pr. Alexander E. HAY

Professor, Dalhousie University, Halifax, Canada (Rapporteur)

Dr. Stephanie A. MOORE

Adjunct professor, Univ. of Ottawa / ECCO, Ottawa, Canada (Rapporteur)

Dr. David HURTHUR

Directeur de Recherche CNRS, LEGI, Grenoble (Président)

Pr. Valéry BOTTIN

Professeur, INSA, Lyon-Villeurbanne (Examineur)

Dr. Romaric VERNEY

Chercheur, IFREMER, Brest-Plouzané (Examineur)

Dr. Jérôme LE COZ

Chercheur ICPEF, IRSTEA, Lyon-Villeurbanne (Directeur de thèse)

Dr. Céline BERNI

Chargée de recherche, IRSTEA, Lyon-Villeurbanne (Encadrante)

M. Gilles PIERREFEU

Ingénieur, Compagnie Nationale du Rhône, Lyon (Invité)

Dr. Guillaume FROMANT

Chercheur contractuel, LEGI, Grenoble (Invité)



Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier mes deux encadrants de thèse, Jérôme Le Coz et Céline Berni, pour m'avoir accordé leur confiance et pour m'avoir laissé une grande liberté dans mon travail, tout en m'aidant et en me conseillant autant que de besoin. Je me suis toujours senti soutenu et ce fut un plaisir de travailler avec vous.

J'ai aussi bénéficié de l'aide précieuse de mes collègues d'Irstea pour réaliser des manipes expérimentales. A ce titre, je souhaite remercier Guillaume Dramais, Mickaël Lagouy, Alexis Bernard, Fabien Thollet, Frédéric Lacroix, Raphaël Mons, Bernard Motte, Marina Launay, et toutes celles et ceux qui m'ont apporté leur aide sur de nombreux aspects.

La Compagnie Nationale du Rhône (CNR) a contribué à ces travaux de recherche en finançant la moitié de ma bourse de thèse et en mettant à disposition des moyens matériels et humains pour la réalisation de manipes expérimentales sur le Rhône. Je souhaite en particulier remercier Gilles Pierrefeu pour avoir suivi et appuyé mon travail tout au long de la thèse, ainsi que Jérôme Laurent et Xavier Martin pour leur aide sur le terrain. L'Observatoire des sédiments du Rhône (OSR) a financé l'acquisition du profileur acoustique multifréquence Aquascap utilisé dans cette thèse.

Sur le plan scientifique, je souhaite remercier l'ensemble des membres de mon comité de suivi de thèse pour leurs apports intéressants et constructifs. J'ai en particulier beaucoup échangé avec Guillaume Fromant (LEGI, Grenoble), David Hurther (LEGI, Grenoble), Alain Crave (Geosciences Rennes) et Alexandre Hauët (EDF DTG, Grenoble). Je les remercie pour tout ce qu'ils ont pu m'apporter. Merci aussi à Romaric Verney (Ifremer, Brest) et Brice Mourrier (ENTPE, Lyon) pour m'avoir

donné accès à du matériel scientifique de leur laboratoires respectifs. Je souhaite enfin remercier tous les membres du jury pour avoir accepté de se pencher sur mon travail de thèse et pour les échanges aussi riches qu'intéressants qui se sont déroulés lors de la soutenance. Je remercie tout particulièrement Alexander E. Hay (Dalhousie University, Canada) et Stephanie Moore (University of Ottawa/ECCC, Canada) qui, en tant que rapporteurs de thèse, ont entrepris une lecture critique, exhaustive et très pertinente de mon travail.

En dernier lieu, je remercie mes proches qui m'ont énormément aidé par leur présence et leur aide matérielle : mon père Jean-Pierre, Véronique, Armelle et ma famille à Rennes, ma conjointe Cécile, mes amis Aurélie et Benjamin, et bien sûr mon exceptionnel collègue de bureau Ivan.

À mes parents.

Table des matières

Remerciements	i
Liste des tableaux	ix
Table des figures	x
1 Introduction	1
1.1 Mesurer le flux de sédiments en suspension dans les cours d'eau . . .	1
1.1.1 Transport sédimentaire en suspension	1
1.1.2 Problématiques liées au transport sédimentaire	4
1.1.3 Techniques de mesure actuelles	6
1.1.4 Intérêt pour l'acoustique	9
1.2 Système sonar et applications à la mesure des sédiments en suspension	13
1.2.1 Principes du sonar	13
1.2.2 Développement des méthodes en milieu marin	15
1.2.3 Applications en rivière	16
1.3 Problématique de la thèse	19
1.4 Plan de la thèse	20

2	Théorie	22
2.1	Introduction	22
2.2	Rétrodiffusion	24
2.2.1	Champ acoustique diffusé par une sphère solide en suspension	25
2.2.2	Sections efficaces	31
2.2.3	Rétrodiffusion par une suspension de particules	35
2.2.4	Modèles de diffusion semi-empiriques (sable)	40
2.3	Dissipation d'énergie (atténuation)	44
2.3.1	Principe	44
2.3.2	Atténuation liée à l'eau	45
2.3.3	Atténuation liée à une particule	46
2.3.4	Cas d'une suspension de particules	50
2.3.5	Modèles d'atténuation	53
2.3.6	Domaine d'influence de l'atténuation diffusive et visqueuse . .	53
2.4	Système sonar	55
2.4.1	Champ acoustique émis par un piston plan	55
2.4.2	Champ acoustique rétrodiffusé par un volume élémentaire . .	57
2.4.3	Intégration spatiale	57
2.4.4	Equation du sonar	61
2.5	Conclusion de la partie théorique	67
3	Mesures expérimentales	68
3.1	Introduction	68
3.2	Mesures acoustiques multifréquence	69

3.2.1	Profileur acoustique Aquascat 1000R	69
3.2.2	Bruit de fond et interférences	71
3.2.3	Gain et saturation	77
3.2.4	Constante de calibration k_t	82
3.2.5	Synthèse et retour d'expérience sur l'utilisation de l'Aquascat	92
3.3	Mesure des caractéristiques de la suspension	95
3.3.1	Mesure de la concentration massique	95
3.3.2	Mesure de la distribution granulométrique par diffraction laser	96
3.4	Expériences en cuve au laboratoire	100
3.4.1	Présentation générale	100
3.4.2	Cuve expérimentale (Irstea Lyon)	102
3.4.3	Test de la cuve DEXMES	112
3.4.4	Mesure de l'atténuation par réflexion sur une surface plane . .	126
3.4.5	Perspectives des expériences en laboratoire	134
3.5	Expériences en rivière	135
3.5.1	Présentation générale	135
3.5.2	Déploiement de l'Aquascat	137
3.5.3	Perspectives sur le déploiement de l'Aquascat en rivière	146
3.6	Conclusion sur les travaux expérimentaux	147
4	Réponse acoustique des sédiments fins	149
4.1	Introduction	149
4.2	Acoustic backscatter and attenuation due to river fine sediments : assessment of models and inversion methods (article)	150

4.3	Conclusion sur la réponse acoustique des sédiments fins	169
5	Applications en rivière	170
5.1	Introduction	170
5.2	Using a down-looking multi-frequency Acoustic Backscatter System (ABS) for measuring suspended sediments in rivers (article)	171
5.3	Conclusion sur les applications en rivière	186
6	Discussion sur la réponse acoustique en rivière	187
6.1	Introduction	187
6.2	Sound scattering by river suspended sediments : limitations of the solid particle theory (article)	188
6.3	Complément : analyse de la réponse acoustique en surface	208
6.4	Conclusion sur la réponse acoustique en rivière	212
7	Conclusion et perspectives	214
7.1	Approche de la thèse	214
7.2	Mesure et déploiement	215
7.3	Écarts constatés entre la théorie et les mesures empiriques	217
7.3.1	Réponse acoustique des sédiments fins	217
7.3.2	Réponse acoustique en rivière	219
7.4	Possibilités actuelles	221
7.5	Perspectives	222
7.5.1	Recherche fondamentale	222
7.5.2	Développements méthodologiques à court terme	223

7.5.3	Installation expérimentale	224
7.5.4	Inversion du signal	225
7.5.5	Instruments de mesure	227
Annexe A Théorie		229
A.1	Rappels sur l'intensité acoustique	230
A.2	Expression analytique de la fonction de forme	231
A.3	Champ acoustique émis par un piston plan	233
A.4	Directivité des transducteurs	242
A.5	Somme des échos de plusieurs particules	246
A.6	Equation du sonar sous forme logarithmique	248
Annexe B Protocoles et matériel		250
B.1	Déploiement de l'Aquascats depuis un bateau	250
B.2	Séparation du sable et des sédiments fins dans un échantillon	254
B.3	Plan de la platine de fixation des transducteurs Aquascats	257
Bibliographie		259

Liste des tableaux

2.1	Limites du champ proche pour les transducteurs de l'Aquascats	64
3.1	Paramètres de la suspension utilisée pour calibrer l'Aquascats	85
3.2	Valeurs de la constante de calibration k_t	88
3.3	Détail des essais réalisés en cuve expérimentale au cours de la thèse .	101
3.4	Concentrations minimales en sable théoriquement nécessaires pour obtenir un signal de rétrodiffusion suffisant dans la cuve DEXMES . . .	122
3.5	Détail des mesures effectuées sur le terrain	136

Table des figures

1.1	Représentation schématique du transport solide en rivière	2
1.2	Exemple de distribution granulométrique bi-modale observée sur le Rhône	3
1.3	Sédiments vus au microscope à balayage électronique	4
1.4	Exemples de dispositifs de prélèvement utilisés sur le Rhône	8
1.5	Exemple de turbidimètre optique	9
1.6	Exemple de transect ADCP	11
1.7	Schéma illustrant le principe du sonar	14
1.8	Schéma du déploiement vertical et horizontal en rivière	18
2.1	Schéma du problème de diffusion d'une onde plane par une sphère . .	26
2.2	Fonction de forme pour une sphère solide en suspension	30
2.3	Section efficace totale de diffusion pour une sphère solide en suspension	33
2.4	Fonction de forme et section efficace totale de diffusion normalisée empiriques pour du sable	42
2.5	Comparaison de deux modèles de diffusion semi-empiriques avec le modèle sphère rigide	43

2.6	Schéma de la perte d'énergie liée à la diffusion d'une onde acoustique par une particule	46
2.7	Domaines d'influence de l'atténuation visqueuse et de l'atténuation diffusives	54
2.8	Schéma du problème de rétrodiffusion d'un volume élémentaire placé dans le champ acoustique lointain d'un transducteur	56
2.9	Relation temps/distance pour un sonar	59
2.10	Schéma de la relation entre échantillonnage temporel et spatial pour un sonar	65
2.11	Exemple de distribution du signal enregistré avec l'Aquascats	66
3.1	Photo du profileur acoustique Aquascats 1000R	70
3.2	Exemple de détermination du niveau de bruit de fond à partir de la queue du signal	72
3.3	Exemples d'évolution du bruit de fond en fonction de la distance par rapport au transducteur	73
3.4	Exemples de séries temporelles de bruit de fond présentant des interférences	76
3.5	Vérification des gains de l'Aquascats en mesurant la rétrodiffusion d'une suspension avec et sans amplification	80
3.6	Vérification du gain en utilisant le pic de réflexion sur une surface plane	81
3.7	Calibration de l'instrument : profils de SNR	87
3.8	Profils de k_t recalculés à partir des données de calibration	89
3.9	Augmentation du signal enregistré par l'Aquascats avec la distance . .	91

3.10	Matériel de filtration utilisé pour mesurer la concentration massique	95
3.11	Granulomètre laser Cilas 1190 utilisé dans la thèse	97
3.12	Comparaison des courbes granulométriques obtenues avec un Cilas 1190 et un Malvern Mastersizer 2000 sur un même échantillon	98
3.13	Photo de la cuve expérimentale utilisée à Irstea Lyon	103
3.14	Vues de l'installation expérimentale mise au point à Irstea Lyon	106
3.15	Comparaison du SNR à 1,0 MHz sur une suspension de billes de verre dans le cas d'une injection depuis la surface libre (génération de bulles d'air) et lors d'une remise en suspension après dégazage	108
3.16	Isolant ultrasonique utilisé pour diminuer les réflexions vers l'arrière dans la cuve expérimentale	111
3.17	Vues de la cuve expérimentale DEXMES	114
3.18	Bruit de fond enregistré dans la cuve DEXMES au repos	115
3.19	Distribution du bruit de fond enregistré dans la cuve DEXMES au repos	116
3.20	Signal enregistré dans la cuve DEXMES en eau claire (hélice en fonc- tionnement)	117
3.21	Distribution du signal enregistré en eau claire dans la cuve DEXMES	119
3.22	Répartition des valeurs supprimées pour corriger l'effet des interfé- rences liées à l'hélice dans la cuve DEXMES en eau claire	120
3.23	Rapport signal sur bruit dans la cuve DEXMES en eau claire	121
3.24	Rapport signal sur bruit (SNR) dans la cuve DEXMES pour une sus- pension de billes de verre	124

3.25	Profil de concentration des billes de verre dans la cuve DEXMES (inversion acoustique)	125
3.26	Plaque d'isolant ultrasonique utilisée pour éviter la saturation du pic de réflexion dans la cuve expérimentale	129
3.27	Exemple de pic de réflexion enregistré dans la cuve avec l'Aquascats .	130
3.28	Pic de réflexion enregistré dans la cuve dans différentes configurations (pompes allumées/éteintes; avec/sans sédiments)	132
3.29	Photos du déploiement de l'Aquascats depuis un bateau	139
3.30	Photos du déploiement de l'Aquascats depuis un support fixe	141
3.31	Photos de la cage utilisée pour descendre l'Aquascats dans la colonne d'eau	142
3.32	Photos de la descente de l'Aquascats dans la colonne d'eau à l'aide d'un treuil	143
3.33	Photos de la tentative de déploiement de l'Aquascats depuis une trille	145
6.1	Comparaison entre la concentration mesurée près de la surface et la formule empirique utilisant le s_v	209
6.2	Concentration obtenue près de la surface par inversion mono-fréquence	210
6.3	Comparaison entre la rétrodiffusion théorique d'une suspension de sable et la rétrodiffusion mesurée près de la surface	212
A.1	Schéma général d'une surface émettrice contenue dans un plan rigide	233
A.2	Vue en coupe de la surface émettrice contenue dans un plan rigide . .	234
A.3	Vue en coupe du problème dans le cas d'un piston plan	235

A.4	Système de coordonnées utilisé pour repérer un point M_0 sur le piston plan	236
A.5	Amplitude du champ acoustique sur l'axe d'un transducteur	239
A.6	Diagrammes de directivité des transducteurs de l'Aquascap	245

Chapitre 1

Introduction

1.1 Mesurer le flux de sédiments en suspension dans les cours d'eau

1.1.1 Transport sédimentaire en suspension

Les cours d'eau transportent naturellement, sous l'action du courant, d'importantes quantités de matériaux qui proviennent de l'érosion du bassin versant. Ces matériaux sont appelés sédiments, et la quantité de sédiments transportée par un cours d'eau sur un temps donné est appelée **flux solide**. Le transport sédimentaire dans les grands cours d'eau est schématisé sur la Figure 1.1.

On distingue généralement deux modes de transport du flux solide : le transport par charriage (*bedload*) et le **transport en suspension** (*washload* et/ou *suspended load*). Le transport par charriage concerne les sédiments les plus grossiers (sable

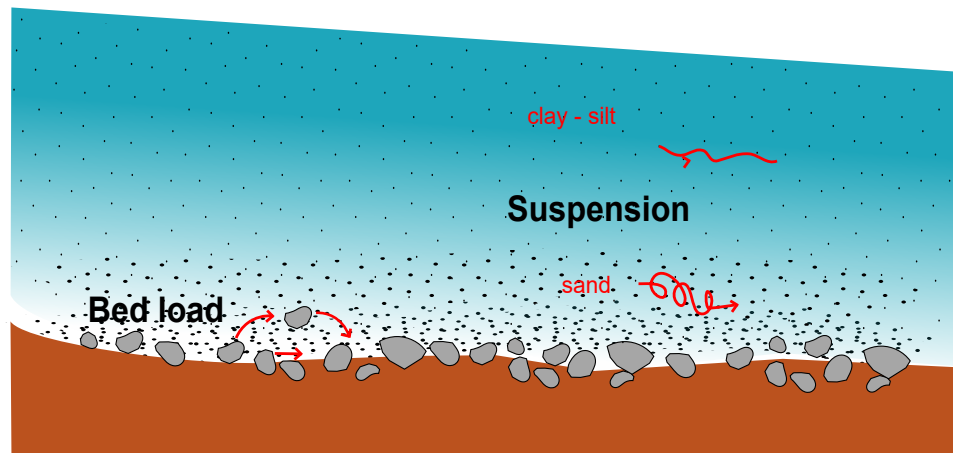


FIGURE 1.1 – Représentation schématique du transport solide en rivière : transport par charriage au fond et transport en suspension dans la colonne d’eau. Au sein de la suspension, les sédiments les plus fins (argile, limon) sont généralement relativement bien mélangés dans la colonne d’eau. Au contraire, le sable est plutôt observé près du fond et présente d’importants gradients de concentration verticaux et latéraux.

Sketch of river sediment transport: bedload transport at the bottom and suspended load transport in the water column. Within the suspended load, fine particles (clay, silt) are generally relatively well mixed in the water column. Conversely, suspended sand particles are rather observed close the bottom and show strong vertical and lateral concentration gradients.

grossier, gravier, cailloux) qui, sous l’action du courant, se déplacent au fond de la rivière en roulant, glissant ou en effectuant des petits bonds. Le transport en suspension concerne les particules les plus fines (argile, limon, sable fin), généralement inférieures à 1 mm, qui sont maintenues en suspension dans la colonne d’eau sous l’effet de la turbulence. Ces particules se déplacent à une vitesse proche de celle du courant. Malgré leur petite taille, les sédiments transportés en suspension constituent en général la majeure partie du flux solide. A titre d’exemple, le flux de particules en suspension est actuellement estimé à environ 6,1 Mm³/an sur le Rhône à Arles

(proche de l’embouchure) et le flux transporté par charriage entre 0,4 et 1,4 Mm³/an (Provansal et al., 2014).

Dans les grands cours d’eau, on observe souvent une **distribution granulométrique bi-modale** des sédiments en suspension (Agrawal et Hanes, 2015; Armijos et al., 2017) : la courbe granulométrique – qui représente la fréquence d’occurrence des tailles des particules – possède deux « pics » ou deux modes, comme illustré sur la Figure 1.2.

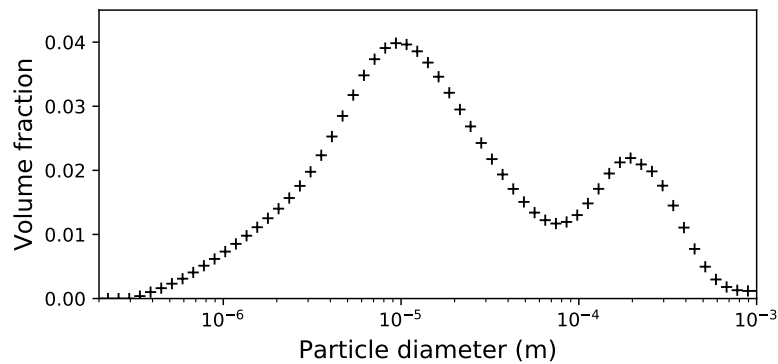


FIGURE 1.2 – Exemple de distribution granulométrique bi-modale observée dans le Rhône au niveau de la confluence avec l’Isère, à 7,5 m de profondeur (près du fond). On distingue un mode fin centré sur $\sim 10 \mu\text{m}$ et un mode sableux centré sur $\sim 190 \mu\text{m}$.

Example of bi-modal grain size distribution observed in the Rhône River, at the confluence with Isère River, at 7.5 m depth (close to the bottom). One sees a fine sediment mode centred at $\sim 10 \mu\text{m}$ and a sand mode centred at $\sim 190 \mu\text{m}$.

Le premier mode est généralement constitué de particules très fines, de l’ordre de 1 à 20 μm (cf. Fig. 1.3a), qui sont souvent bien mélangées dans le cours d’eau. Le second mode est quant à lui composé de particules de type sable ($> 63 \mu\text{m}$, cf.

Fig. 1.3b) qui sont transportées près du fond et qui présentent une variabilité spatiale beaucoup plus marquée, avec d'importants gradients de concentration latéraux et verticaux.

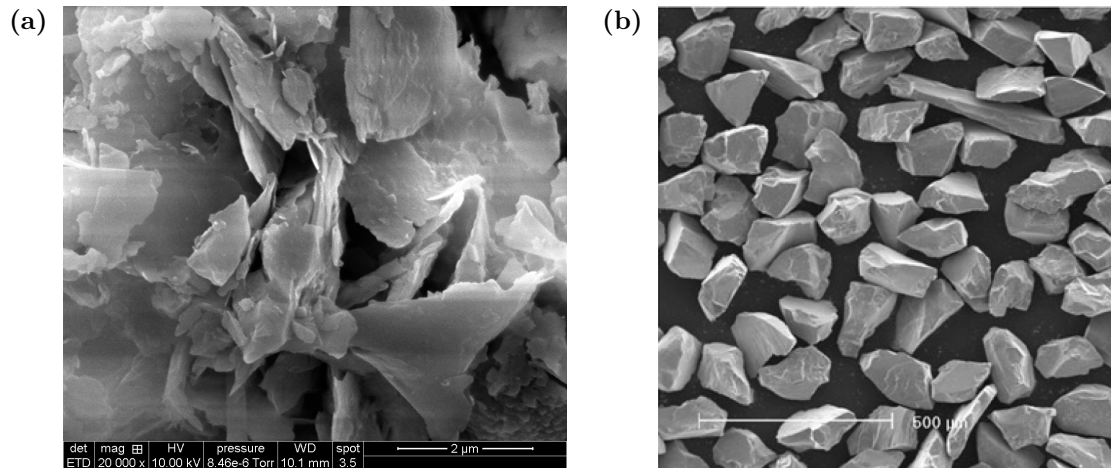


FIGURE 1.3 – Images au microscope à balayage électronique : (a) sédiments fins du Rhône ; (b) sable (source : Moate et Thorne 2009)

Scanning electron microscope images: (a) fine particles from the Rhône River ; (b) sand particles (source: Moate et Thorne 2009)

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons à la quantification des sédiments fins et du sable en suspension dans ces cours d'eau.

1.1.2 Problématiques liées au transport sédimentaire

La quantité de sédiments en suspension dans un cours d'eau dépend d'une part de l'apport en sédiments, et d'autre part de la capacité du cours d'eau à mettre et à maintenir ces sédiments en suspension sous l'effet de la turbulence. Lorsque la turbulence est trop faible, les particules se déposent au fond par simple gravité. Le transport en suspension est donc un phénomène dynamique : suivant les apports et les

conditions hydrauliques, les sédiments peuvent être mis en suspension, transportés ou déposés, ces processus tendant naturellement vers un relatif état d'équilibre à l'échelle du bassin versant.

Dès lors que les conditions hydrauliques et/ou les apports sédimentaires changent, cet état d'équilibre peut être modifié. En particulier, les grands aménagements hydrauliques réalisés au cours du XX^e siècle pour développer la navigation, la production d'électricité, pour renforcer la protection contre les inondations, etc. – ont parfois considérablement impacté les mécanismes de transport sédimentaire. Il en est de même des changements d'occupation du sol, comme le reboisement ou l'urbanisation, qui agissent sur la production sédimentaire. A titre d'exemple, le flux sédimentaire en suspension dans le Rhône à Arles était estimé à 18,8 Mm³/an à la fin du XIX^e siècle, contre 6,1 Mm³/an aujourd'hui (Provansal et al., 2014).

La modification du transport sédimentaire d'un cours d'eau peut conduire à des conséquences multiples, à la fois dans leur nature et dans les échelles temporelles et spatiales sur lesquelles elles s'appliquent. Ces impacts peuvent toucher l'écosystème de la rivière, notamment en modifiant les habitats de certaines espèces ; poser des problèmes de gestion des ouvrages hydrauliques – en particulier au niveau des barrages, qui peuvent se retrouver plus ou moins comblés par des dépôts sédimentaires ; entraîner une augmentation du risque inondation par exhaussement du lit ; ou encore conduire à des phénomènes d'érosion. Un exemple parmi les plus célèbres est l'érosion du delta du Mississippi, qui a reculé d'environ 45 km²/an en moyenne au siècle dernier (Chamberlain et al., 2018), en grande partie sous l'effet de la réduction drastique du flux solide lié à de multiples aménagements hydrauliques. En France, le

delta du Rhône est, dans des proportions bien plus modestes, confronté à la même problématique.

Les processus de transport sédimentaire sont donc parfois au centre d'enjeux environnementaux et économiques majeurs. L'inertie de ces processus, qui évoluent sur des dizaines voire des centaines d'années, fait qu'actuellement ces problématiques sont plutôt en augmentation. Logiquement, cela conduit à une augmentation des besoins de production de connaissances dans ce domaine, et en particulier à une demande croissante de mesures du flux solide. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette dynamique, en ayant pour objectif d'améliorer les méthodes de mesure existantes pour évaluer le flux de sédiments en suspension dans les grands fleuves.

1.1.3 Techniques de mesure actuelles

L'estimation du flux sédimentaire en suspension est généralement réalisée en multipliant le débit liquide du cours d'eau ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) par la **concentration massique** des sédiments en suspension dans la colonne d'eau ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$). La vitesse de l'eau et la concentration massique étant variables spatialement sur la section en travers d'un cours d'eau, ce calcul nécessite une intégration spatiale, voire temporelle lorsque l'on souhaite obtenir le flux solide moyen sur une période donnée. Les données de concentration massique sont souvent les plus difficiles à obtenir. Actuellement, deux méthodes de mesure sont principalement utilisées.

Prélèvements

La méthode par prélèvement, la plus simple dans son principe, consiste à prendre un échantillon d'eau directement dans la rivière et à mesurer ensuite la concentration au laboratoire, généralement par filtration et pesée. En pratique, s'il est assez simple de prélever un échantillon dans une rivière en surface et près de la berge, l'opération se complique dès lors que l'on souhaite mesurer la concentration au fond et au milieu d'un fleuve, a fortiori en conditions de crue. Pourtant, de telles mesures sont souvent nécessaires, en particulier lorsque l'on s'intéresse au flux de sable en suspension. Par ailleurs, le dispositif de prélèvement doit être isocinétique, c'est-à-dire que l'eau doit y pénétrer à la même vitesse que le flux environnant, ce afin d'éviter la ségrégation des particules en suspension.

Le prélèvement peut être « ponctuel », c'est-à-dire réalisé de manière quasi-instantanée, ou « intégratif », c'est-à-dire réalisé sur une durée plus longue, généralement quelques secondes à quelques minutes. Dans certains cas, le préleveur intégratif est déplacé dans la colonne d'eau pendant le prélèvement, ce qui permet de réaliser une intégration spatiale in situ de la concentration dans la zone explorée. La Figure 1.4 montre quelques exemples de dispositifs de prélèvement utilisés en rivière : bouteille Niskin pour un prélèvement ponctuel réalisé manuellement (Fig. 1.4a) ; saumon monté sur une traîlle pour un prélèvement intégratif à distance (Fig. 1.4b) ; station de prélèvement automatique par pompage (Fig. 1.4c).

Le prélèvement dans la colonne d'eau fournit une mesure directe et fiable de la concentration. Cependant, la mise en œuvre de cette technique nécessite généralement d'importants moyens humains. Surtout, seule une faible quantité de mesures

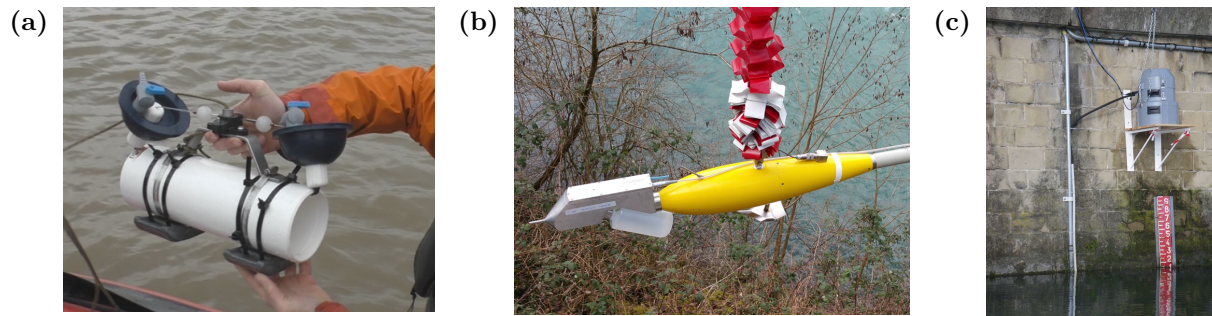


FIGURE 1.4 – Exemples de dispositifs de prélèvement utilisés sur le Rhône : (a) bouteille Niskin ; (b) saumon-préleveur monté sur une traile ; (c) préleveur automatique (pompage)

Examples of water samplers used in the Rhône River: (a) Niskin bottle ; (b) stream-lined sampler mounted on a cableway ; (c) automatic pump sampler

peut être obtenue avec cette méthode. Les données récoltées possèdent donc souvent une très faible résolution temporelle et spatiale. Lors de leur intégration pour calculer le flux solide, la faible résolution des mesures de concentration est une source d'incertitude importante : la variabilité de la suspension n'est généralement pas bien prise en compte.

Turbidimétrie

La mesure de turbidité est la mesure de substitution la plus couramment utilisée pour suivre la concentration en rivière. La turbidité optique est généralement obtenue en illuminant un petit volume d'eau et en mesurant la diffusion ou la rétrodiffusion optique des particules en suspension. Comme la turbidité dépend linéairement du nombre de particules, une fois la relation de calibration connue, on peut estimer la concentration massique. La relation linéaire entre turbidité et concentration dépend cependant des caractéristiques des particules en suspension (taille, forme, indice de

réfraction, etc.). Lorsque ces paramètres évoluent, la relation turbidité/concentration doit être ré-évaluée.

La Figure 1.5 montre un exemple de turbidimètre optique. Ces appareils permettent de mesurer la concentration massique en continu, mais la mesure reste ponctuelle dans l'espace. Cette technique est aussi principalement adaptée à la mesure des sédiments fins, la sensibilité des turbidimètres aux particules de sable étant beaucoup plus limitée.



FIGURE 1.5 – Exemple de turbidimètre optique

Example of optical turbidity sensor

1.1.4 Intérêt pour l'acoustique

Les techniques utilisées actuellement pour mesurer la concentration des sédiments en suspension et estimer le flux solide présentent des limitations importantes, notamment du fait de leur faible résolution spatiale, voire temporelle, entraînant de larges incertitudes dans l'estimation du flux solide, et en particulier dans l'estimation du flux de sable.

La technologie hydro-acoustique, notamment ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler), est maintenant largement utilisée en rivière pour mesurer le débit liquide. Le principe de l'ADCP est basé sur celui du sonar. Il permet d'estimer la vitesse sur toute la section en travers d'un cours d'eau, avec une très bonne résolution spatiale, comme illustré sur la Figure 1.6a. En plus d'une mesure de vitesse, ces instruments fournissent aussi une mesure de l'intensité de l'écho acoustique renvoyé par la colonne d'eau (Fig. 1.6b). Or, cette intensité dépend du nombre de particules en suspension dans l'eau et de leurs caractéristiques.

S'il était possible de tirer des informations sur ces particules à partir du signal acoustique, et en particulier si l'on pouvait en extraire la concentration massique, alors la technologie hydro-acoustique permettrait d'obtenir des mesures avec une résolution spatiale considérablement meilleure que les techniques actuelles, ce qui améliorerait beaucoup l'estimation du flux solide en suspension tout en réduisant significativement le temps et les moyens humains nécessaires pour réaliser les mesures. De plus, en couplant la mesure de concentration avec la mesure de vitesse, il serait éventuellement possible d'estimer le flux solide en suspension quasiment en temps réel. Enfin, il serait peut-être aussi envisageable de tirer des informations sur le flux solide à partir des nombreux jaugeages ADCP déjà effectués.

Une telle méthode est encore loin d'être opérationnelle, et sa faisabilité même – dans quelles conditions, avec quelles limitations – n'est pas encore certaine. Cependant, plusieurs éléments renforcent l'attrait pour ces techniques et plaident en faveur de leur développement. Les systèmes sonar sont maintenant bien maîtrisés, avec de nombreuses applications en océanographie et en imagerie médicale notamment (e.g.

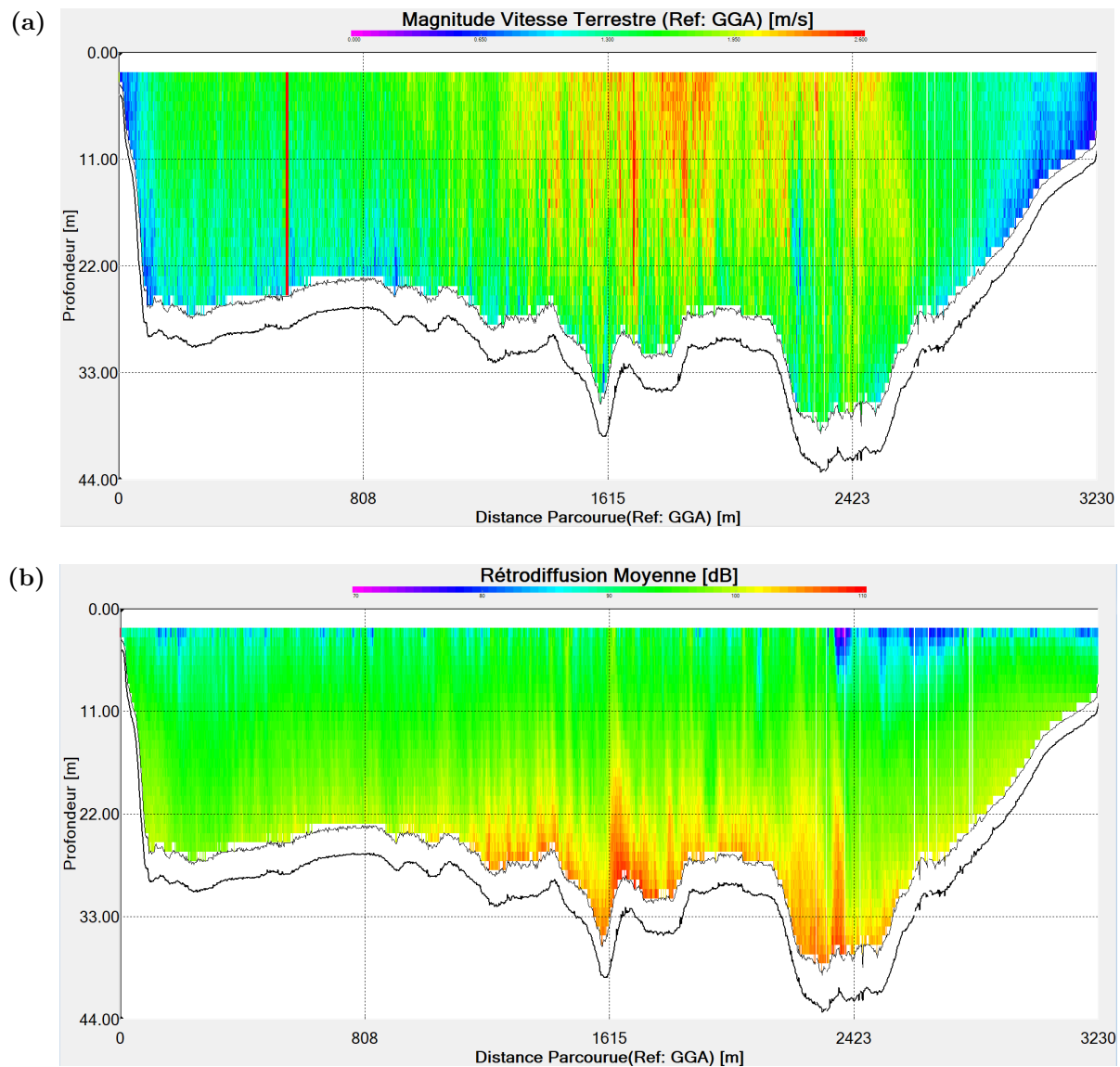


FIGURE 1.6 – Exemple de transect ADCP sur l’Amazonne à Manacapuru (Brésil) : (a) profil de vitesse ; (b) profil d’intensité de l’écho acoustique

Example of ADCP transect on the Amazone River at Manacapuru (Brazil): (a) velocity profile ; (b) echo intensity profile

échosondeur, échographie). Cette technologie est déjà utilisée en rivière pour mesurer le débit. Des méthodes de mesure hydro-acoustiques ont par ailleurs été développées avec succès pour mesurer la concentration des sédiments en suspension au fond de l’océan. Même si ces méthodes ne sont pas directement transférables en rivière, elles fournissent une base solide – notamment sur le plan théorique – pour de futurs développements (cf. Thorne et Hanes, 2002; Thorne et Hurther, 2014). Par ailleurs, une relation qualitative est déjà souvent observable entre les mesures acoustiques en rivière et les caractéristiques de la suspension (e.g. Holdaway et al., 1999; Hoitink et Hoekstra, 2005). Sur la Figure 1.6b, l’augmentation de l’intensité de l’écho acoustique vers le fond de la section visible est par exemple corrélée à une concentration plus importante du sable en suspension dans cette zone. Des applications quantitatives prometteuses utilisant des ADCPs horizontaux en rivière ont aussi récemment été mises au point (e.g. Moore et al., 2013; Topping et Wright, 2016).

Le développement de méthodes hydro-acoustiques pour mesurer la concentration des sédiments en suspension dans les rivières ne paraît donc pas complètement irréalisable. Ce travail de thèse cherche à progresser dans cette voie.

Dans les sections suivantes, nous abordons plus en détail les fondamentaux de la technologie sonar, les développements réalisés en milieu marin pour mesurer des suspensions de sable et les applications récemment réalisées en rivière.

1.2 Système sonar et applications à la mesure des sédiments en suspension

1.2.1 Principes du sonar

La technologie sonar (Sound Navigation and Ranging) a été développée à partir du début du XX^e siècle pour faciliter la navigation. Un bond technologique a été effectué pendant la seconde guerre mondiale pour des applications militaires. De nombreuses applications civiles (pêche, océanographie, ...) ont ensuite vu le jour après-guerre.

Le principe du sonar est illustré sur la Figure 1.7. Il consiste à envoyer dans l'eau une onde sonore à une fréquence relativement élevée – quelques kilohertz (kHz) à quelques mégahertz (MHz) – pendant un laps de temps très court, généralement de l'ordre de quelques microsecondes (μs) à quelques millisecondes (ms). Cette impulsion sonore est appelée **pulse** ou *ping*. Lorsque, au cours de sa propagation, le pulse rencontre un corps étranger relativement petit – par exemple un grain de sable dans le cas qui nous intéresse – on assiste à un phénomène de **diffusion acoustique** (*sound scattering*) : un écho est émis dans toutes les directions de l'espace par le corps en suspension. L'écho qui revient vers le sonar est appelé **rétrodiffusion** (*backscatter*) et peut être enregistré par le sonar. En acoustique sous-marine, le corps à l'origine de la réflexion est souvent appelé cible (*target*).

Comme le pulse, l'écho réfléchi par la ou les cibles est de très courte durée. En mesurant le temps écoulé entre l'émission du pulse et la réception d'un écho, on peut – si on connaît la vitesse du son dans l'eau – déterminer à quelle distance la

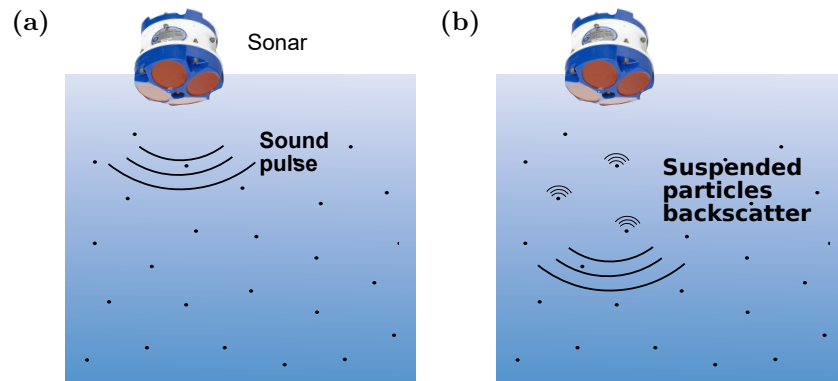


FIGURE 1.7 – Principe du sonar : (a) émission d’un pulse sonore dans l’eau ; (b) rétrodiffusion par les particules en suspension

Sonar principle: (a) sound pulse emission into water ; (b) suspended particles backscattering

cible se trouve du sonar. Cette capacité à mesurer une distance entre la source (le sonar) et une cible donne tout son intérêt à cette technologie : on peut alors obtenir une information spatialisée le long du faisceau acoustique, voire sur une section plus large si on déplace l’instrument, comme dans le cas d’un transect ADCP (Fig. 1.6).

La portée d’un sonar – c’est-à-dire la distance maximale de détection d’une cible – est cependant limitée par le phénomène d’**atténuation acoustique** (*sound attenuation*) : à mesure qu’une onde sonore se déplace dans l’eau, elle perd en intensité, et finit par s’atténuer totalement. Ce phénomène est d’abord dû à la divergence géométrique – c’est-à-dire à la répartition de l’énergie sonore sur une surface de plus en plus grande – et à la viscosité de l’eau, dissipant une partie de l’énergie sous forme de chaleur. Lorsqu’elles sont suffisamment nombreuses, les particules en suspension dans l’eau peuvent aussi jouer un rôle non négligeable dans l’atténuation acoustique.

Pour une introduction plus détaillée, mais très accessible, aux principes fondamentaux des systèmes sonar, nous conseillons la lecture de l'introduction de l'ouvrage *Fisheries Acoustics* (Simmonds et MacLennan, 2005).

Pour mesurer des sédiments en suspension avec un sonar, il est donc d'abord nécessaire de caractériser la **réponse acoustique** des sédiments, c'est-à-dire leur impact sur la rétrodiffusion et sur l'atténuation, ce qui permet ensuite de développer des méthodes d'inversion du signal acoustique. Suite à de nombreux travaux en océanographie, de telles méthodes sont maintenant relativement opérationnelles pour mesurer des suspensions de sable en milieu côtier.

1.2.2 Développement des méthodes en milieu marin

A partir des années 1950, de nombreuses études théoriques et expérimentales furent réalisées pour caractériser de plus en plus finement le phénomène de diffusion acoustique par des corps en suspension aux géométries simples, en particulier par une sphère (Faran, 1951; Neubauer et al., 1974, parmi d'autres). Ces travaux ont notamment abouti au développement de la *resonance scattering theory* (Gaunard et Uberall, 1983), décrivant précisément le champ acoustique diffusé par une sphère solide élastique en suspension. La théorie de la diffusion par une sphère a ensuite été élargie au cas d'un grand nombre de sphères en suspension, en particulier grâce aux travaux d'A. E. Hay et de P. D. Thorne (e.g. Hay et Schaafsma, 1989; Thorne et Campbell, 1992). Suite au bon accord entre la théorie et les mesures expérimentales réalisées sur des suspensions de billes de verre, de nombreuses études ont été menées

en laboratoire pour adapter le modèle sphérique au cas d'une suspension de particules naturelles de sable (Sheng et Hay, 1988; Hay, 1991; Thorne et al., 1993; Thorne et Buckingham, 2004; Thorne et Meral, 2008, parmi d'autres). Ces travaux ont permis de développer des modèles semi-empiriques décrivant la réponse acoustique du sable en suspension, ouvrant la voie à la mise au point de techniques d'inversion du signal (Hay et Sheng, 1992; Thosteson et Hanes, 1998; Thorne et al., 2011; Hurther et al., 2011; Wilson et Hay, 2015, parmi d'autres) et à des applications de mesure in situ en milieu marin (e.g. Thorne et Hardcastle, 1997; Moate et al., 2016).

Un état des lieux de ces techniques est donné dans Thorne et Hanes (2002) et Thorne et Hurther (2014). Ces méthodes sont maintenant relativement opérationnelles, les plus élaborées utilisant plusieurs fréquences – généralement comprises entre 0,3 et 6,0 MHz – et permettant d'inverser le profil de concentration et de taille des particules sur quelques mètres le long du faisceau acoustique. Des profileurs acoustiques multifréquence permettant de mesurer précisément la rétrodiffusion sont disponibles dans le commerce. Ces instruments sont parfois appelés ABS (Acoustic Backscatter System). Enfin, il existe maintenant une méthode relativement simple pour calibrer ces instruments (Betteridge et al., 2008), c'est-à-dire pour déterminer la relation entre la mesure obtenue en sortie de l'instrument et la valeur absolue de la rétrodiffusion dans la colonne d'eau.

1.2.3 Applications en rivière

En comparaison avec l'océanographie, les techniques de mesure acoustique des sédiments en suspension dans les rivières sont beaucoup moins avancées. L'intérêt

pour ces techniques a commencé à émerger vers le milieu des années 2000, principalement du fait de la démocratisation de l'utilisation des ADCPs pour mesurer le débit. Jusqu'à présent, les études menées en rivière ont d'ailleurs, dans leur très grande majorité, utilisé des ADCPs pour mesurer la rétrodiffusion plutôt que des instruments plus spécifiques type ABS.

L'application opérationnelle la plus avancée à l'heure actuelle, développée en particulier par l'USGS (United States Geological Survey), consiste à utiliser des ADCPs déployés horizontalement depuis la berge (Fig. 1.8a) pour mesurer en continu la concentration des sédiments fins, voire du sable, dans la lame d'eau insonifiée. Cette technique repose sur l'hypothèse fondamentale d'une suspension homogène le long du faisceau acoustique, à la fois en termes de concentration et de taille des particules. Lorsque cette hypothèse est vérifiée, il est alors possible de mesurer directement l'atténuation acoustique et la rétrodiffusion, qui sont constantes dans la lame d'eau insonifiée. Dans le cas d'une suspension bi-modale comme celle présentée sur la Figure 1.2, la concentration en sédiments fins est proportionnelle à l'atténuation acoustique, et la concentration en sable est proportionnelle à la rétrodiffusion. En utilisant des données de calibration, on peut déterminer la relation entre la concentration en sédiments fins et l'atténuation d'une part, et entre la concentration en sable et la rétrodiffusion d'autre part. Il est alors possible de mesurer en continu ces deux concentrations dans la lame d'eau insonifiée (Topping et al., 2007; Wright et al., 2010; Moore et al., 2012). Les conditions nécessaires pour appliquer cette méthode ont été étudiées par Hanes (2012), et un guide technique détaillé a récemment

été publié par l'USGS (Landers et al., 2016). Certains problèmes rencontrés à faible concentration ont aussi récemment été étudiés par Haught et al. (2017).

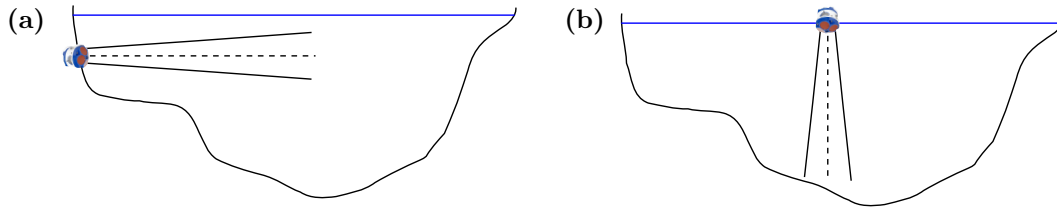


FIGURE 1.8 – Déploiement en rivière, section en travers : (a) tir horizontal; (b) tir vertical

River deployment, cross-section: (a) side-looking; (b) down-looking

Les relations de calibration utilisées par cette méthode dépendent fortement des caractéristiques de la suspension, et en particulier de la taille des particules. Il est donc nécessaire de ré-évaluer ces relations dès que les caractéristiques de la suspension évoluent. Des améliorations récentes, utilisant plusieurs fréquences, ont toutefois permis de réduire cette dépendance aux données de calibration (Moore et al., 2013; Topping et Wright, 2016).

Cette technique ne tire cependant pas pleinement parti de la capacité des systèmes sonar à fournir une information spatialisée. Dans cet objectif, il est en effet plus intéressant de déployer l'instrument verticalement depuis la surface (Fig. 1.8b). Les études expérimentales réalisées dans cette configuration (e.g. Reichel et Nachtnebel, 1994; Guerrero et al., 2011; Latosinski et al., 2014; Boldt, 2015; Venditti et al., 2016) n'ont pour l'instant pas abouti à des avancées méthodologiques conséquentes.

Globalement, les travaux portant sur la mesure acoustique des sédiments en suspension dans les rivières ont jusqu'ici adopté une approche assez empirique, souvent spécifique aux sites étudiés. La base théorique mobilisée repose essentiellement sur

celle développée en océanographie, bien qu’il existe des différences importantes entre l’environnement marin et celui des cours d’eau – en particulier au niveau de la distribution granulométrique des particules en suspension. A notre connaissance, il n’existe pas d’étude plus théorique et/ou de laboratoire sur la réponse acoustique des suspensions en rivière. En conséquence, la compréhension des phénomènes physiques liés à la rétrodiffusion et à l’atténuation acoustique dans les rivières demeure relativement limitée.

1.3 Problématique de la thèse

Ce travail de thèse s’inscrit dans un objectif global de développement de nouvelles techniques, en l’occurrence basées sur la technologie hydro-acoustique, pour mesurer la concentration des sédiments en suspension dans les rivières. L’intérêt principal est de compléter les méthodes de mesure déjà existantes, afin d’améliorer l’estimation du flux solide en suspension.

Les applications attendues concernent principalement les grands cours d’eau, c’est-à-dire les rivières ou les fleuves relativement larges et profonds. D’une part parce que ces cours d’eau concentrent généralement les problèmes et les enjeux liés au transport sédimentaire en suspension. D’autre part car l’utilisation des techniques classiques y est plus compliquée, en particulier la réalisation de prélèvements. Les systèmes sonar actuels type ABS ou ADCP nécessitent en outre un volume d’eau suffisamment important pour être déployés et éviter les échos parasites du fond et des berges.

Les études réalisées dans ce domaine étant encore peu nombreuses et assez empiriques, ce travail de thèse intervient à un stade relativement exploratoire dans le développement de ces méthodes. Il s'agit d'essayer de mieux définir les possibilités actuellement offertes par l'hydro-acoustique, les potentialités futures de ces techniques, leur limitations et les problèmes à résoudre en priorité pour progresser vers des applications opérationnelles.

Cette dimension exploratoire nous a conduit à adopter plusieurs approches. Nous avons cherché à accumuler des connaissances théoriques – principalement issues de l'océanographie ; à réaliser des expériences en laboratoire dans des conditions contrôlées ; et à réaliser des mesures en conditions réelles sur le terrain. Ces trois approches sont complémentaires et se sont nourries mutuellement.

1.4 Plan de la thèse

Le Chapitre 2 est consacré à la théorie de la réponse acoustique d'une suspension de particules solides non-cohésives, telle qu'elle a été développée en océanographie pour mesurer des suspensions de sable. Bien que nos travaux de thèse aient fini par montrer que cette théorie n'est pas suffisante pour rendre compte de tous les processus observés en rivière, elle n'en constitue pas moins une base nécessaire et indispensable.

Le Chapitre 3 aborde les méthodes expérimentales mises en œuvre pendant la thèse. Il s'agit notamment de fournir un retour d'expérience sur l'ABS utilisé, sur

le développement d'installations expérimentales au laboratoire et sur le déploiement de l'instrument sur le terrain.

Le Chapitre 4, présenté sous forme d'article, s'intéresse à la réponse acoustique des sédiments fins, étudiée au laboratoire. Ces travaux ont été réalisés après avoir constaté que, dans les mesures réalisées sur le terrain, la prise en compte des sédiments fins était largement problématique.

Le Chapitre 5, également présenté sous forme d'article, s'intéresse à deux cas de mesures in situ en rivière. Ces travaux ont été réalisés dans l'objectif de tester les possibilités et les limitations des méthodes hydro-acoustiques dans l'état actuel des connaissances.

Le Chapitre 6, également présenté sous forme d'article, est une discussion sur un certain nombre de points problématiques soulevés au cours de ces travaux de thèse et qui n'ont pas été résolus. Il s'agit principalement d'écarts constatés entre la théorie de la rétrodiffusion acoustique par des particules solides en suspension et les mesures acoustiques réalisées sur le terrain.

Enfin, la conclusion et les perspectives de ces travaux sont présentées dans le Chapitre 7.

Chapitre 2

Théorie

2.1 Introduction

Nous abordons dans ce chapitre la théorie de la **rétrodiffusion** et de l'**atténuation acoustique** par une **suspension incohérente** de **particules solides non-cohésives**. Cette théorie a initialement été développée en océanographie pour décrire la réponse acoustique d'une suspension de sable, et a jusqu'à présent été utilisée en rivière pour interpréter le signal acoustique. Bien que cette théorie ne soit probablement pas suffisante pour rendre compte de tous les processus physiques impactant la réponse acoustique en rivière, elle n'en constitue pas moins une base nécessaire et indispensable pour les applications qui nous intéressent.

Les travaux fondamentaux ayant conduit au modèle physique décrivant la rétrodiffusion par des particules solides en suspension sont relativement éparpillés dans

un certain nombre d'ouvrages et d'articles, produits par différents auteurs. En conséquence, les termes et les notations utilisés ne sont pas encore bien unifiés.

L'objectif de ce chapitre est de fournir une vision relativement détaillée de cette théorie. Des relations entre des concepts, des termes et des notations parfois utilisées par des auteurs différents sont explicitées – quitte à engendrer une certaine redondance. Cette redondance est assumée car il nous semble utile de préciser en quoi certains concepts utilisés dans la littérature sont parfois identiques, ou au contraire différents, ayant nous-même été confronté au cours de cette thèse à des difficultés pour comprendre et relier entre eux certains concepts. Une présentation beaucoup plus synthétique de cette théorie est par ailleurs donnée dans le Chapitre 4.

Le cas traité dans ce chapitre est plus précisément celui correspondant à l'instrument que nous avons utilisé pour réaliser les mesures expérimentales : c'est-à-dire l'utilisation d'un système **sonar** en configuration **monostatique** – où l'émetteur et le récepteur sont situés au même endroit (en pratique : le même transducteur est utilisé en émission et en réception) ; et en **bande étroite** – le pulse (i.e. l'impulsion acoustique) émis dans l'eau par le sonar possède une bande passante resserrée autour d'une fréquence centrale. En pratique, on fera l'hypothèse que cette fréquence centrale est l'unique fréquence du pulse.

Il s'agit ici de relier la grandeur mesurée par le système sonar, à savoir la valeur efficace de la **tension électrique** V_{rms} enregistrée par l'instrument ; à la grandeur dont on souhaite connaître la valeur, à savoir la **concentration massique** M des sédiments en suspension dans l'eau à la distance r du sonar. Cette relation est syn-

thétisée dans **l'équation du sonar**, dont une forme couramment utilisée pour les applications qui nous intéressent s'écrit :

$$\sqrt{\overline{V_{rms}^2}} = \frac{k_s k_t}{r} M^{1/2} e^{-2\alpha r} \quad (2.1)$$

où $\overline{V_{rms}^2}$ représente une moyenne quadratique sur un grand nombre de tirs sonar (i.e. un grand nombre de mesures), k_s est un terme lié aux propriétés des particules en suspension (taille, densité, ...), k_t est un terme principalement lié aux caractéristiques de l'instrument et α est un terme d'atténuation.

Dans ce chapitre, nous détaillons les fondements de cette équation. Notre objectif est d'exposer les mécanismes physiques ainsi que les hypothèses sur lesquels repose cette relation. Pour cela, nous abordons d'abord la **rétrodiffusion** acoustique à l'origine de l'écho enregistré par l'instrument ; puis nous nous intéressons aux mécanismes d'**atténuation** du signal acoustique, à la fois dus à l'eau et aux particules en suspension ; et nous présentons enfin quelques aspects importants des **systèmes sonar** (champ acoustique émis, volume mesuré, ...) dont la prise en compte est nécessaire pour pouvoir aboutir à l'équation du sonar présentée ci-dessus.

2.2 Rétrodiffusion

La **diffusion** acoustique est le phénomène physique engendré lorsqu'une onde acoustique (ici : une impulsion sonar) rencontre un corps étranger dans le milieu de propagation (ici : une particule en suspension dans l'eau). La particule « réfléchit » (ou plus précisément : diffuse) une partie de l'énergie de l'onde incidente dans toutes

les directions de l'espace ; et produit donc un écho. L'écho réfléchi « en arrière », i.e. dans le sens inverse de la direction de propagation de l'onde incidente – est appelé **rétrodiffusion**. C'est cet écho qui est enregistré par le système sonar.

2.2.1 Champ acoustique diffusé par une sphère solide en suspension

Solution analytique et fonction de forme

La diffusion d'une onde acoustique plane par une sphère solide élastique plongée dans un fluide a fait l'objet d'un important travail théorique depuis les années 1950 (Faran, 1951; Hickling, 1962; Neubauer et al., 1974; Gaunaurd et Uberall, 1983; Hay et Mercer, 1985; Thorne et Campbell, 1992, parmi d'autres). Nous ne détaillerons pas ici les calculs qui ont permis d'aboutir à l'expression analytique du champ diffusé par une sphère, ni les phénomènes de vibration et de résonance qui interviennent dans ce problème. Nous nous contenterons simplement de présenter quelques expressions tirées de ces travaux théoriques et couramment utilisées aujourd'hui.

On considère une sphère de rayon a_s placée dans le champ lointain d'un système sonar (i.e. à une distance $d \gg a_t$ où a_t est le rayon du transducteur). En considérant que le rayon a_s de la sphère est très petit par rapport à la distance entre la sphère et la source (i.e. le système sonar), l'onde acoustique incidente arrivant sur la sphère est assimilée à une onde plane. On utilise un repère centré sur la sphère tel que présenté sur la Figure 2.1. L'axe (Oz) correspond à la direction de propagation de

l'onde incidente. Étant donnée la symétrie de révolution du problème autour de l'axe (Oz) , la solution est indépendante de l'azimut ϕ , et on repérera un point M par le couple de coordonnées (r, θ) .

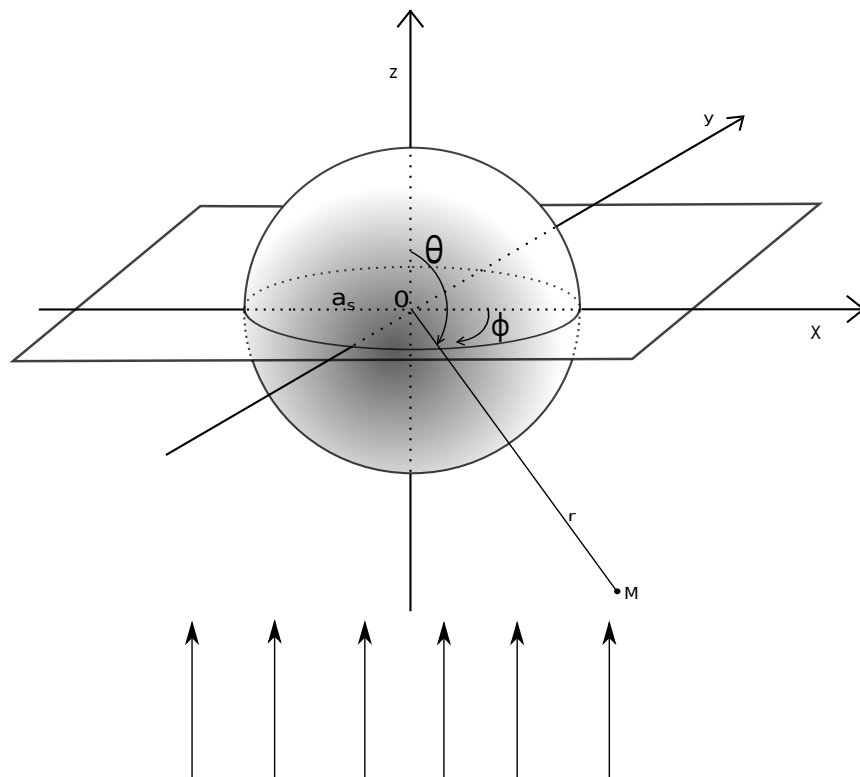


FIGURE 2.1 – Schéma du problème de diffusion d'une onde plane par une sphère
Layout of the problem: scattering of a plane wave by a sphere in suspension

On note $p_s = \Re(\widehat{p}_s) = \Re(\widehat{P}_s(r, \theta) e^{i\omega t})$ le champ de pression acoustique créé par la diffusion, où \Re indique la partie réelle et ω la pulsation ; et $p_i = \Re(\widehat{p}_i) = \Re(\widehat{P}_i e^{i\omega t})$ le champ de pression acoustique incident qui aurait été mesuré en l'absence de la sphère au point O (centre de la sphère). Dans tout ce chapitre, les valeurs surmontées d'un $\widehat{\cdot}$ indiquent des valeurs complexes.

Remarquons que l'on considère ici une sphère immobile, i.e. l'onde diffusée possède la même fréquence que l'onde incidente (i.e. ω reste constant). Lorsque la sphère est en mouvement, ce n'est plus le cas. On considérera cependant que le décalage fréquentiel – lorsqu'il advient – est suffisamment faible pour que le signal reste dans la bande passante du transducteur et n'impacte pas significativement l'intensité acoustique enregistrée par le système sonar.

Neubauer et al. (1974) ont introduit dans le traitement de ce problème la notion de « fonction de forme » (*form function* ou *form factor*), qui permet de relier le champ diffusé au champ incident :

$$\widehat{p}_s(r, \theta, t) = \frac{\widehat{P}_i a_s}{2r} e^{-ikr} \widehat{f}_r(r, \theta) e^{i\omega t} \quad (2.2)$$

où k le nombre d'onde. La fonction de forme $\widehat{f}_r(r, \theta)$ est définie dans l'espace complexe, mais son module peut être évalué expérimentalement en mesurant l'amplitude (réelle) P_i de la pression incidente et l'amplitude P_s du champ réfléchi :

$$|\widehat{f}_r(r, \theta)| = \frac{2r P_s(r, \theta)}{a_s P_i} \quad (2.3)$$

La fonction de forme « décrit » en quelque sorte la façon dont l'onde acoustique est diffusée par la sphère. Cette notion est équivalente à celle de « longueur de diffusion » (Medwin et Clay, 1998) utilisée en acoustique sous-marine et définie loin du corps diffusant par :

$$|\widehat{\mathcal{L}}(\theta)| = \frac{P_s(r, \theta)r}{P_i} = \frac{a_s}{2} |\widehat{f}_\infty(\theta)| \quad (2.4)$$

où $\widehat{f}_\infty(\theta)$ est l'expression de la fonction de forme loin du corps diffusant ($r \gg a_s$) – qui ne dépend alors plus de r mais uniquement de θ . La longueur $|\widehat{\mathcal{L}}(\theta)|$ est exprimée en mètre et peut être mesurée expérimentalement, mais ne correspond pas à une grandeur géométrique du corps diffusant. Notons que la longueur de diffusion définie par Medwin et Clay (1998) dans le cas général intègre aussi normalement l'atténuation le long du chemin acoustique (hors divergence géométrique et atténuation liée à l'eau).

Dans le cas où $\theta = 180^\circ$ (rétrodiffusion ou *backscattering*) et $r \gg a_s$, l'expression analytique de la fonction de forme $\widehat{f}_\infty(\pi)$ pour une sphère solide élastique est donnée dans l'Annexe A.2. Dans la suite de ce chapitre, pour simplifier les notation, $|\widehat{f}_\infty(\pi)|$ sera simplement noté f_∞ .

L'expression analytique de la fonction de forme donnée dans l'Annexe A.2 est issue de la théorie de la diffusion résonnante (*resonance scattering theory*, Gaunaud et Uberall 1983). Cette théorie a permis de montrer que le champ diffusé par une sphère solide élastique pouvait être appréhendé comme la somme du champ diffusé par une sphère rigide (indéformable), dont l'expression est obtenue en faisant tendre la célérité des ondes de compression et de cisaillement dans la sphère (resp. c_l et c_t , cf. Annexe A.2) vers $+\infty$; et d'une composante de résonance liée à l'élasticité de la sphère. Le modèle de la sphère rigide est d'ailleurs souvent utilisé en première approximation et donne des résultats relativement satisfaisants, à l'exception des phénomènes de résonance intervenant pour des valeurs de $x = ka_s$ élevées (Hay et

Mercer, 1985; Thorne et Campbell, 1992). La Figure 2.2 montre la fonction de forme f_∞ en fonction de $x = ka_s$ pour une sphère solide élastique en quartz ($c_t = 3545$ m/s ; $c_l = 5550$ m/s ; $\rho_s = 2650$ kg/m³, Thorne et Campbell 1992) ainsi que pour une sphère rigide de même densité.

Régime de Rayleigh et régime géométrique

Deux régimes de rétrodiffusion sont observés sur Figure 2.2 en fonction de la valeur de $x = ka_s$:

- le régime de **Rayleigh** : lorsque $x \ll 1$ (i.e. la particule est petite devant la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$), la rétrodiffusion est faible. Tout se passe comme si l'onde incidente « contournait » l'objet (phénomène de diffraction). On n'observe pas de phénomène de résonance. La rétrodiffusion augmente rapidement avec la taille de la particule. Une approximation de la fonction de forme dans ce régime est donnée par (Medwin et Clay, 1998, p. 275) :

$$f_\infty \approx 2x^2 \left[\frac{e-1}{3e} + \frac{g-1}{2g+1} \right] \quad x \ll 1 \quad (2.5)$$

avec :

$g = \rho_s/\rho_0$: rapport entre la densité de la sphère et celle du fluide ;

$e = E_s/E_0$: rapport entre la compressibilité de la sphère et celle du fluide.

- le régime **géométrique** : lorsque $x \gg 1$ (i.e. la particule est grande devant la longueur d'onde), en dehors des modes de résonance, la façon dont la particule rétrodiffuse l'onde incidente ne dépend presque plus de sa taille. On a alors :

$$f_\infty \approx 1 \quad x \gg 1$$

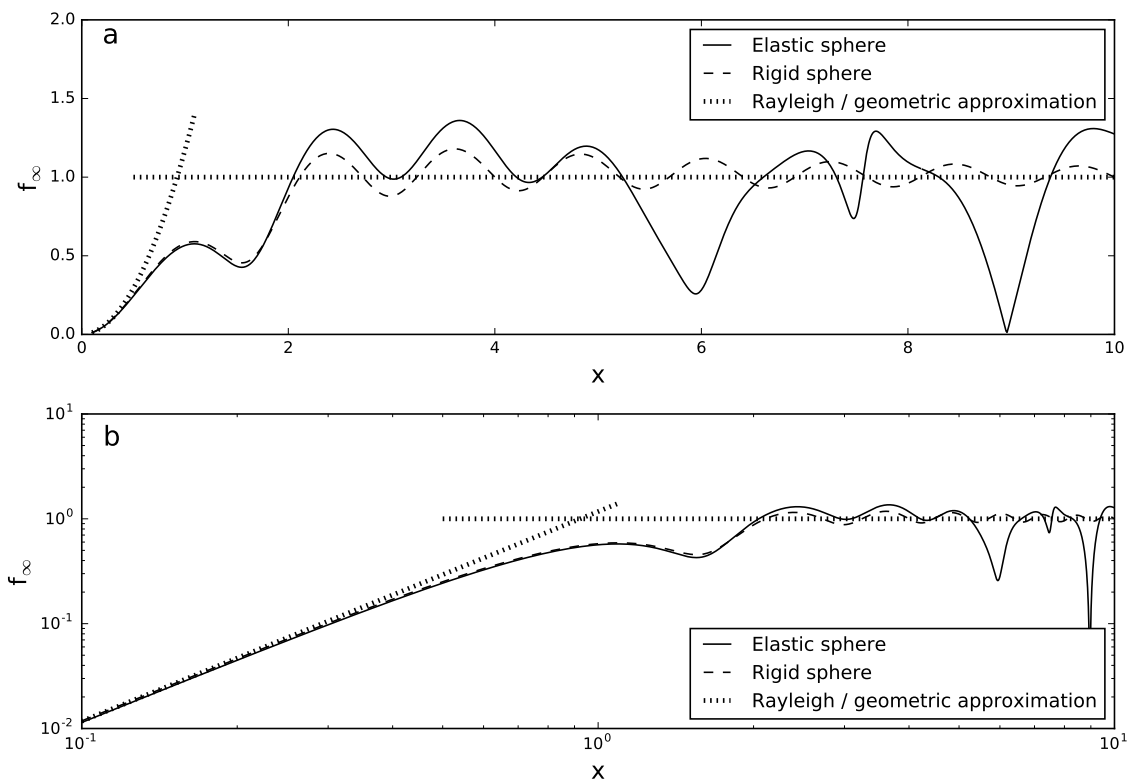


FIGURE 2.2 – Facteur de forme en fonction de $x = ka_s$ pour une sphère solide élastique, pour une sphère rigide, et approximation des régimes de Rayleigh et géométrique (a) échelle linéaire ; (b) échelle logarithmique.

Form factor (f_∞) vs. $x = ka_s$ for an elastic sphere made of quartz, a rigid sphere of quartz density, and Rayleigh and geometric scattering approximations (a) linear scale ; (b) log scale.

La Figure 2.2 compare ces approximations du régime de Rayleigh et du régime géométrique aux modèles « sphère élastique » et « sphère rigide » pour du quartz ($e = 39$, Thorne et Meral 2008).

2.2.2 Sections efficaces

Outre le facteur de forme (ou la longueur de diffusion) décrivant le champ de pression acoustique diffusé par la particule, il est aussi généralement utile de caractériser la diffusion en termes de redistribution ou de perte d'énergie. Dans ce cas, plusieurs grandeurs – exprimées en mètres carrés et donc analogues à des surfaces – sont utilisées. Ces grandeurs acoustiques sont appelées **sections efficaces** mais ne correspondent généralement pas à des caractéristiques géométriques de la particule en suspension.

Section efficace de diffusion différentielle

La grandeur $\Delta\sigma_s(\theta) = |\hat{\mathcal{L}}(\theta)|^2$ définie à une distance $r \gg a_s$ est appelée section efficace de diffusion différentielle (*differential scattering cross section*). Elle caractérise l'énergie acoustique diffusée par la particule dans la direction θ . Notons que pour une particule quelconque (non sphérique), $\Delta\sigma_s$ dépend aussi de l'azimut ϕ .

Section efficace de rétrodiffusion

Dans le cas de la rétrodiffusion ($\theta = \pi$), $\Delta\sigma_s(\pi) = \Delta\sigma_{bs}$ est appelée section efficace de rétrodiffusion (*backscattering cross section*). On a alors:

$$\Delta\sigma_{bs} = |\widehat{\mathcal{L}}(\pi)|^2 = \frac{a_s^2}{4} f_\infty^2 \quad (2.6)$$

Indice de réverbération

En océanographie, on définit l'indice de réverbération TS (*target strength*) par :

$$\text{TS} = 10 \log_{10} \left(\frac{\Delta\sigma_{bs}}{1 \text{ m}^2} \right) \quad (2.7)$$

Cette grandeur est exprimée en dB et est directement mesurable par un système sonar calibré.

Section efficace totale de diffusion

L'énergie totale diffusée par la particule est caractérisée par sa section efficace totale de diffusion σ_s (*total scattering cross section*), obtenue en intégrant la section efficace de diffusion différentielle ($\Delta\sigma_s$) sur tout l'espace :

$$\sigma_s = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \Delta\sigma_s(\theta) \sin\theta d\theta \quad (2.8)$$

L'expression analytique de σ_s pour une sphère solide élastique est donnée dans l'Annexe A.2. La Figure 2.3 montre la section efficace totale de diffusion théorique en fonction de $x = ka_s$ dans le cas d'une sphère solide élastique et dans le cas d'une sphère rigide, pour un rayon $a_s = 1 \text{ mm}$, en conservant les caractéristiques du quartz utilisées précédemment.

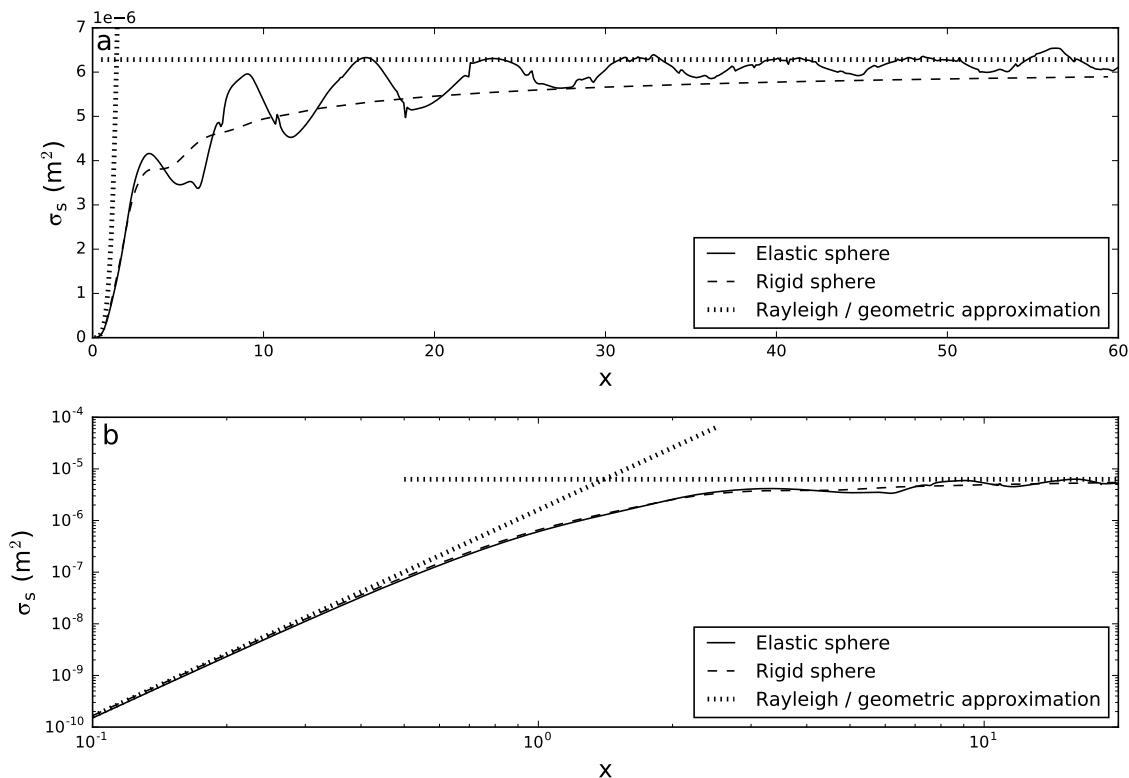


FIGURE 2.3 – Section efficace totale de diffusion (σ_s) en fonction de $x = ka_s$ pour une sphère de rayon $a_s = 1$ mm solide élastique, rigide, et approximation des régimes de Rayleigh et géométrique (a) échelle linéaire; (b) échelle logarithmique. Les paramètres utilisés sont ceux du quartz ($c_t = 3545$ m/s; $c_l = 5550$ m/s; $\rho_s = 2650$ kg/m³).

Total scattering cross section (σ_s) vs. $x = ka_s$ for an elastic sphere, a rigid sphere, and Rayleigh and geometric scattering approximations (a) linear scale; (b) log scale. Sphere radius was set to $a_s = 1$ mm. Quartz properties were used ($c_t = 3545$ m/s; $c_l = 5550$ m/s; $\rho_s = 2650$ kg/m³).

De même que pour la fonction de forme, on distingue sur la Figure 2.3 deux régimes de diffusion : le régime de Rayleigh et le régime géométrique. Les approxi-

mations de σ_s dans ces deux régimes sont données par (Medwin et Clay, 1998, p. 276) :

$ka_s \ll 1$:

$$\begin{aligned} \sigma_s &\approx \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi (ka_s)^4 \left[\frac{e-1}{3e} + \frac{g-1}{2g+1} \cos\theta \right]^2 \sin\theta d\theta \\ &\approx 4\pi a_s^2 (ka_s)^4 \left[\left(\frac{e-1}{3e} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{g-1}{2g+1} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

$ka_s \gg 1$:

$$\sigma_s \approx 2\pi a_s^2 \quad (2.10)$$

Ces approximation sont comparées aux modèles « sphère solide élastique » et « sphère rigide » sur la Figure 2.3. Remarquons qu'en régime géométrique, la section efficace totale de diffusion tend lentement vers le double de la section géométrique.

Section efficace totale de diffusion normalisée

Pour pouvoir comparer entre elles des particules de taille différente, on définit enfin la section efficace totale de diffusion normalisée χ_s (*normalized total scattering cross section*, Thorne et Campbell 1992), en divisant la section efficace totale de diffusion σ_s par le double de la section géométrique :

$$\chi_s = \frac{\sigma_s}{2\pi a_s^2} \quad (2.11)$$

Cette expression est couramment utilisée pour caractériser l'atténuation diffusive (cf. section 2.3.3).

2.2.3 Rétrodiffusion par une suspension de particules

Pression acoustique rétrodiffusée par un volume élémentaire – particules de taille identique

On considère maintenant un volume élémentaire δv contenant N_0 particules de même rayon a_s , les particules étant réparties aléatoirement dans ce volume. On repère chaque particule par le couple de coordonnées (r_n, θ_n) dans le système de coordonnées du système sonar (cf. section 2.4, Fig. 2.8), où r_n est la distance entre la particule et le transducteur et θ_n l'angle par rapport à l'axe du transducteur. Si la concentration est assez faible pour que les réflexions multiples puissent être négligées (moins de 10% en volume, soit plusieurs dizaines de g/l, cf. Varadan et al. 1983), la pression acoustique δp rétrodiffusée par le volume élémentaire δv est simplement la somme des ondes acoustiques rétrodiffusées par chaque particule :

$$\begin{aligned} \delta p &= \Re \left(\sum_{n=1}^{N_0} \hat{p}_s(r_n, \theta_n, t) \right) = \Re \left(\sum_{n=1}^{N_0} \hat{P}_s(r_n, \theta_n) e^{i\omega t} \right) \\ &= \sum_{n=1}^{N_0} P_s(r_n, \theta_n) \cos(\omega t + \Phi_n) \end{aligned} \quad (2.12)$$

où $P_s(r_n, \theta_n)$ et Φ_n sont respectivement l'amplitude et la phase des ondes rétrodiffusées par chaque particule. Le signal étant périodique, la moyenne temporelle de δp est nulle. Pour accéder à une information sur le nombre de particules en suspension, on s'intéresse à la valeur efficace δp_{rms}^2 :

$$\delta p_{rms}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \delta p^2 dt \quad (2.13)$$

L'équation (2.12) devient alors (cf. Annexe A.5 pour les détails du calcul) :

$$\delta p_{rms}^2 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_0} P_s^2(r_n, \theta_n) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} P_s(r_n, \theta_n) P_s(r_m, \theta_m) \cos(\Phi_n - \Phi_m) \quad (2.14)$$

Si on considère que le volume δv est suffisamment petit devant la distance r par rapport à la source, on peut faire l'hypothèse que l'amplitude $P_s(r_n, \theta_n)$ de l'onde rétrodiffusée par chaque particule est à peu près constante (car les particules sont identiques), i.e. $P_s(r_n, \theta_n) \approx P_s(r, \theta)$. On a alors :

$$\delta p_{rms}^2 = \frac{1}{2} N_0 P_s^2(r, \theta) + \frac{1}{2} P_s^2(r, \theta) \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} \cos(\Phi_n - \Phi_m) \quad (2.15)$$

On voit ici que la valeur efficace (δp_{rms}^2) de la pression acoustique rétrodiffusée par le volume δv est constituée d'un terme toujours positif lié au nombre de particules ($N_0 P_s^2(r, \theta)/2$) – et d'une somme de produits croisés, qui sera positive ou négative selon la configuration des phases. On peut montrer que, sous certaines conditions et notamment si l'on peut considérer que les phases Φ_n sont uniformément réparties sur $[0, 2\pi]$ (répartition « aléatoire » des particules), ce second terme est nul en moyenne lorsque l'on répète les mesures sur un grand nombre de tirs sonar (cf. Annexe A.5).

Donc, en considérant que le nombre de particules contenu dans le volume δv ne varie pas d'un tir à l'autre, on a :

$$\overline{\delta p_{rms}^2} = \frac{1}{2} N_0 P_s^2(r, \theta) \quad (2.16)$$

où $\overline{\delta p_{rms}^2}$ indique la valeur efficace de la pression acoustique rétrodiffusée moyennée sur un grand nombre de tirs. En posant N le nombre de particules par unité de volume ($N = N_0/\delta v$), on retrouve l'expression donnée par Thorne et Hanes (2002) :

$$2 \times \overline{\delta p_{rms}^2} = N \widehat{p}_s \widehat{p}_s^* \delta v \quad (2.17)$$

où \widehat{p}_s est le champ acoustique rétrodiffusé par le volume élémentaire et \widehat{p}_s^* son conjugué dans l'espace complexe. Remarquons que Thorne et Hanes (2002) utilisent l'amplitude moyenne au carré (*mean square*) et non la valeur efficace (*root mean square*) et que, pour une sinusoïde, $\delta p_{ms}^2 = 2 \times \delta p_{rms}^2$.

Coefficient de rétrodiffusion volumique s_v – constante k_s liée aux sédiments

En reprenant l'expression de la valeur efficace de la pression acoustique rétrodiffusée par un volume élémentaire (eq. 2.17), et en exprimant le champ acoustique rétrodiffusé en fonction du champ incident (eq. 2.2), on trouve :

$$\begin{aligned} \overline{\delta p_{rms}^2} &= \frac{P_i^2}{8r^2} N a_s^2 f_\infty^2 \delta v \\ &= \frac{P_i^2}{2r^2} N \Delta \sigma_{bs} \delta v \end{aligned} \quad (2.18)$$

Le terme $s_v = N\Delta\sigma_{bs}$ est appelé **coefficient de rétrodiffusion volumique** (*volume backscattering coefficient*, Medwin et Clay 1998, p. 360), exprimé en m^2/m^3 . De manière analogue à la section efficace de rétrodiffusion ($\Delta\sigma_{bs}$) qui caractérise la rétrodiffusion d'une particule, le coefficient s_v caractérise la rétrodiffusion d'une suspension de particules (et plus généralement : de tout volume d'eau contenant des corps diffusants).

Lorsque l'on s'intéresse à la concentration massique M des particules en suspension plutôt qu'au nombre de particules par unité de volume, on a – pour une suspension de particules sphériques identiques de rayon a_s :

$$M = N\rho_s \frac{4}{3}\pi a_s^3 \quad (2.19)$$

d'où :

$$s_v = \frac{3}{16\pi} M \frac{a_s^2 f_\infty^2}{\rho_s a_s^3} = \frac{3}{16\pi} M k_s^2 \quad (2.20)$$

où $k_s = f_\infty/\sqrt{\rho_s a_s}$ est parfois appelé « constante liée aux sédiments », car ce terme dépend uniquement des caractéristiques des particules et non de la concentration.

Particules de taille différente

On considère maintenant des particules sphériques en suspension – toujours contenues dans un volume élémentaire δv – dont la taille prend un nombre fini de valeurs discrètes. On note a_j le rayon de chaque classe de taille et N_j le nombre de parti-

cules par unité de volume correspondant. Le nombre total de particules par unité de volume N s'écrit alors $N = \sum_j N_j$.

Le champ acoustique rétrodiffusé par le volume δv étant la somme des champs rétrodiffusés par chaque classe de taille, la valeur efficace de la pression acoustique rétrodiffusée – moyennée sur un grand nombre de tirs – s'écrit alors :

$$\overline{\delta p_{rms}^2} = \frac{P_i^2}{2r^2} \sum_j N_j \Delta \sigma_{bs,j} \delta v \quad (2.21)$$

où $\Delta \sigma_{bs,j}$ est la section efficace de rétrodiffusion associée à chaque classe de taille.

En notant $n(a_j) = N_j/(N \Delta a_j)$, où $\Delta a_j = a_{j+1} - a_j$, on a :

$$\begin{aligned} s_v &= \sum_j N_j \Delta \sigma_{bs,j} \\ &= N \sum_j n(a_j) \Delta a_j \frac{a_j^2}{4} f_\infty^2(a_j) \end{aligned} \quad (2.22)$$

En passant en concentration massique, on a :

$$N = \frac{3M}{4\pi \rho_s \sum_j a_j^3 n(a_j) \Delta a_j} \quad (2.23)$$

$$s_v = \frac{3}{16\pi} M \frac{\sum_j a_j^2 f_\infty^2(a_j) n(a_j) \Delta a_j}{\rho_s \sum_j a_j^3 n(a_j) \Delta a_j} \quad (2.24)$$

$$k_s = \sqrt{\frac{\sum_j a_j^2 f_\infty^2(a_j) n(a_j) \Delta a_j}{\rho_s \sum_j a_j^3 n(a_j) \Delta a_j}} \quad (2.25)$$

Lorsque l'on considère une distribution continue du rayon des particules plutôt que des classes de taille, les sommes tendent vers des intégrales. On note $n(a)$ la fonction **densité de probabilité** (*probability density function*) du rayon des particules en **nombre de particules**. On a alors :

$$s_v = \frac{3}{16\pi} M \frac{\int_0^\infty a^2 f_\infty^2(a) n(a) da}{\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da} \quad (2.26)$$

$$k_s = \sqrt{\frac{\int_0^\infty a^2 f_\infty^2(a) n(a) da}{\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da}} \quad (2.27)$$

Dans la suite, pour alléger les notations, on utilisera le symbole $\langle . \rangle$ pour rendre compte de l'intégration des paramètres dépendant du rayon sur l'ensemble de la distribution (moyenne sur l'ensemble) : $\langle . \rangle = \int_0^\infty . n(a) da$. On notera par exemple $k_s = \sqrt{\langle a^2 f_\infty^2 \rangle / \rho_s \langle a^3 \rangle}$.

2.2.4 Modèles de diffusion semi-empiriques (sable)

Les équations présentées jusqu'à présent sont exactes pour une suspension de sphères solides (élastiques ou rigides). Dans le cas d'une suspension de sphères solides élastiques, les simulations et les mesures empiriques montrent que les phénomènes de résonance liés à l'élasticité des sphères s'atténuent rapidement dès lors que les particules sont de taille différente et/ou lorsque les particules s'éloignent d'une forme sphérique (particules irrégulières).

Pour améliorer les performances du modèle théorique dans le cas de particules naturelles, de nombreux travaux réalisés dans les années 1990 et 2000 ont cherché à mesurer empiriquement le facteur de forme f_∞ et la section efficace totale de diffusion

normalisée χ_s pour du sable (Sheng et Hay, 1988; Hay, 1991; Thorne et al., 1993; Thorne et Buckingham, 2004; Thorne et Meral, 2008, parmi d'autres). Typiquement, ces termes ont été mesurés au laboratoire sur des suspensions homogènes de sable préalablement tamisé pour obtenir une largeur de distribution resserrée (assimilée à une taille unique). En répétant l'expérience pour différentes tailles de particule et en utilisant plusieurs fréquences, on peut obtenir une relation expérimentale entre f_∞ et $x = ka_s$ d'une part, et entre χ_s et x d'autre part ; comme pour l'exemple présenté sur la Figure 2.4. La grande majorité de ces expériences ont été réalisées sur le domaine $x \sim 0,1 - 30$.

A partir de ces travaux, plusieurs modèles « semi-empiriques » ont été proposés pour des suspensions de sable. La Figure 2.5 compare deux modèles semi-empiriques utilisés dans ces travaux de thèse (Thorne et Meral, 2008; Moate et Thorne, 2012) au modèle « sphère rigide » pour du quartz ($\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$). La différence d'environ 60% en régime géométrique entre les deux modèles semi-empiriques s'expliquerait par des jeux de données différents (d'après Moate et Thorne 2012). Les modèles semi-empiriques développés pour du sable reposent généralement sur deux hypothèses :

- en régime de Rayleigh ($x \ll 1$), les particules rétrodiffusent très peu d'énergie, et leur forme ne joue pas un grand rôle. Le facteur de forme est alors proportionnel à x^2 et la section efficace totale de diffusion normalisée à x^4 ;
- en régime géométrique, la rétrodiffusion ne dépend plus que de la section géométrique des particules, et pour une sphère $f_\infty \approx \chi_s \approx 1$. Pour une particule irrégulière, la section géométrique est en moyenne supérieure ou égale à la sec-

tion géométrique d'une sphère de même volume, f_∞ et χ_s sont donc légèrement supérieurs à 1.

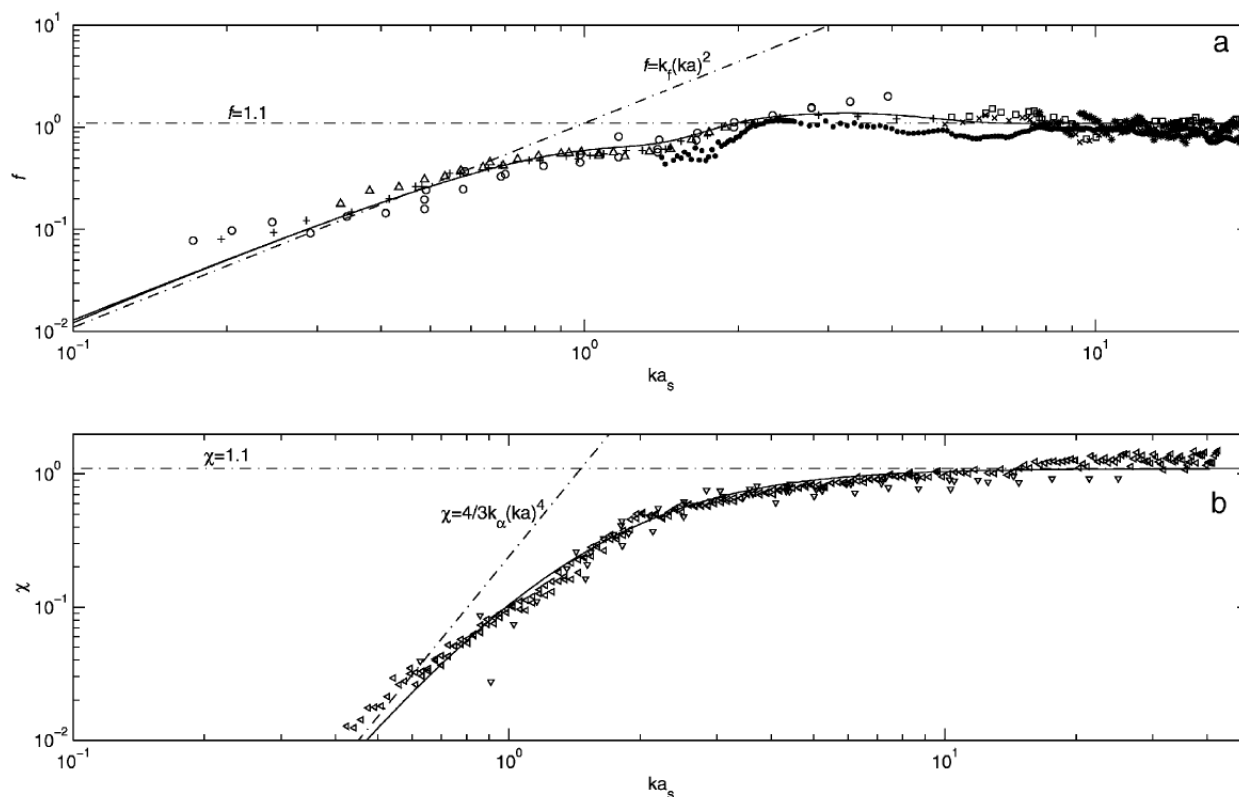


FIGURE 2.4 – Mesure expérimentale (a) de la fonction de forme f ($= f_\infty$); (b) de la section efficace totale de diffusion normalisée χ ($= \chi_s$) – en fonction de $x = ka_s$ pour des particules naturelles type sable (quartz). Les courbes en trait plein montrent le modèle semi-empirique utilisé dans Thorne et Hanes (2002), les lignes en pointillés montrent les approximations des régimes géométrique et de Rayleigh. Source : Thorne et Hanes (2002).

Experimental measurements of (a) the form factor f ($= f_\infty$); (b) the normalized total scattering cross-section χ ($= \chi_s$) – vs. $x = ka_s$, for natural quartz sand particles. Solid lines show the semi-empirical model used in Thorne et Hanes (2002), dashed lines show the geometric and Rayleigh scattering approximations. Source: Thorne and Hanes (2002).

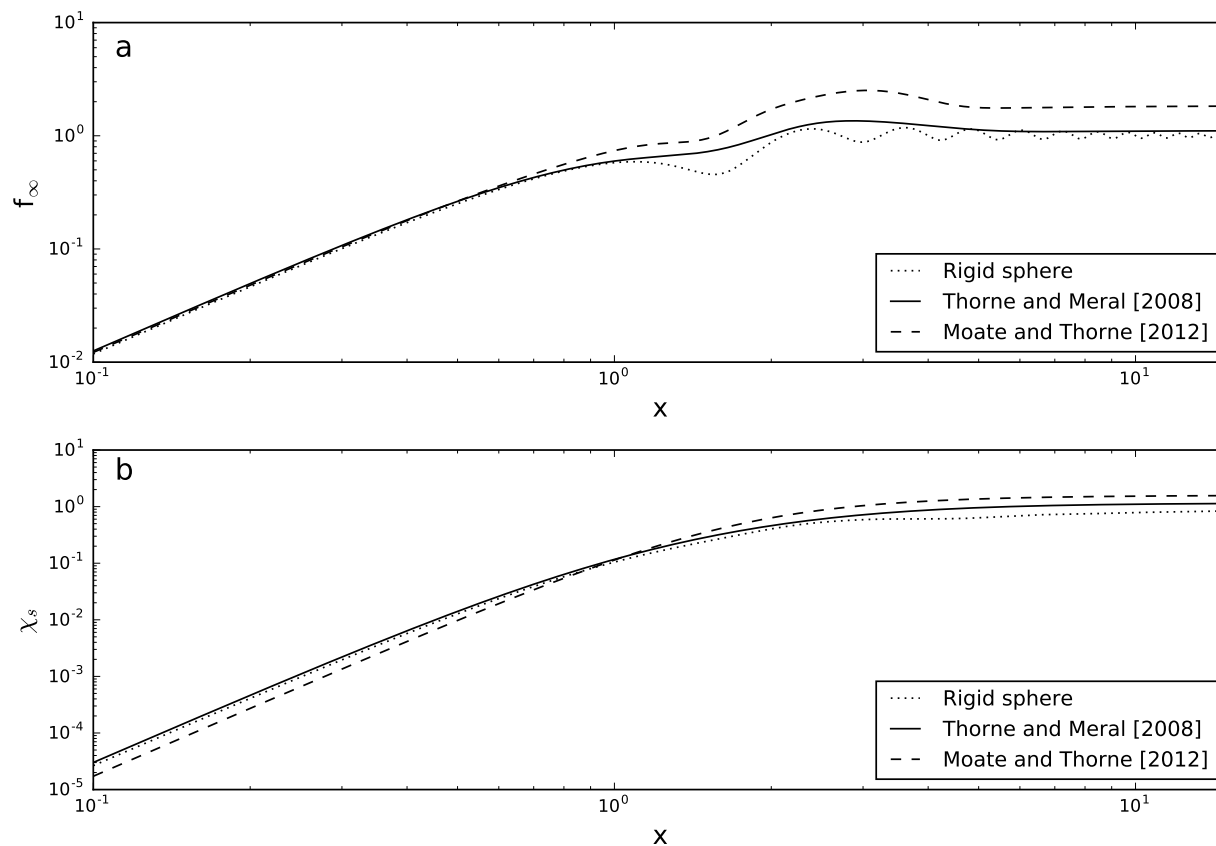


FIGURE 2.5 – Modèles de diffusion semi-empiriques (Thorne et Meral, 2008; Moate et Thorne, 2012) et modèle théorique « sphère rigide » en fonction de $x = ka_s$: (a) facteur de forme (f_∞); (b) section efficace totale de diffusion normalisée (χ_s). Valeurs calculées pour du quartz ($\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$).

Semi-empirical scattering models (Thorne and Meral, 2008; Moate and Thorne, 2012) and analytical rigid sphere model vs. $x = ka_s$: (a) form factor (f_∞); (b) normalized total scattering cross-section (χ_s). Values computed for quartz particles ($\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$).

2.3 Dissipation d'énergie (atténuation)

2.3.1 Principe

Lorsque qu'une onde acoustique plane se propage dans un milieu fluide, une partie de son énergie est dissipée par le fluide et, le cas échéant, par les particules en suspension. L'expérience montre que l'amortissement dp est proportionnel à la pression acoustique p et à la distance parcourue dr (Medwin et Clay, 1998). On a alors $dp = -\alpha p dr$ et :

$$p = p_0 e^{-\alpha r} \quad (2.28)$$

où p_0 est la pression acoustique pour $r = 0$ et α le coefficient d'atténuation exprimé en Np.m^{-1} (Népers par mètre), ou en dB/m . La conversion entre ces deux unités s'écrit :

$$\beta = \frac{20}{\log_e(10)} \alpha \quad (2.29)$$

où β est le coefficient d'atténuation en dB/m et α en Np.m^{-1} .

On sépare généralement l'atténuation acoustique liée au milieu de propagation (α_w) et l'atténuation liée aux particules en suspension (α_s). On a :

$$\alpha = \alpha_w + \alpha_s \quad (2.30)$$

Ces termes sont détaillés dans les sections suivantes.

2.3.2 Atténuation liée à l'eau

L'amortissement du signal par l'eau est lié à la viscosité de l'eau¹, une partie de l'énergie acoustique étant transformée en chaleur lors de la mise en mouvement du fluide par l'onde acoustique. Cet amortissement dépend de la fréquence de l'onde, de la température, et de la profondeur (i.e. pression hydrostatique). Le coefficient d'atténuation α_w peut être obtenu à l'aide d'une table ou approché par une formule, comme celle de François et Garrison (1982) utilisée dans cette thèse :

$$\alpha_w = A(T) \times 10^{-9} \times \frac{\log_e(10)}{20} \times f^2 \quad (2.31)$$

$T \leq 20$ °C :

$$A(T) = (4,937 \times 10^{-4} - 2,59 \times 10^{-5}T + 9,11 \times 10^{-7}T^2 - 1,50 \times 10^{-8}T^3)$$

$T > 20$ °C :

$$A(T) = (3,964 \times 10^{-4} - 1,146 \times 10^{-5}T + 1,45 \times 10^{-7}T^2 - 6,5 \times 10^{-10}T^3)$$

avec :

α_w [Np.m⁻¹] : coefficient d'atténuation lié à l'eau ;

T [°C] : température ;

f [Hz] : fréquence.

Dans cette équation, le terme de pression est négligé car son influence n'est significative qu'à partir d'une centaine de mètres de profondeur. A titre d'exemple, pour une température de 15 °C, $\alpha_w = 7,5 \times 10^{-3}$ Np/m à 0,5 MHz, $\alpha_w = 7,5 \times 10^{-1}$ Np/m à 5,0 MHz.

1. Ainsi qu'à la relaxation des molécules de sulfate de magnésium MgSO₄ (au delà de 100 kHz) et d'acide borique B(OH)₃ (au delà de 1 kHz) en milieu marin (Lurton, 1998, p. 28)

2.3.3 Atténuation liée à une particule

Perte d'énergie par diffusion

Lorsqu'un front d'onde (impulsion courte) rencontre une particule en suspension, tout se passe comme si l'onde la contournait : le front d'onde continue sa progression après la particule. Cependant, une partie de l'énergie a été soustraite : l'amplitude de l'onde après sa rencontre avec la particule sera plus faible que si la particule n'avait pas été là.

La diffusion par la particule redistribue une partie de l'énergie de l'onde incidente dans toutes les directions de l'espace. Cette énergie est soustraite à l'onde incidente, ce qui participe à son amortissement. D'autre part, derrière la particule, le champ incident et le champ diffusé se superposent et sont généralement en opposition de phase (interférences destructrices). Ce phénomène crée une « zone d'ombre » derrière la particule, où l'amplitude du champ acoustique – sans être nulle – est plus faible (cf. Fig. 2.6). Ce phénomène contribue aussi à l'amortissement de l'onde incidente.

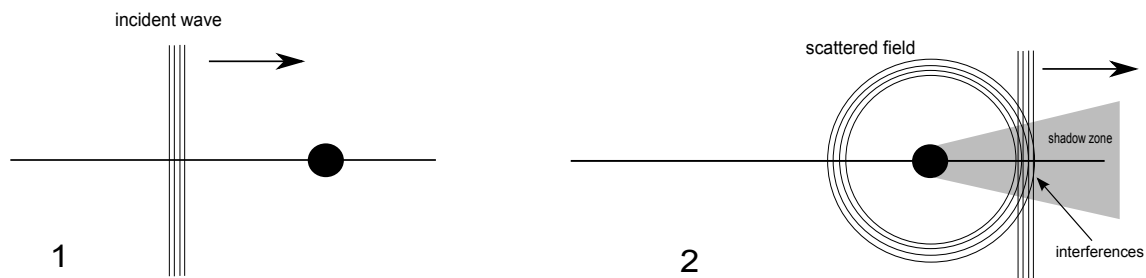


FIGURE 2.6 – Diffusion d'une onde plane (impulsion courte) par une particule en suspension

Plane wave (short pulse) scattering by a suspended particle

On note Π_s la puissance totale perdue par diffusion, et I_i l'intensité acoustique de l'onde incidente ($I_i = p_{rms}^2/(\rho_0 c_0)$, cf. Annexe A.1 pour plus de détails sur l'intensité acoustique). On a :

$$\Pi_s = \sigma_s I_i \tag{2.32}$$

où σ_s est la section efficace totale de diffusion (cf. section 2.2.2). Cette relation permet de donner une interprétation physique de la section efficace totale de diffusion : c'est la surface équivalente, perpendiculaire à la direction de propagation, à travers laquelle l'onde incidente développerait la même puissance que celle qui est perdue lors de sa rencontre avec la particule. Cette surface peut être plus grande ou plus petite que la section géométrique de la particule. Notons qu'en régime géométrique ($ka_s \gg 1$), σ_s tend vers $2A$, où A est la section géométrique de la particule ($A = \pi a_s^2$ pour une sphère). Cette valeur limite peut être interprétée comme résultant de la somme de l'amortissement lié la redistribution de l'énergie dans toutes les directions de l'espace ($\approx AI_i$), à laquelle s'ajoute l'amortissement lié aux interférences dans la zone d'ombre ($\approx AI_i$).

Perte d'énergie par frottements

Outre la diffusion, plusieurs autres phénomènes peuvent entraîner la dissipation d'une partie de l'énergie de l'onde incidente sous forme de chaleur, soit à l'intérieur de la particule, soit à son interface avec le fluide. Dans le cas d'une particule solide, seules les pertes par frottement entre la particule et le fluide sont potentiellement substantielles par rapport à l'amortissement lié à la diffusion (Povey, 2013).

La dissipation d'énergie par frottements visqueux entre la particule et le fluide est liée à la différence entre la vitesse du fluide mis en mouvement par l'onde acoustique et la vitesse de la particule en suspension. La particule suit le mouvement du fluide plus ou moins facilement en fonction de sa masse, de la viscosité du fluide et de la fréquence de l'onde. La vitesse de déplacement de la particule est généralement inférieure à celle du fluide, cette différence entraînant des frottements visqueux dans la couche limite qui entoure la particule. L'épaisseur de la couche limite de viscosité dans laquelle l'énergie est dissipée vaut $d_v = \sqrt{2\nu_0/\omega}$ (Morse et Ingard, 1968, p. 286), où ν_0 est la viscosité cinématique de l'eau et ω la pulsation. Plus la fréquence sera élevée, plus l'épaisseur de la couche limite sera faible (mais des mouvements plus rapides du fluide entraîneront une perte d'énergie plus importante).

Comme pour la section efficace totale de diffusion (σ_s), on peut définir une section efficace visqueuse totale σ_v (*total viscous cross section*), exprimée en mètre carrés, pouvant être interprétée comme la surface à travers laquelle l'onde incidente développerait la même puissance que celle qui est perdue par frottements visqueux. Une approximation de la section efficace visqueuse totale pour une sphère rigide en suspension est donnée par (Urlick, 1948; Hay et Mercer, 1989) :

$$\sigma_v = \frac{4}{3}\pi a_s^3 k (g-1)^2 \frac{s}{s^2 + (g + \delta^2)} \quad (2.33)$$

$$s = \frac{9}{4ba_s} \left(1 + \frac{1}{ba_s}\right) \quad g = \frac{\rho_s}{\rho_0} \quad \delta = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{9}{2ba_s}\right) \quad b = \frac{1}{d_v} = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu_0}}$$

avec :

ω [rad.s⁻¹] : pulsation ;

k [m^{-1}] : nombre d'onde ;

a_s [m^{-1}] : rayon de la particule ;

ρ_s [kg.m^{-3}] : masse volumique de la particule ;

ρ_0 [kg.m^{-3}] : masse volumique de l'eau ;

ν_0 [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$] : viscosité cinématique de l'eau.

On peut aussi définir une section efficace visqueuse totale normalisée χ_v (*normalized total viscous cross section*), obtenue en divisant la section efficace visqueuse totale par le double de la section géométrique de la particule :

$$\chi_v = \frac{\sigma_v}{2\pi a_s^2} \quad (2.34)$$

En reprenant l'expression de l'équation (2.33) pour une particule sphérique, on a :

$$\chi_v = \frac{2}{3}ka_s(g-1)^2 \left[\frac{s}{s^2 + (g+\delta)^2} \right] \quad (2.35)$$

L'atténuation visqueuse est négligeable devant l'atténuation diffusive dès lors que l'on sort du régime de Rayleigh (Hay et Mercer, 1985). Cette atténuation est donc souvent négligée pour des suspensions de sable. Pour les applications en rivière qui nous intéressent, la présence de sédiments fins nécessite par contre de prendre en compte cette atténuation.

Section efficace totale d'atténuation

On définit la section efficace totale (*total cross section*, Morse et Ingard 1968) ou section efficace totale d'atténuation (*total extinction cross section*, Medwin et Clay 1998) comme la somme des sections efficaces totales de diffusion et d'absorption (ici, absorption visqueuse uniquement) :

$$\sigma_e = \sigma_s + \sigma_v = \frac{\Pi_s + \Pi_v}{I_i} \quad (2.36)$$

où I_i est l'intensité de l'onde incidente, Π_s et Π_v étant respectivement la puissance perdue par diffusion et par absorption (visqueuse). La section efficace totale d'atténuation σ_e caractérise la perte totale d'énergie d'une onde acoustique après sa rencontre avec une particule en suspension.

2.3.4 Cas d'une suspension de particules

Particules de même taille

Lorsque plusieurs particules se trouvent sur le chemin de propagation, les pertes d'énergie s'additionnent. En notant N le nombre de particules par unité de volume, la diminution de l'intensité acoustique sur la distance dr due aux particules en suspension vaut $\Delta I_i = -I_i \times N\sigma_e dr$ (Morse et Ingard, 1968, p. 407), où I_i est l'intensité de l'onde incidente. On a donc :

$$I_i = I_0 e^{-N\sigma_e r} \quad (2.37)$$

En passant de l'intensité à la valeur efficace de la pression acoustique ($p_{rms} = \sqrt{I\rho_0 c_0}$, cf. Annexe A.1), on a :

$$p_{rms} = p_0 e^{-\frac{N\sigma_e}{2}r} \quad (2.38)$$

Le coefficient d'atténuation lié à la suspension (α_s) défini précédemment vaut donc :

$$\alpha_s = \frac{N\sigma_e}{2} \quad (2.39)$$

Notons que ce coefficient d'atténuation est défini pour une onde plane. Cependant, l'atténuation n'étant significative que sur des distances très supérieures à la longueur d'onde, on l'applique de la même façon pour des ondes sphériques (Medwin et Clay, 1998).

Particules de taille différente

On considère maintenant une suspension de particules de taille différente, avec un nombre fini de classes de taille. Les pertes d'énergie liées à chaque particule s'additionnant, le coefficient d'atténuation α_s est donc obtenu en sommant les pertes liées à chaque classe de taille :

$$\alpha_s = \sum_j \frac{N_j \sigma_{e,j}}{2} \quad (2.40)$$

où N_j et $\sigma_{e,j}$ sont respectivement le nombre de particules par unité de volume et la section efficace totale d'atténuation de la classe j . Cette relation peut être réécrite

en faisant intervenir la concentration massique M des particules en suspension (cf. section 2.2.3) :

$$\alpha_s = \frac{3M \sum_j \sigma_{e,j} n(a_j) \Delta a_j}{8\pi \rho_s \sum_j a_j^3 n(a_j) \Delta a_j} \quad (2.41)$$

où a_j est le rayon de la classe de taille j , $n(a_j) = N_j/(N\Delta a_j)$, $\Delta a_j = a_{j+1} - a_j$ et ρ_s est la masse volumique des particules. Remarquons que cette conversion fait l'hypothèse d'une forme sphérique des particules.

En passant d'une distribution discrète à une distribution continue du rayon des particules, et en utilisant les sections efficaces totales normalisées plutôt que σ_e , on a :

$$\alpha_s = \frac{3M \langle a^2 (\chi_s + \chi_v) \rangle}{4\rho_s \langle a^3 \rangle} \quad (2.42)$$

où χ_s est la section efficace totale de diffusion normalisée, χ_v est la section efficace visqueuse totale normalisée, et $\langle . \rangle$ représente l'intégration sur la distribution du rayon des particules (en nombre de particules).

Enfin, on définit le terme ζ par :

$$\zeta = \frac{\alpha_s}{M} = \frac{3 \langle a^2 (\chi_s + \chi_v) \rangle}{4\rho_s \langle a^3 \rangle} \quad (2.43)$$

Comme pour k_s , le terme ζ ne dépend pas de la concentration. Dans ce sens, ζ est parfois appelé « constante d'atténuation liée aux sédiments ».

2.3.5 Modèles d'atténuation

Des modèles semi-empiriques d'atténuation diffusive ont été développés pour des suspension de sable. Ces modèles ont été présentés dans la section 2.2.4.

A notre connaissance, il n'existe pas de modèle empirique ou semi-empirique d'atténuation visqueuse pour des particules naturelles. Des modèles théoriques alternatifs (non-sphériques) existent cependant, comme le modèle ellipsoïdal aplati proposé par Richards et al. (2003). Ce modèle est présenté et utilisé dans le Chapitre 4.

2.3.6 Domaine d'influence de l'atténuation diffusive et visqueuse

La Figure 2.7 présente l'évolution de : la section efficace visqueuse totale normalisée (χ_v) ; la section efficace totale de diffusion normalisée (χ_s) ; la section efficace totale d'atténuation normalisée ($\chi_v + \chi_s$) – en fonction de $x = ka_s$, pour une fréquence fixée à 5.0 MHz. Les sections efficaces χ_v et χ_s ont respectivement été calculées en utilisant l'équation (2.35) et le modèle semi-empirique de Thorne et Meral (2008), pour du quartz ($\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$).

Comme illustré sur la Figure 2.7, l'atténuation visqueuse domine dans le régime de Rayleigh « profond » ($ka_s \ll 1$), et l'atténuation diffusive domine en haut du régime de Rayleigh et en régime géométrique. Dans la gamme de fréquence couramment utilisée en pratique ($\sim 0,3 - 6,0 \text{ MHz}$), l'atténuation visqueuse est plutôt liée aux particules fines (argile, limon) et l'atténuation diffusive plutôt au sable. Les particules

finies dominant généralement la distribution granulométrique en rivière, l'atténuation liée aux sédiments est souvent principalement due à l'atténuation visqueuse.

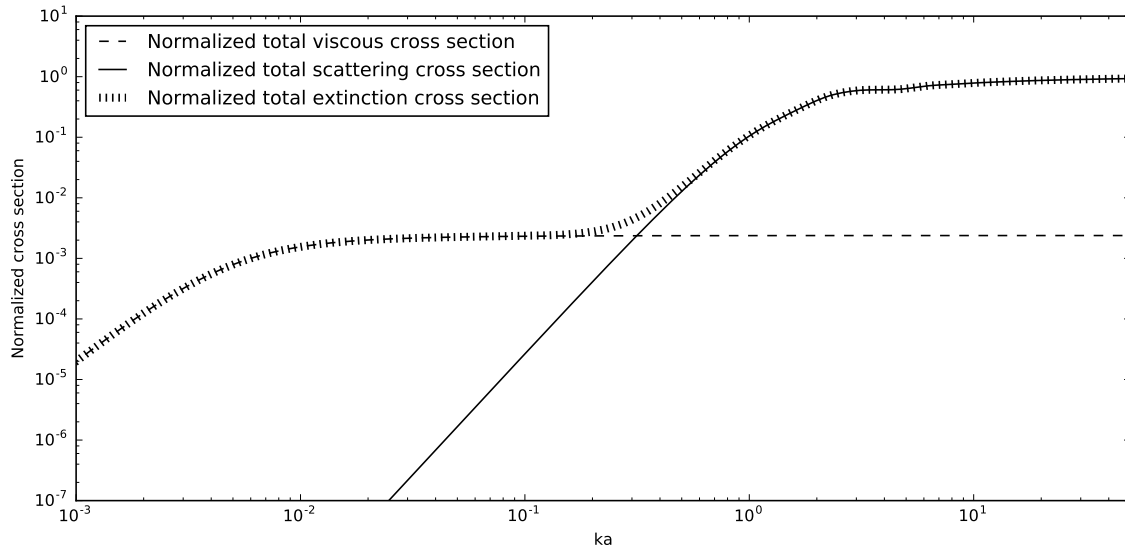


FIGURE 2.7 – Sections efficaces totales normalisées de diffusion (χ_s), d'atténuation visqueuse (χ_v) et d'atténuation totale ($\chi_s + \chi_v$), en fonction de $x = ka_s$ – calculées à 5,0 MHz pour une sphère rigide en quartz ($\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$)

Normalized total scattering (χ_s), viscous (χ_v), and extinction ($\chi_s + \chi_v$) cross-sections vs. $x = ka_s$ – computed at 5.0 MHz for a quartz rigid sphere ($\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$)

2.4 Système sonar

Jusqu'à présent, nous avons considéré séparément les phénomènes de rétrodiffusion et d'atténuation par une suspension de particules. Il s'agit maintenant d'aboutir à l'équation du sonar en prenant en compte ces deux phénomènes, et en intégrant les caractéristiques du système sonar utilisé.

2.4.1 Champ acoustique émis par un piston plan

Les systèmes sonar considérés dans ce chapitre – comme ceux utilisés en pratique (e.g. ADCP) – émettent et reçoivent une onde acoustique dans l'eau via un ou plusieurs transducteurs circulaires avec une membrane en céramique. Le champ acoustique émis par ce type de transducteur est relativement bien modélisé par le modèle du « piston plan ». Les calculs conduisant à l'expression du champ acoustique émis par un piston plan sont détaillés dans l'Annexe A.3. Ces calculs mettent en évidence l'existence du champ proche et conduisent à la définition du facteur de directivité.

En repérant la position d'un volume élémentaire δv placé dans le **champ acoustique lointain** (i.e. loin du transducteur, cf. Annexe A.3) par rapport au centre du transducteur à l'aide couple de coordonnées (r, θ) – comme illustré sur la Figure 2.8 – l'expression de la pression acoustique incidente $\hat{p}_i = \hat{P}_i(r, \theta) e^{i\omega t}$ au niveau de ce volume élémentaire s'écrit :

$$\hat{p}_i(r, \theta, t) \approx \frac{P_0 r_0 D(\theta)}{r} e^{-\alpha r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (2.44)$$

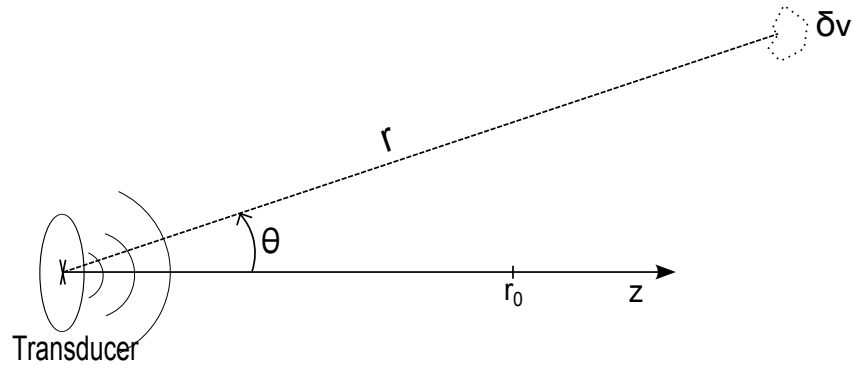


FIGURE 2.8 – Schéma du problème : volume élémentaire δ_v placé dans le champ acoustique lointain d'un transducteur piston. La position de δ_v est repérée par le couple de coordonnées (r, θ) .

Problem layout: volume element δ_v located in the far field of a piston transducer. The volume element δ_v is located by the coordinates (r, θ) .

avec :

r [m] : distance entre le transducteur et le volume élémentaire ;

θ [rad] : angle par rapport à l'axe du transducteur ;

P_0 [Pa] : pression acoustique sur l'axe à la distance r_0 [m] ;

$D(\theta, k, a_t)$: facteur de directivité du transducteur (a_t : rayon du transducteur) ;

ω [rad.s⁻¹] : pulsation ;

k [rad.m⁻¹] : nombre d'onde ;

α [Np.m⁻¹] : coefficient d'atténuation.

Notons que dans l'expression ci-dessus, le terme $e^{-\alpha r}$ a été ajouté par rapport à l'équation donnée dans l'Annexe A.3 pour tenir compte de l'atténuation acoustique liée à l'eau et éventuellement aux particules en suspension.

2.4.2 Champ acoustique rétrodiffusé par un volume élémentaire

Connaissant la pression incidente \hat{p}_i sur un volume élémentaire δ_v , et en utilisant l'équation (2.18) et la définition du coefficient de rétrodiffusion volumique (s_v) donnée dans la section 2.2.3 – on peut exprimer la valeur efficace de la pression acoustique reçue au niveau du transducteur suite à la rétrodiffusion par le volume δ_v :

$$\boxed{\overline{\delta p_{rms}^2} = \frac{p_0^2 r_0^2 D(\theta)^4}{r^4} e^{-4\alpha r} s_v \delta v} \quad (2.45)$$

où $\overline{\delta p_{rms}^2}$ est la pression efficace reçue au niveau du transducteur, moyennée sur un grand nombre de tirs sonar, et $p_0 = P_0/\sqrt{2}$ est la valeur efficace de la pression acoustique de référence sur l'axe du transducteur à la distance r_0 . Remarquons que la directivité $D(\theta)$ a été prise en compte à l'émission et à la réception, et que l'atténuation (α) a été prise en compte sur le trajet aller et retour entre le transducteur et le volume élémentaire.

2.4.3 Intégration spatiale

Il s'agit maintenant de calculer la valeur efficace de la pression acoustique totale $\overline{P_{rms}}$ reçue au niveau du transducteur, issue de la rétrodiffusion de l'ensemble du volume insonifié.

Volume insonifié

A un instant t fixé après l'émission d'un pulse par le sonar, la pression efficace totale reçue au niveau du transducteur provient du volume insonifié V_{ins} . En faisant l'hypothèse que la suspension est incohérente et que les caractéristiques des particules et leur nombre par unité de volume ne varient pas d'un tir à l'autre, on a :

$$\overline{P_{rms}^2} = \iiint_{V_{ins}} \overline{\delta p_{rms}^2} = \iiint_{V_{ins}} \frac{p_0^2 r_0^2 D(\theta)^4}{r^4} e^{-4\alpha r} s_v \delta v \quad (2.46)$$

En coordonnées sphériques, le volume élémentaire δv s'écrit $\delta v = r^2 \sin \theta d\theta d\phi dr$. On intègre les angles θ et ϕ sur $[0, \pi/2]$ et $[0, 2\pi]$ respectivement (demi-espace situé « devant » le transducteur). La détermination des bornes d'intégration de r nécessite par contre d'être détaillée.

Bornes d'intégration de r

En configuration monostatique, le transducteur émet d'abord une impulsion d'une durée τ , et fonctionne ensuite en réception. Lorsque l'on se place à un instant t après l'émission du pulse, le signal reçu par le transducteur provient d'une « bande » de particules en suspension dont la largeur vaut $c_0\tau/2$ (Hay et Sheng, 1992), où c_0 est la célérité du son dans l'eau. La Figure 2.9 illustre la provenance du signal enregistré à un instant t après l'émission du pulse.

A l'instant t , en posant $r = c_0(t - \tau/2)/2$, le volume à l'origine du signal rétro-diffusé reçu par le transducteur est compris entre les bornes $r - \tau c_0/4$ et $r + \tau c_0/4$.

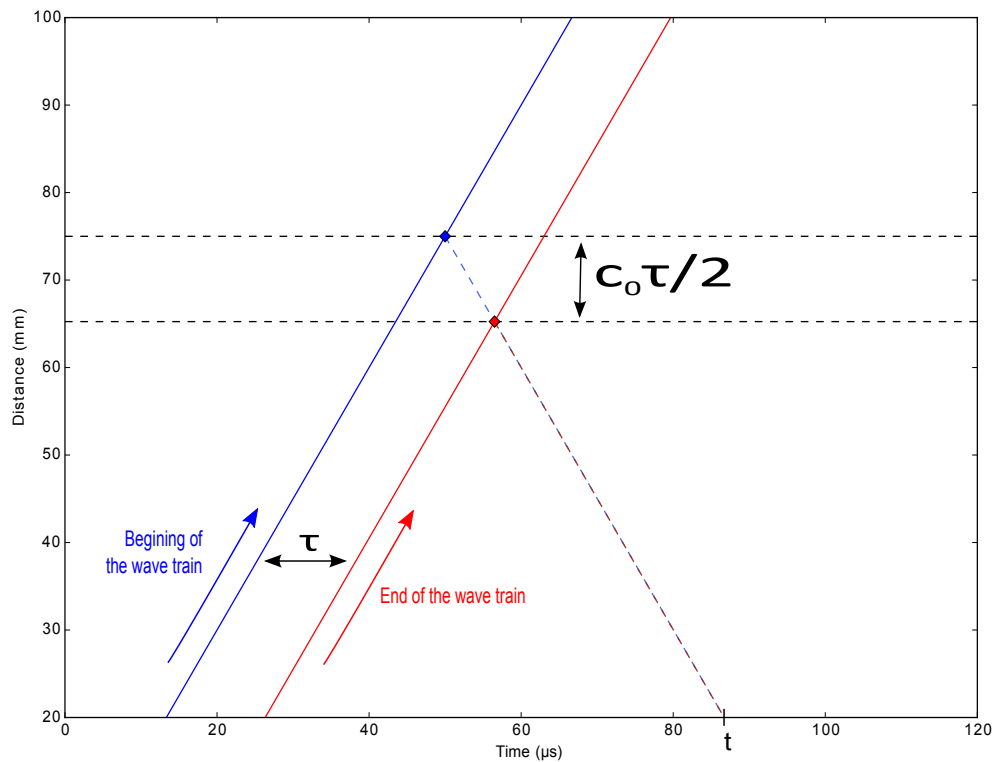


FIGURE 2.9 – Relation temps/distance pour un système un sonar et domaine spatial à l'origine du signal reçu à un instant t

Time/distance diagram for a sonar system and space domain producing the backscatter signal received at time t

Intégration sur le volume insonifié

On considère que, pour un pulse d'une durée τ très courte, s_v est constant sur le volume insonifié par le pulse à un instant donné. Ayant déterminé les bornes

d'intégration de r , on peut maintenant intégrer l'équation (2.46) à un instant t donné après l'émission du pulse. :

$$\overline{P_{rms}^2} = p_0^2 r_0^2 s_v \int_{r-\tau c_0/4}^{r+\tau c_0/4} \frac{e^{-4r\alpha}}{r^2} dr \int_0^{\pi/2} D(\theta)^4 \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \quad (2.47)$$

On a par ailleurs :

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} d\phi &= 2\pi \\ \int_0^{\pi/2} D(\theta)^4 \sin(\theta) d\theta &\approx \left\{ \frac{0.96}{ka_t} \right\}^2 \quad \text{lorsque } ka_t \geq 10 \text{ (Thorne et Hardcastle, 1997),} \\ &\quad \text{où } a_t \text{ est le rayon du transducteur} \\ \int_{r-\tau c_0/4}^{r+\tau c_0/4} \frac{e^{-4r\alpha}}{r^2} dr &\approx e^{-4r\alpha} \int_{r-\tau c_0/4}^{r+\tau c_0/4} \frac{1}{r^2} dr \approx e^{-4r\alpha} \frac{\tau c_0/2}{r^2 - (\tau c_0/4)^2} \\ &\approx \frac{\tau c_0}{2r^2} e^{-4r\alpha} \quad \text{quand } \tau c_0 \ll r \end{aligned}$$

Dans la dernière équation, le terme exponentiel est sorti de l'intégrale en considérant que l'atténuation sur le volume insonifié est constante (vrai si le volume insonifié est suffisamment petit, cf. Hay 1991 pour le cas où l'atténuation n'est pas constante sur ce volume).

En remplaçant les intégrales par leur valeur dans l'équation (2.47), on obtient l'expression de la valeur efficace de la pression acoustique rétrodiffusée reçue au niveau du transducteur, à un instant t :

$$\overline{P_{rms}^2} = \frac{p_0^2 r_0^2}{r^2} s_v \left\{ \frac{0.96}{ka_t} \right\}^2 \pi \tau c_0 e^{-4\alpha r} \quad (2.48)$$

2.4.4 Equation du sonar

Conversion de la pression acoustique en signal électrique

La tension efficace V_{rms} mesurée après amplification du signal électrique produit par le transducteur est directement proportionnelle à la pression acoustique efficace P_{rms} appliquée sur la surface du transducteur (dans la plage de fonctionnement linéaire du transducteur et de la chaîne d'amplification). On a $V_{rms} = ST_V P_{rms}$, où S est la sensibilité du transducteur à la réception et T_V la fonction de transfert du système.

Equation du sonar

En remplaçant s_v dans l'équation (2.48) par la constante liée aux sédiments k_s définie dans la section 2.2.3 (eq. 2.26 et 2.27), et en passant de la pression acoustique efficace à la tension efficace mesurée par l'instrument, on a :

$$\overline{V_{rms}^2} = S^2 T_V^2 p_0^2 r_0^2 \left\{ \frac{0.96}{ka_t} \right\}^2 \frac{3\tau c_0}{16} \frac{k_s^2}{r^2} M e^{-4\alpha r} \quad (2.49)$$

On pose :

$$k_t^2 = S^2 T_V^2 p_0^2 r_0^2 \left\{ \frac{0.96}{ka_t} \right\}^2 \frac{3\tau c_0}{16} \quad (2.50)$$

Ce terme ne dépend pas des caractéristiques de la suspension mais uniquement des paramètres du sonar (directivité, sensibilité, fonction de transfert, puissance acoustique émise, durée du train d'onde) et de l'environnement (célérité c_0 du son dans

l'eau). Dans ce sens, k_t est généralement appelée « constante liée à l'instrument » ou « constante de calibration » (cf. Chap. 3).

Au final, l'ensemble des relations présentées jusqu'à présent permettent d'établir l'équation du sonar couramment utilisée dans la pratique, reliant la concentration massique M à la valeur efficace de la tension V_{rms} mesurée par un système sonar, pour une suspension incohérente de particules solides :

$$\boxed{\sqrt{V_{rms}^2} = \frac{k_s k_t}{r} M^{1/2} e^{-2\alpha r}} \quad (2.51)$$

L'équation du sonar est aussi parfois utilisée en niveau d'intensité acoustique (dB). Cette forme est détaillée dans l'Annexe A.6.

Intégration de l'atténuation le long du chemin acoustique

On a vu dans la section 2.3.1 que le terme d'atténuation α de l'équation du sonar s'écrivait $\alpha = \alpha_w + \alpha_s$ où α_w est l'atténuation liée à l'eau et α_s l'atténuation liée aux particules en suspension. Lorsque la suspension est homogène le long du chemin acoustique (i.e. entre le volume insonifié et l'instrument), l'atténuation liée aux sédiments s'écrit $\alpha_s = \zeta M$ (cf. section 2.3.4). Lorsque la concentration et/ou les caractéristiques des particules ne sont pas homogènes le long du chemin acoustique, le terme α_s doit être intégré sur ce chemin :

$$\alpha_s = \frac{1}{r} \int_0^r \zeta(r) M(r) dr \quad (2.52)$$

Prise en compte du champ proche

Jusqu'à présent, toutes les équations ont été établies pour une distance r suffisamment grande pour que les particules soient situées dans le champ lointain du transducteur. Afin de réduire la « zone d'ombre » entre le transducteur et la première cellule de mesure, Downing et al. (1995) ont introduit un terme de correction au dénominateur de l'équation du sonar – noté $\psi(r)$ – pour prendre en compte le comportement du champ proche (cf. Annexe A.3). L'équation du sonar devient alors :

$$\sqrt{V_{rms}^2} = \frac{k_s k_t}{\psi r} M^{1/2} e^{-2\alpha r} \quad (2.53)$$

avec:

$$\psi = \frac{1 + 1.35z + (2.5z)^{3.2}}{1.35z + (2.5z)^{3.2}} \quad (2.54)$$

$$z = r/r_n \quad r_n = \pi a_t^2 / \lambda$$

où a_t est le rayon du transducteur et λ la longueur d'onde. Schat (1997) a montré qu'il était préférable de mesurer directement la sensibilité du champ proche sur une suspension homogène plutôt que d'utiliser la correction ψ .

Dans la partie expérimentale, nous avons toujours réalisé des mesures en champ lointain et avons donc négligé le terme de correction du champ proche ($\psi = 1$). La limite du champ proche pour les transducteurs du profileur Aquascap utilisé dans la partie expérimentale est donnée dans le Tableau 2.1.

	0.3 MHz	0.5 MHz	1.0 MHz	2.5 MHz	4.0 MHz	5.0 MHz
Near field	39 cm	15 cm	17 cm	13 cm	20 cm	28 cm

TABLEAU 2.1 – Limite du champ proche ($\pi a_t^2/\lambda$) pour les transducteurs du profileur acoustique Aquascats utilisé dans la partie expérimentale

Near field boundary ($\pi a_t^2/\lambda$) for Aquascats transducers used in the experiments

Profil d'intensité acoustique

Dans l'équation du sonar (2.51), le terme V_{rms} mesuré en pratique par un système sonar correspond à une valeur efficace sur une « cellule » temporelle, i.e. entre un instant t et un instant $t+t'$ après l'émission du pulse. La valeur V_{rms} est alors mesurée dans chaque cellule temporelle (généralement à partir de l'enveloppe du signal). En connaissant la vitesse du son dans l'eau, les cellules temporelles peuvent être reliées à des cellules spatiales, c'est-à-dire à des zones de la colonne d'eau. Cela permet in fine de construire un profil d'intensité acoustique, associant une valeur V_{rms} à chaque cellule du profil située à une distance r de l'instrument.

La Figure 2.10 illustre la relation entre échantillonnage temporel et spatial. En notant t' le pas de temps de l'échantillonnage temporel, on voit que la taille des cellules spatiales associées est de $c_0(t' + \tau)/2$ où c_0 est la célérité du son dans l'eau et τ la durée du train d'onde émis. En pratique, on utilise généralement $t' = \tau$. On remarque que les cellules spatiales se recoupent partiellement et que les particules situées au centre d'une cellule contribuent plus à la valeur moyenne de la cellule que les particules situées à cheval entre deux cellules. Cet effet est parfois pris en compte

par certains instruments (e.g. ADCPs), en pondérant la moyenne du signal. Ce n'est cependant pas le cas pour le profileur Aquascats utilisé dans la partie expérimentale.

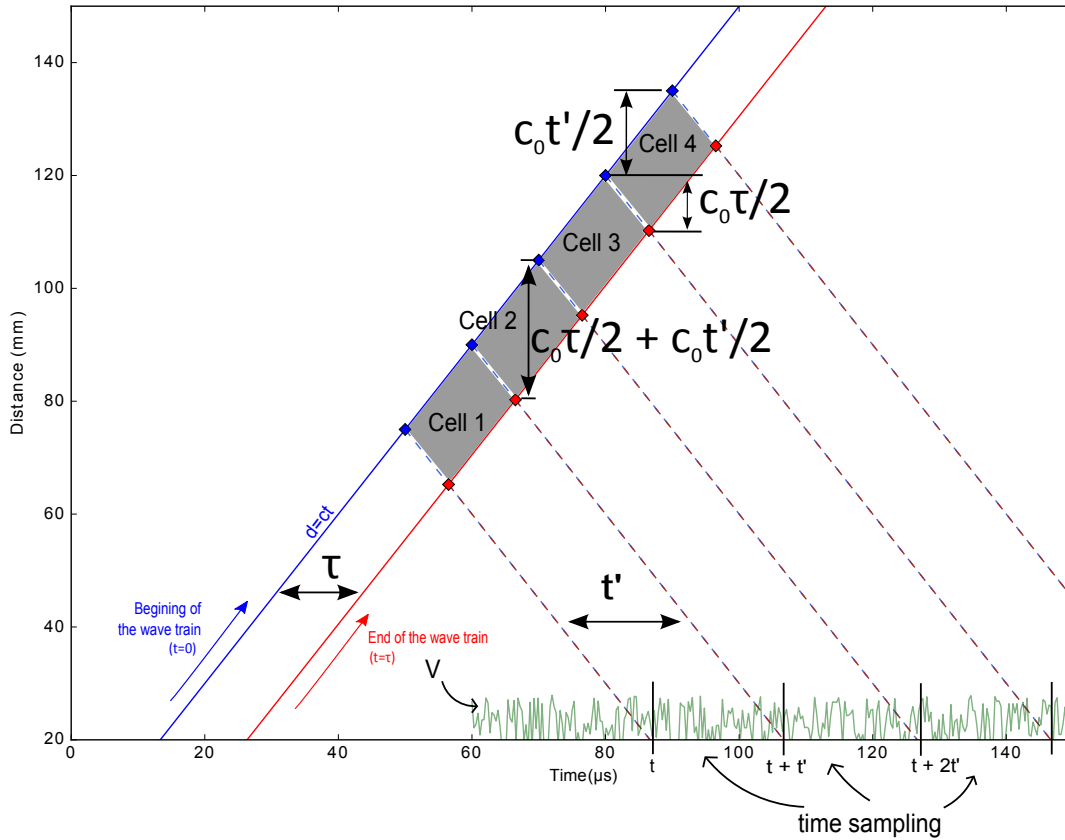


FIGURE 2.10 – Schéma de la relation entre échantillonnage temporel et spatial pour un sonar. La durée t' d'échantillonnage temporel correspond à une taille $c_0(\tau + t')/2$ des cellules spatiales, où τ est la durée du pulse émis et c_0 la célérité du son dans l'eau.

Time/distance diagram for a sonar system. Time sampling length t' leads to a spatial cell size of $c_0(\tau + t')/2$, where c_0 is the sound speed and τ the length of the emitted pulse.

Statistique du signal

Les équations établies précédemment sont basées sur l'hypothèse d'une suspension incohérente, où la phase du signal rétrodiffusé par chaque particule est uniformément répartie sur $[0, 2\pi]$. Dans ces conditions, le signal de rétrodiffusion V_{rms} enregistré par l'instrument suit théoriquement une distribution de Rayleigh (cf. Chap. 6). La Figure 2.11 montre un exemple de distribution du signal enregistré à 5,0 MHz sur le Rhône avec le profileur acoustique utilisé dans la partie expérimentale. Ces mesures sont comparées à la distribution théorique de Rayleigh (en rouge).

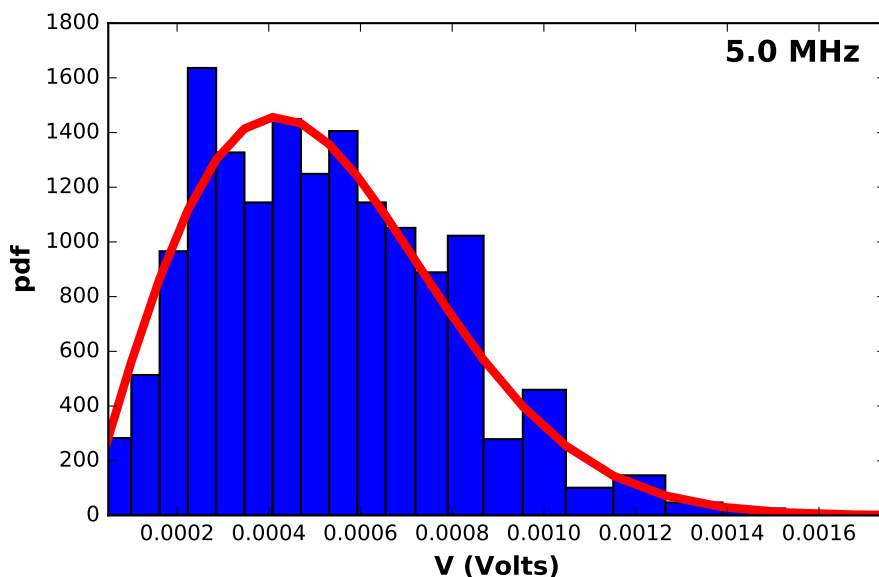


FIGURE 2.11 – Exemple de distribution du signal enregistré sur le Rhône avec l'Aquascats à 5,0 MHz, à 1 m du transducteur. En rouge : densité de probabilité de Rayleigh théorique.

Example of Aquascats signal distribution recorded in the Rhône River at 5.0 MHz, at 1 m from the transducer. Red line shows the theoretical Rayleigh probability density function.

La densité de probabilité de la loi de Rayleigh s'écrit :

$$f(V_{rms}, \gamma) = \frac{2V_{rms}}{\gamma} \exp\left(\frac{-V_{rms}^2}{\gamma}\right) \quad (2.55)$$

où V_{rms} est la variable considérée (ici la tension efficace mesurée par l'instrument) et γ est le paramètre de la loi de Rayleigh. On a par ailleurs les propriétés suivantes :

$$\overline{V_{rms}^2} = \gamma \quad \frac{\overline{V_{rms}^4}}{\overline{V_{rms}^2}^2} = \frac{\pi}{4} \quad \text{std}(V_{rms}) = \sqrt{\frac{\gamma(4 - \pi)}{4}}$$

où $\text{std}(V_{rms})$ est l'écart-type. Une analyse plus détaillée des propriétés statistiques du signal de rétrodiffusion est présentée dans le Chapitre 6.

2.5 Conclusion de la partie théorique

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les étapes et les hypothèses permettant d'obtenir l'équation du sonar (eq. 2.51) couramment utilisée. Cette équation et la théorie sur laquelle elle repose sont adaptées à la modélisation de la réponse acoustique d'une suspension incohérente de particules solides non-cohésives. Cette théorie est utilisée pour interpréter le signal acoustique dans les Chapitres 4 et 5. Les limitations de cette théorie et la pertinence de son utilisation pour interpréter le signal acoustique enregistré en rivière sont discutées dans le Chapitre 6. Avant de présenter ces résultats, le prochain chapitre aborde les travaux expérimentaux réalisés au cours de cette thèse.

Chapitre 3

Mesures expérimentales

3.1 Introduction

Nous abordons dans ce chapitre le volet expérimental de la thèse. L'objectif est de fournir une vue d'ensemble et un retour d'expérience sur les activités expérimentales que nous avons menées.

Toutes nos mesures expérimentales ont été réalisées avec un profileur acoustique multifréquence Aquascat 1000R. Nous présentons cet instrument et détaillons quelques aspects importants liés à la mesure acoustique en elle-même (bruit, gain, calibration). Nous présentons aussi succinctement les méthodes classiques ayant été utilisées pour mesurer la concentration et la taille des particules en suspension à partir des échantillons prélevés dans la colonne d'eau.

Nous abordons ensuite le volet expérimental réalisé au laboratoire : il s'agissait de créer une suspension homogène dans une cuve pour tester les performances des mo-

dèles acoustiques et des algorithmes d'inversion. Nous avons choisi d'investir dans ce travail de laboratoire car il nous a semblé nécessaire – compte-tenu de la complexité du problème – d'obtenir des données dans des conditions mieux contrôlées que sur le terrain. De nombreux essais auront cependant été nécessaires pour aboutir à un dispositif expérimental suffisamment fiable pour produire des données de qualité. Nous présentons un retour d'expérience sur la mise au point du dispositif expérimental, ainsi qu'un petit rapport d'expertise sur l'installation DEXMES (Ifremer, Brest) que nous avons pu tester au cours de la thèse.

Enfin, nous présentons les campagnes expérimentales réalisées sur le terrain. L'Aquascats 1000R étant un instrument conçu à l'origine pour l'océanographie, ce travail de thèse a permis de tester et d'adapter son déploiement en rivière, dans différentes conditions hydro-sédimentaires. Nous présentons un retour d'expérience sur l'ensemble des tests de déploiement réalisés.

3.2 Mesures acoustiques multifréquence

3.2.1 Profileur acoustique Aquascats 1000R

L'ensemble des mesures acoustiques réalisées au cours de cette thèse ont été effectuées avec un profileur acoustique multifréquence (ABS, *Acoustic Backscatter System*) Aquascats 1000R, produit par la société britannique Aquatec (Fig. 3.1). Cet instrument est un sonar pouvant piloter simultanément jusqu'à 4 transducteurs monofréquence à bande étroite. Les transducteurs sont amovibles, laissant à l'utilisateur la possibilité de choisir les fréquences utilisées parmi celles disponibles. L'appareil

acquis par Irstea au début de ces travaux de thèse dispose de 6 transducteurs aux fréquences 0,3 ; 0,5 ; 1,0 ; 2,5 ; 4,0 et 5,0 MHz. La résolution spatiale de l'instrument (taille de cellule) peut être modifiée dans une gamme comprise entre 2,5 et 40 mm. L'appareil enregistre le signal de rétrodiffusion acoustique sur un maximum de 256 cellules, ce qui conduit à une portée maximale d'environ 10 m.

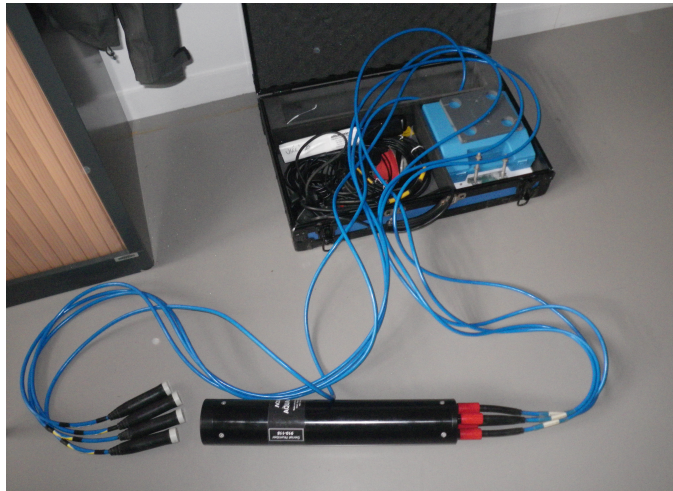


FIGURE 3.1 – Profileur acoustique multifréquence Aquascats 1000R. Les 4 transducteurs sont reliés par les fils bleus au corps de l'instrument (cylindre noir, submersible) qui contient toute la chaîne d'acquisition et de stockage des données.

Multi-frequency acoustic backscatter system (ABS) Aquascats 1000R used in this study. The 4 transducers are connected to the instrument body (black cylinder) through the blue cables. Data acquisition chain and storage are embedded in the submersible instrument body.

Après avoir émis un pulse sonore, l'instrument fonctionne en réception et transforme l'écho reçu en un signal électrique. Ce signal est amplifié, puis l'instrument enregistre la tension moyenne (notée V) de l'enveloppe du signal sur chaque cellule. Cette tension est normalisée entre 0 et 1. Elle est théoriquement égale à la tension

V_{rms} utilisée dans l'équation du sonar (eq. 2.51). L'Aquascats est un sonar monostatique : l'émission et la réception du signal à une fréquence donnée est assurée par le même transducteur. Dans les parties qui suivent, nous abordons quelques problématiques liées à la mesure acoustique avec l'Aquascats.

3.2.2 Bruit de fond et interférences

Le bruit de fond (*noise floor* ou *background noise*) est le signal résiduel enregistré par l'instrument en l'absence des sources que l'on souhaite mesurer. Dans le cas qui nous intéresse, le bruit de fond peut être généré par divers phénomènes : acoustiques, électromagnétiques, électroniques ou thermiques notamment. Si l'intensité du bruit de fond est proche de l'intensité du signal à mesurer, l'accès à l'information souhaitée peut devenir difficile, voire impossible. Ce cas est fréquemment rencontré lors des mesures hydro-acoustiques en rivière, car le signal produit par les particules en suspension est souvent faible et/ou fortement atténué.

Mesure du bruit de fond

L'Aquascats permet d'enregistrer un signal de bruit de fond en utilisant les transducteurs uniquement en réception. En pratique, les transducteurs vibrent tout de même légèrement et émettent un son faible (défaut de l'instrument), généralement suffisamment faible cependant pour ne pas enregistrer d'écho des particules en suspension. Le bruit de fond peut aussi être estimé en utilisant la queue du profil acoustique, lorsque le signal de rétrodiffusion est totalement atténué. La Figure 3.2 montre un exemple de détermination du bruit de fond à partir de la queue du signal, une fois

l'écho totalement atténué après réflexion au fond de la rivière. Notons que le niveau de bruit de fond déterminé selon cette méthode peut être légèrement différent de celui enregistré en utilisant les transducteurs uniquement en réception (cause inconnue). La queue du signal pouvant renseigner sur le bruit de fond, il est préférable de toujours paramétrer l'instrument pour utiliser le maximum de cellules possible (256 pour l'Aquascats).

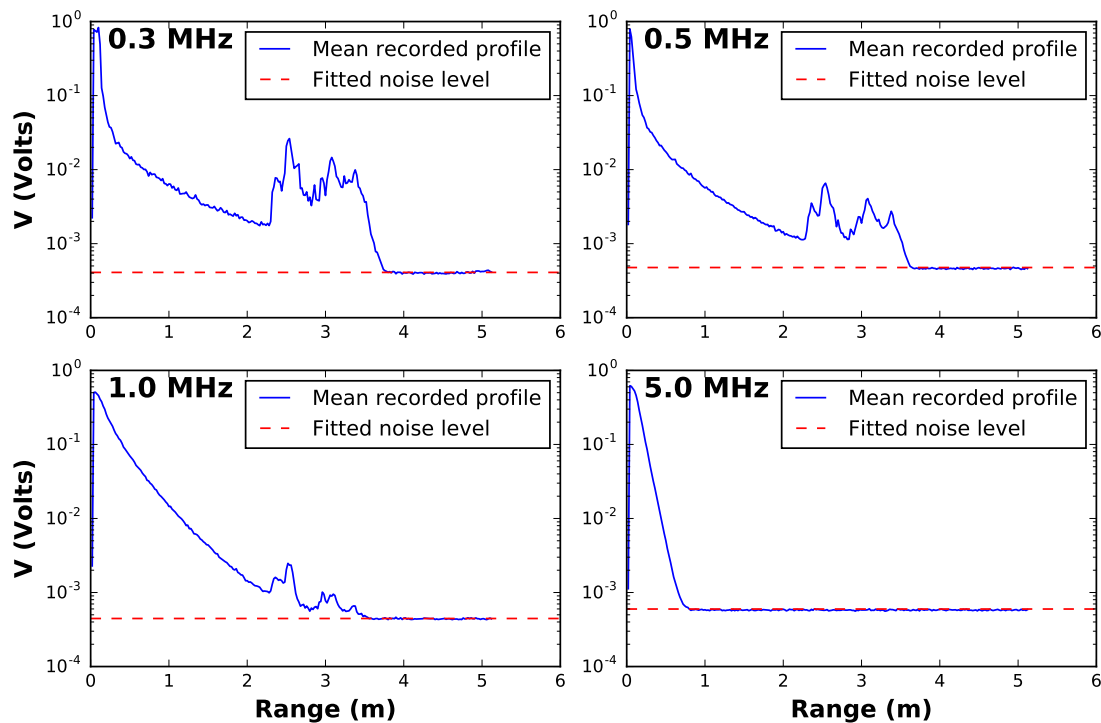


FIGURE 3.2 – Exemple de détermination du niveau de bruit de fond à partir de la queue du profil acoustique moyenné sur un grand nombre de tirs. Profils enregistrés sur l'Isère le 06/01/2018.

Example of background noise level estimation from the tail of the acoustic profile averaged over many sonar pings. Acoustic profiles recorded in the Isère River on January 6, 2018.

De nombreux tests réalisés dans différentes conditions de déploiement ont montré que le bruit de fond de l'Aquascats n'évoluait pas avec la distance par rapport aux transducteurs (Fig. 3.3). Le niveau de bruit de fond dépend par contre de la fréquence utilisée et du paramétrage de l'instrument : taille de cellule et gains appliqués à l'émission et à la réception notamment. Le niveau de bruit de fond dépend aussi fortement de l'environnement de déploiement. Globalement, plus le site de mesure est éloigné d'activités humaines, plus le niveau de bruit est faible.

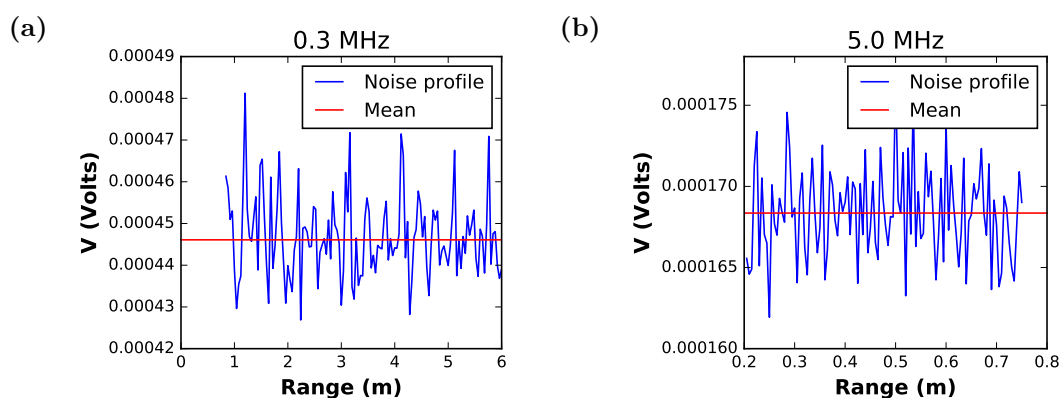


FIGURE 3.3 – Exemple de profil de bruit de fond enregistré avec l'Aquascats, en fonction de la distance par rapport au transducteur : (a) dans le Rhône à 0,3 MHz; (b) dans une cuve au laboratoire à 5,0 MHz.

Example of Aquascats background noise profile vs. range from transducer: (a) in the Rhône River at 0.3 MHz; (b) in a laboratory tank at 5.0 MHz. The noise level is fairly independant from range.

Rapport signal sur bruit (SNR)

On utilise communément le rapport signal sur bruit (*signal to noise ratio*, SNR) pour évaluer la qualité d'un signal : $SNR = \Pi_{signal}/\Pi_{noise}$, où Π_{signal} est la puissance

du signal enregistré et Π_{noise} est la puissance du bruit de fond. Dans le cas qui nous intéresse, le SNR s'écrit :

$$\text{SNR} = \frac{\overline{V_{tot}^2}}{\overline{V_{noise}^2}} \quad (3.1)$$

où $\overline{V_{tot}^2}$ est le signal (total) enregistré par l'instrument et moyenné en moyenne quadratique sur un grand nombre de tirs ; et $\overline{V_{noise}^2}$ est le signal du bruit de fond.

De nombreux essais réalisés avec l'Aquascats ont montré que l'influence du bruit de fond devenait non-négligeable pour $\text{SNR} < 10$. Cette valeur est cohérente avec d'autres études réalisées avec des systèmes sonar (e.g. Gostiaux et van Haren, 2010). L'influence du bruit de fond est par exemple visible sur les profils de FCB (*Fluid Corrected Backscatter*, cf. Chap. 4) dans le cas d'une suspension homogène le long du profil acoustique : lorsque $\text{SNR} < 10$, on observe un changement de pente dans le profil du FCB.

Le SNR permet de déterminer la portée de l'instrument (cf. Chap. 5), c'est-à-dire la distance maximale de détection au-delà de laquelle le signal de rétrodiffusion est totalement atténué, l'instrument n'enregistrant alors plus que du bruit. Théoriquement, cette limite est atteinte pour $\text{SNR} = 1$. En pratique, elle est atteinte pour un SNR plus élevé (la portée est plus faible), du fait de la variabilité du signal de rétrodiffusion. Sur la base des mesures réalisées avec l'Aquascats, nous avons considéré qu'il n'était plus possible de distinguer le signal de rétrodiffusion du bruit de fond pour $\text{SNR} < 2$; c'est-à-dire lorsque la puissance moyenne du bruit atteignait 50% de la puissance moyenne du signal rétrodiffusé.

Dans le cas d'une suspension homogène, le SNR renseigne aussi sur l'atténuation du signal et peut être relié à la concentration en sédiments fins (Meral, 2016).

Correction du bruit de fond

Lorsque le bruit de fond n'est pas négligeable, i.e. $SNR < 10$, on fait l'hypothèse que l'intensité du bruit de fond s'ajoute à l'intensité du signal rétrodiffusé par les particules en suspension :

$$\overline{V_{tot}^2} = \overline{V_{rms}^2} + \overline{V_{noise}^2} \quad (3.2)$$

où $\overline{V_{rms}^2}$ est le signal de rétrodiffusion des particules en suspension auquel on souhaite accéder, utilisé dans l'équation du sonar. Cette hypothèse est généralement bien vérifiée, car le bruit de fond suit le plus souvent une distribution de Rayleigh (e.g. Fig. 3.19). Autrement dit, le signal de bruit de fond enregistré par l'Aquascats est similaire à un signal de rétrodiffusion généré par une suspension incohérente. On peut alors soustraire le bruit de fond au signal enregistré par l'instrument.

Interférences

Dans certains cas, en plus d'un signal résiduel aléatoire comme celui de la Figure 3.3, le bruit de fond peut aussi contenir un signal d'interférence cohérent (non-aléatoire). D'après notre expérience, ces perturbations proviennent généralement d'autres appareils acoustiques, électriques ou électroniques. Ces interférences ne sont pas toujours visibles lorsque le signal est moyenné sur un grand nombre de tirs. Il est plus aisé de les repérer sur les séries temporelles de bruit de fond, enregis-

trées en mode réception pure (Fig. 3.4). L'Aquascap permet de visualiser ces séries temporelles en temps réel : il est conseillé de les observer régulièrement pendant une campagne de mesure.

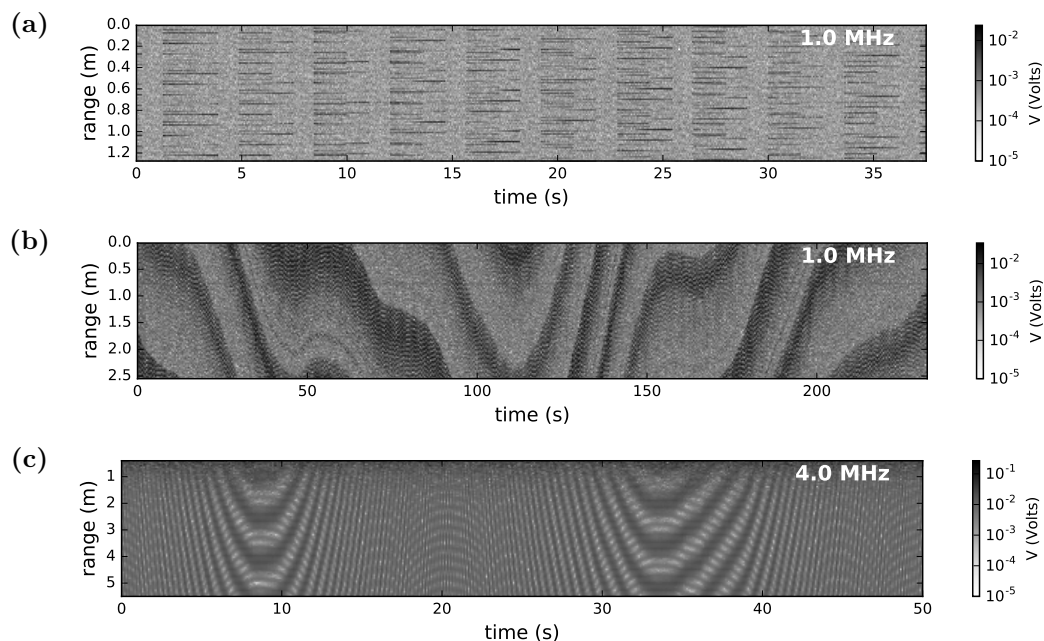


FIGURE 3.4 – Exemples de séries temporelles de bruit de fond présentant des interférences, mesurées (a) dans une cuve à Irstea (origine indéterminée) ; (b) sur l’installation DEXMES à Ifremer Brest (interférences probablement dues à d’autres appareils électriques branchés sur le même secteur) ; (c) sur le Rhône (interférences probablement dues à un autre sonar en fonctionnement).

Examples of background noise time series showing interferences, measured (a) in a tank at Irstea, source unknown ; (b) in DEXMES experimental facility at Ifremer Brest, interferences probably due to other electrical devices plugged to the same power supply ; (c) in the Rhône River, interferences probably due to another sonar system.

La distribution d’un signal d’interférence cohérent est généralement très éloignée d’une distribution de Rayleigh. Il n’est alors plus possible de soustraire simplement

l'intensité moyenne du bruit de fond pour accéder au signal de rétrodiffusion. Des algorithmes de traitement du signal sont nécessaires. Il est donc préférable de supprimer la source d'interférence avant de réaliser les mesures, quand cela est possible. On peut globalement conseiller d'effectuer les mesures dans un lieu le plus éloigné possible d'autres activités humaines, de couper tous les appareils hydro-acoustiques en présence (ADCP, sonar, ...), et d'alimenter l'instrument sur batterie interne plutôt que sur secteur.

Dans le cas d'un déploiement en rivière depuis un bateau à moteur, nous avons par ailleurs vérifié que le bruit du moteur et celui de l'écoulement n'avaient pas d'impact sur le signal mesuré par l'Aquascats. Ces bruits ont généralement des fréquences inférieures à 100 kHz (Wenz, 1962).

3.2.3 Gain et saturation

Plusieurs valeurs d'amplification du signal reçu peuvent être choisies par l'utilisateur de l'Aquascats (resp. + 0, + 12 et + 20 dB). Le bruit de fond étant en partie généré après la chaîne d'amplification, augmenter le gain permet généralement d'augmenter le SNR. Un gain trop important peut cependant entraîner une saturation du signal. Il est aussi possible de baisser la puissance d'émission de 12 dB, ce qui peut être utile par exemple lors d'un déploiement en cuve, afin de réduire l'intensité des réflexions parasites générées par les parois et autres obstacles.

Nous n'avons pas eu accès aux caractéristiques précises de la chaîne d'amplification de l'Aquascats. La tension V mesurée par l'instrument sur chaque cellule étant normalisée entre 0 et 1, la valeur de saturation est théoriquement $V = 1$ (Smerdon

et Simmons, 2009). En pratique, des tests réalisés au laboratoire en mesurant le pic de réflexion sur une surface plane progressivement rapprochée de l'instrument ont montré qu'une saturation commençait à être observée pour $V \approx 0,7$. Notons que la saturation doit être de préférence détectée sur le signal brut (non moyenné). En effet, le signal de rétrodiffusion d'une suspension étant de nature statistique, son intensité moyenne sera toujours inférieure à la valeur de saturation. Le phénomène de saturation fausse cependant la mesure en écrêtant les valeurs les plus élevées, ce qui fait artificiellement baisser la moyenne $\overline{V_{rms}^2}$.

Compte-tenu de la sensibilité des paramètres de gain pour les applications qui nous intéressent (une erreur de 1 dB sur le gain entraîne théoriquement une erreur d'environ 60% sur la concentration), nous avons cherché à vérifier les valeurs de gain affichées par le constructeur – dans la mesure du possible avec les moyens dont nous disposions.

La Figure 3.5 présente deux exemples de test de gain réalisés en mesurant la rétrodiffusion d'une même suspension avec des réglages de gain différents. La Figure 3.5a présente des mesures réalisées dans une cuve en béton (réservoir du canal expérimental à Irstea) contenant de l'eau chargée en sédiments (amplification 0 puis 12 dB). La Figure 3.5b présente des mesures réalisées dans le Rhône en eau claire, avec très peu de sédiments en suspension (amplification 0 puis 20 dB). Les courbes rouges et oranges présentent le SNR mesuré respectivement sans amplification (gain = + 0 dB) et avec amplification (gain = + 12 ou + 20 dB). On remarque qu'appliquer un gain au signal permet d'augmenter le SNR. Les courbes bleues présentent le ratio (en dB) du signal amplifié sur le signal non amplifié (moyenne sur un grand

nombre de tirs). Théoriquement, ce ratio devrait être égal au réglage de gain sélectionné (+ 12 ou + 20 dB). Les courbes vertes présentent le même ratio, mais en soustrayant au préalable le bruit de fond au signal mesuré.

On remarque que l'ordre de grandeur du gain affiché par le constructeur est respecté (les ratios oscillent autour des valeurs de + 12 ou + 20 dB attendues). Cependant, la variabilité du signal – due à la variabilité de la suspension – empêche une évaluation plus précise. On constate aussi que l'amplification du bruit de fond (que l'on observe pour $SNR \approx 1$) est de l'ordre de 3 dB inférieure à l'amplification du signal de rétrodiffusion. Enfin, lorsque le SNR est inférieur à 10, on remarque que le gain réel s'écarte de la valeur cible. Cet écart est en partie corrigé lorsque le bruit de fond est soustrait au signal mesuré par l'instrument (courbe verte), mais pas totalement.

Nous avons aussi tenté de vérifier le gain réellement appliqué par l'Aquascap en mesurant l'intensité du pic de réflexion sur une surface plane pour différents réglages de gain, dans une cuve expérimentale en eau claire (pas de sédiments en suspension). Les ratios des valeurs du pic permettent théoriquement d'accéder à l'amplification appliquée. Cette méthode permet d'éviter les problèmes d'instabilité du signal rencontrés avec des suspensions. Cependant, malgré l'utilisation d'une surface très peu réfléchissante (isolant ultrasonique), seules les fréquences 4,0 et 5,0 MHz ont pu être testées sans faire face à un problème de saturation. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.6. On remarque que l'amplification mesurée est légèrement plus faible que les gains affichés par le constructeur, l'écart maximal constaté étant de 0,7 dB.

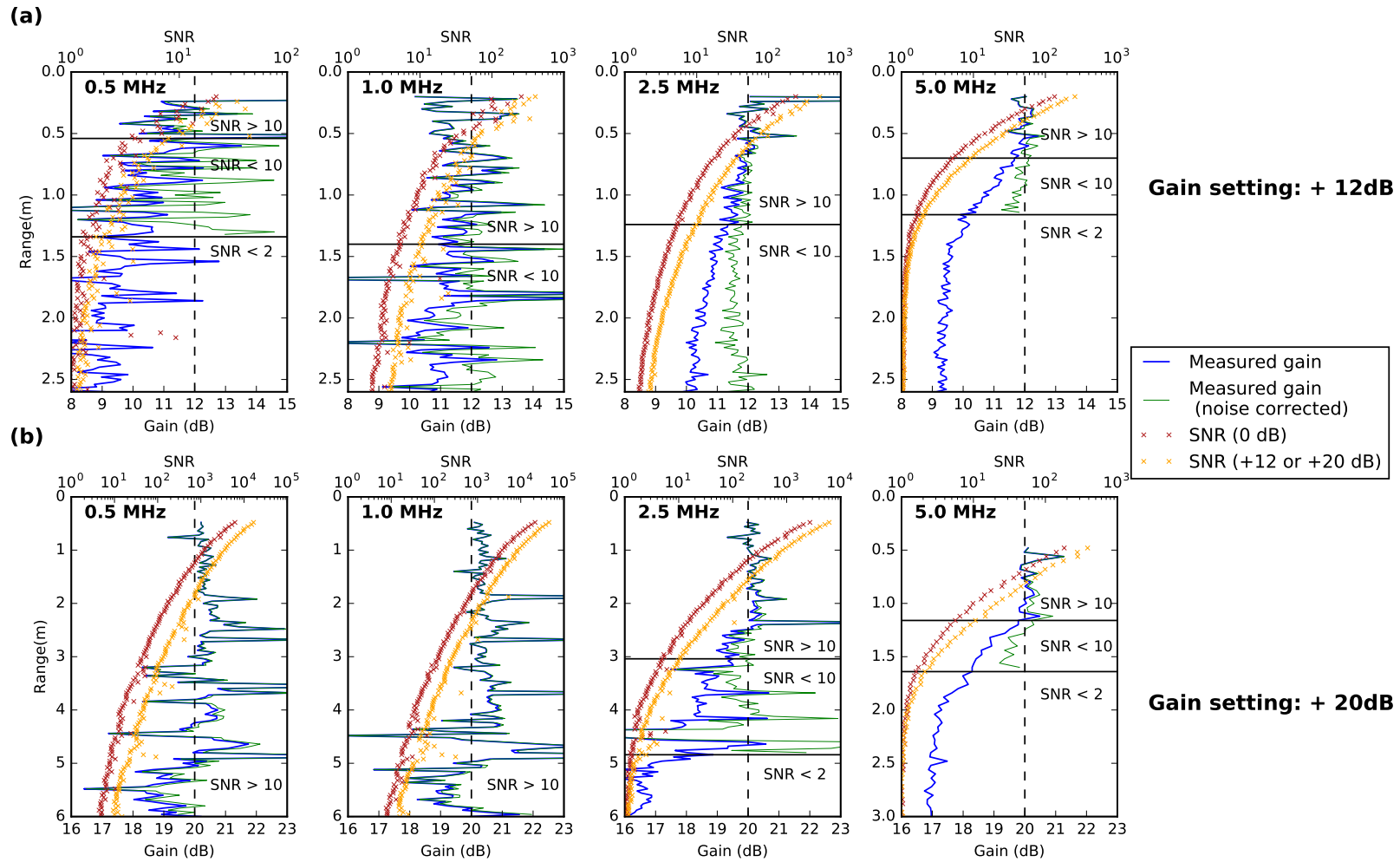


FIGURE 3.5 – Test des gains de l'Aquascats en mesurant la rétrodiffusion d'une suspension avec et sans amplification (a) dans une cuve en béton (gain +12 dB); (b) dans le Rhône (gain +20 dB). En rouge : SNR sans amplification; en orange : SNR avec amplification; en bleu : gain mesuré sans correction du bruit de fond; en vert : gain mesuré avec correction du bruit de fond; pointillés noirs : valeur de gain sélectionnée.

Test of Aquascats gains from suspension backscattering measurements with and without amplification (a) in a concrete tank (instrument gain setting: +12 dB); (b) in the Rhône River (gain +20 dB). Red crosses: SNR without amplification; orange crosses: SNR with amplification; blue curves: measured gain without background noise correction; green curves: measured gain with background noise correction; black dashed lines: instrument gain setting. The high variability of the measured gain is due to the suspension variability.

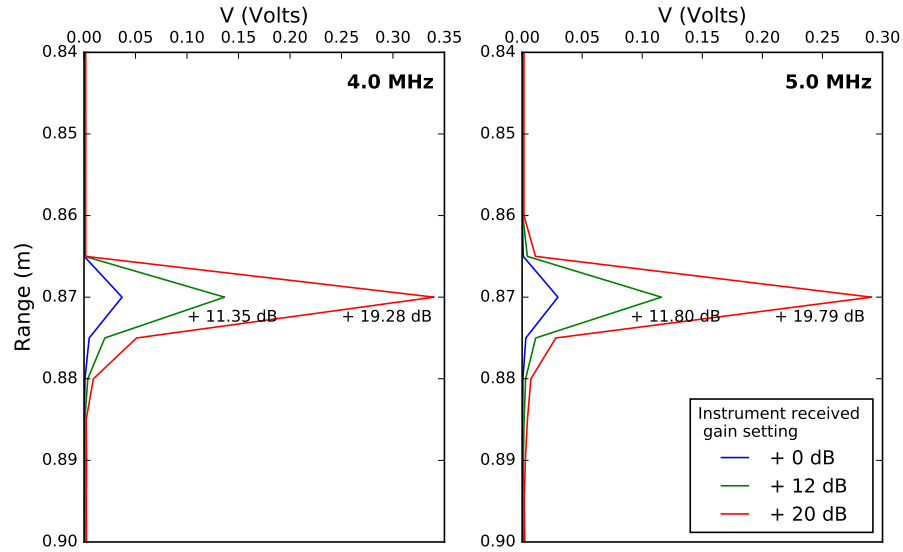


FIGURE 3.6 – Vérification du gain appliqué par l’Aquascats à 4,0 et 5,0 MHz en mesurant le pic de réflexion sur une surface plane avec différents réglages de gain. Le gain mesuré est indiqué à côté de chaque pic.

Check of Aquascats gain at 4.0 and 5.0 MHz by measuring the reflection peak on a plane surface in a laboratory tank, for various gain settings. We computed the (real) gain from the ratios of the peak values. The measured gain is written aside each peak.

Une étude plus poussée de l’amplification réellement appliquée par l’Aquascats aurait certainement été utile pour évaluer la précision des mesures acoustiques. Une telle étude aurait cependant nécessité un travail conséquent et du matériel spécifique. Les quelques tests réalisés sur le gain semblent montrer que les valeurs affichées par le constructeur sont réalistes. En l’absence de données plus fiables, ces valeurs ont été utilisées dans les calculs.

Lorsque qu'un gain est appliqué à l'émission et/ou à la réception par l'instrument, la correction du signal devant être réalisée est :

$$V_{real} = V \times 10^{-\frac{T_x + R_x}{20}} \quad (3.3)$$

où V est la tension mesurée, V_{real} la tension corrigée de l'amplification, T_x le gain à l'émission (dB) et R_x le gain à la réception (dB).

3.2.4 Constante de calibration k_t

Méthode

Afin d'obtenir une mesure absolue du coefficient de rétrodiffusion volumique (s_v , cf. Chap. 2), il est nécessaire de caractériser la réponse acoustique et électronique de l'instrument. Cette caractérisation est généralement regroupée au sein de la constante de calibration k_t (Thorne et Hardcastle, 1997) :

$$k_t = S \times T_V \times p_0 r_0 \times \frac{0.96}{ka_t} \sqrt{\frac{3\tau c_0}{16}} \quad (3.4)$$

avec :

S [-] : sensibilité de l'instrument (intégrant les amplifications éventuelles) ;

T_V [V.Pa⁻¹] : fonction de transfert de l'instrument ;

p_0 [Pa] : pression acoustique efficace de référence à la distance r_0 [m] ;

k [rad.m⁻¹] : nombre d'onde ;

a_t [m] : rayon efficace du transducteur (généralement inférieur au rayon physique) ;

τ [s] : durée du train d'onde émis ;

c_0 [m.s⁻¹] : célérité du son dans l'eau.

La constante de calibration k_t dépend de la taille de cellule τc_0 . Lorsque la taille de cellule utilisée pour une série de mesures n'est pas la même que celle utilisée lors de la calibration de l'instrument, il est nécessaire de corriger la constante de calibration :

$$k_{t,cor} = k_{t,ref} \sqrt{\frac{\tau c_0}{\tau_{ref} c_{ref}}} \quad (3.5)$$

où $k_{t,cor}$ est la constante de calibration corrigée, $k_{t,ref}$ est la constante de calibration de référence donnée par le constructeur, τ et τ_{ref} sont respectivement les durées du train d'onde utilisées lors de la mesure et lors de la calibration, et c_0 et c_{ref} sont respectivement les célérités du son dans l'eau lors de la mesure et lors de la calibration. Pour l'Aquascap utilisé dans ces travaux de thèse, $\tau_{ref} = 13,33 \mu\text{s}$ et $c_{ref} = 1475 \text{ m/s}$

Parmi les termes composant la constante de calibration k_t , plusieurs ne sont pas connus a priori. Il est possible de les déterminer via une calibration absolue, c'est-à-dire en les mesurant un par un, ce qui est relativement complexe et nécessite du matériel spécifique. Une autre méthode consiste à évaluer la constante k_t en mesurant l'écho d'une cible standard – typiquement une sphère – dont les propriétés de rétrodiffusion sont parfaitement connues (Foote et Martini, 2010). Enfin, la méthode

retenue par le constructeur pour calibrer l'Aquascats consiste à inverser le signal de rétrodiffusion d'une suspension de billes de verre dont les propriétés sont connues.

Calibration sur une suspension de billes de verre

La méthode de calibration mise en œuvre par le fabricant de l'Aquascats est celle détaillée par Betteridge et al. (2008). La constante de calibration k_t est évaluée en inversant l'équation du sonar sur une suspension de billes de verre dont les propriétés diffusives sont connues. On a alors :

$$k_t = \frac{r\sqrt{V_{rms}^2}}{k_s M^{1/2}} e^{2\alpha r} \quad (3.6)$$

Les termes k_s et α sont calculés analytiquement à partir des caractéristiques de la suspension. Pour simplifier les calculs, Betteridge et al. (2008) donnent une expression approchée du facteur de forme f_∞ et de la section efficace totale de diffusion normalisée χ_s pour une suspension de billes de verre tamisée à $1/4 \phi$ ($\phi = -\log_2 2a_s$) :

$$f_\infty = \frac{x^2(1 - 0.5 e^{-((x-1.5)/0.5)^2})(1 + 0.4 e^{-((x-1.5)/3.0)^2})}{1.17 + 0.95x^2} \quad x = ka_s \quad (3.7)$$

$$\chi_s = \frac{0.24x^4(1 - 0.4 e^{-((x-5.5)/2.5)^2})}{0.7 + 0.3x + 2.1x^2 - 0.7x^3 + 0.3x^4} \quad x = ka_s \quad (3.8)$$

où a_s est le rayon moyen des billes de verre. Nous avons utilisé ces formules pour recalculer les constantes k_t de notre instrument à partir des données de calibration fournies par le constructeur.

Détermination du k_t

Le Tableau 3.1 regroupe les données caractérisant la suspension de billes de verre utilisée par le constructeur pour calibrer notre instrument. Les fichiers acoustiques bruts de calibration étaient stockés dans l'Aquascats à la livraison.

AQUASCAT CALIBRATION DATA	
Temperature	17.8 °C
Mean concentration	0.48 g/L
Glass beads mean radius	59 μm (1/4 ϕ sieved $\approx [54 - 64] \mu\text{m}$)

TABLEAU 3.1 – Paramètres de la suspension de billes de verre utilisée par le constructeur pour calibrer l'Aquascats

Parameters of the glass bead suspension used by the supplier to calibrate the Aquascats

Malheureusement, les profils acoustiques bruts enregistrés par le constructeur lors de la calibration ont été moyennés en moyenne arithmétique (moyenne simple) tous les 4 tirs. Cette erreur nous empêche d'accéder à la moyenne quadratique $\overline{V_{rms}^2}$ sur les données de calibration, on peut seulement accéder à la moyenne simple $\overline{V_{rms}}$. C'est pourtant bien la moyenne quadratique qui nous intéresse et qui est utilisée dans l'équation du sonar. En théorie, le signal de rétrodiffusion d'une suspension incohérente suit une distribution de Rayleigh. On a alors théoriquement $\overline{V_{rms}^2} = (\overline{V_{rms}})^2 \times 4/\pi$. En pratique cependant, on observe souvent $\overline{V_{rms}^2}/(\overline{V_{rms}})^2 \geq 4/\pi$.

Dans la suite de ces travaux, et en l'absence d'une meilleure calibration, nous avons le plus souvent utilisé la moyenne simple $\overline{V_{rms}}$ dès lors que la constante k_t intervenait. Dans le cas d'une suspension incohérente, cela diminue théoriquement

simplement la précision de l'estimation de la moyenne (Siddiqui, 1962). En pratique, lorsque la distribution du signal de rétrodiffusion s'éloigne d'une distribution de Rayleigh (cf. Chap. 6), il est difficile d'évaluer l'impact de l'utilisation de la moyenne simple par rapport à la moyenne quadratique. Lorsque la moyenne quadratique a été utilisée, la constante de calibration k_t été multipliée par $\sqrt{4/\pi} \approx 1,28$.

La Figure 3.7 montre l'évolution du SNR en fonction de la distance au transducteur pour chaque fréquence lors de la calibration de l'Aquascap par le constructeur. On remarque qu'à 0,3 MHz, le SNR oscille globalement entre 1 et 10. Cela est dû à la faiblesse de la rétrodiffusion (billes de verre trop petites pour calibrer cette fréquence) ainsi qu'à d'importantes réflexions parasites dans la cuve de calibration. Ces réflexions sont en partie dues au fait que l'atténuateur situé derrière le transducteur 0,3 MHz ne joue pas bien son rôle et qu'une onde sonore est ainsi émise vers l'arrière. Cette onde est réfléchiée par la surface puis par les parois de la cuve, et vient fortement perturber la mesure. Il est donc difficile de calibrer précisément le transducteur 0,3 MHz avec ces données. Faute de mieux, nous avons utilisé la constante de calibration fournie par le constructeur ($0,04 \text{ V.m}^{3/2}$) dans les calculs, les résultats obtenus n'étant pas aberrants.

Pour les autres fréquences, nous avons recalculé la constante de calibration k_t sur la portion du profil où $\text{SNR} > 10$. Notons que les creux visibles à 0,5 MHz correspondent aussi à des réflexions parasites sur la surface libre, liées à un problème d'émission vers l'arrière comme à 0,3 MHz (moins marqué cependant).

La Figure 3.8 montre la valeur de k_t calculée pour chaque fréquence et pour chaque cellule du profil acoustique à partir de l'équation (3.6). Les lignes horizon-

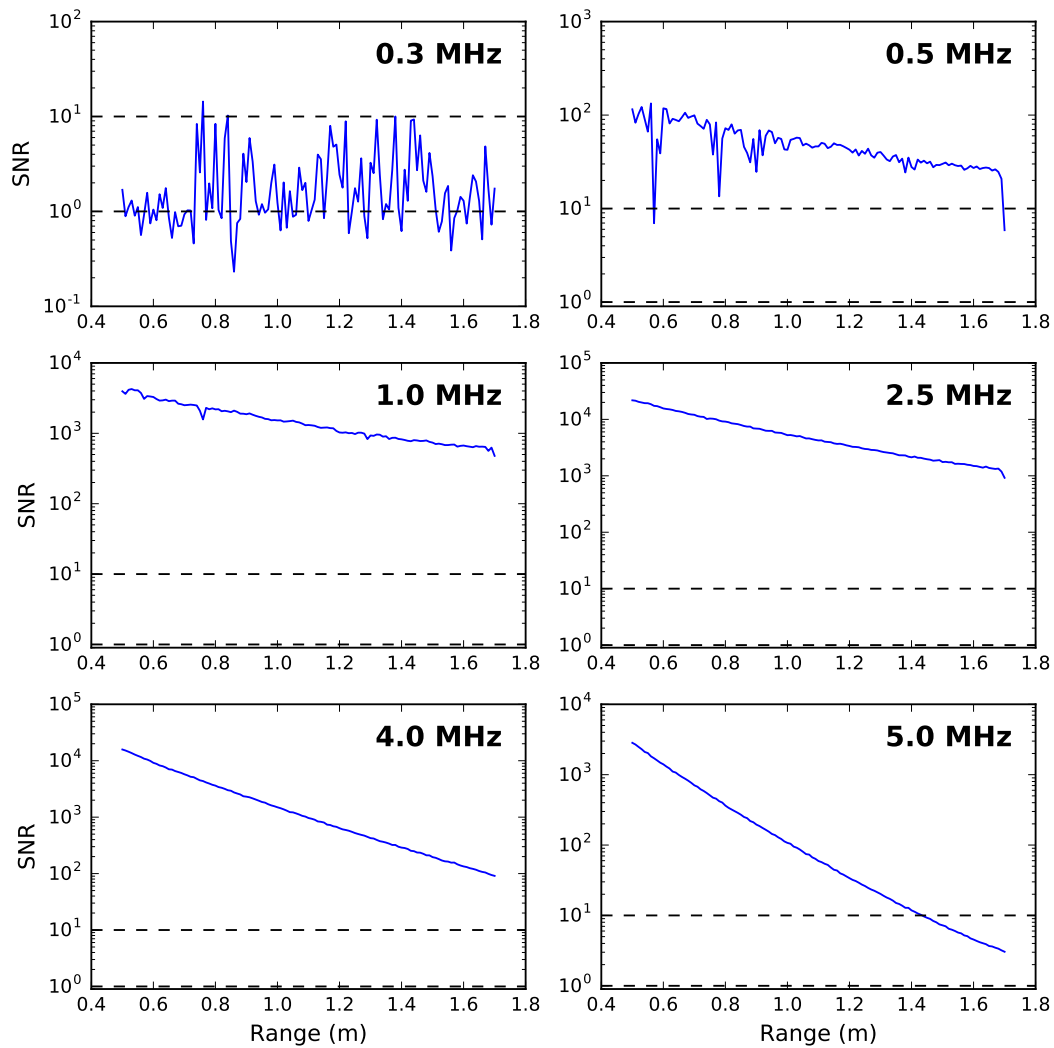


FIGURE 3.7 – Rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la distance par rapport au transducteur pour les données de calibration fournies par le constructeur. Les lignes en pointillés indiquent les limites $SNR = 10$ et $SNR = 1$.

Signal to noise ratio (SNR) vs. range from transducer for the calibration data provided by the supplier. Dashed lines show the limits $SNR = 10$ and $SNR = 1$.

tales indiquent la valeur de k_t donnée par le constructeur. Idéalement, k_t devrait être constant tout le long du profil acoustique. On constate cependant une augmentation de la valeur de k_t avec la distance pour toutes les fréquences. Cette tendance peut résulter d'un défaut de l'instrument ou d'une concentration non homogène dans la cuve de calibration. Le Tableau 3.2 donne les valeurs de k_t fournies par le constructeur, les valeurs moyennes issues de nos calculs, ainsi que l'augmentation de la valeur de k_t observée sur un mètre (en %). On observe notamment une croissance significative des profils de k_t à 0,5 et 5,0 MHz.

Frequency	k_t supplier ($\text{V.m}^{3/2}$)	mean recalculated k_t ($\text{V.m}^{3/2}$)	k_t growth on 1 m
0.3 MHz	0.04157	-	-
0.5 MHz	0.01749	0.01838	13.0 %
1.0 MHz	0.03255	0.03267	5.1 %
2.5 MHz	0.01554	0.01598	4.1 %
4.0 MHz	0.01349	0.01538	4.0 %
5.0 MHz	0.01054	0.01376	12.0 %

TABLEAU 3.2 – Constantes de calibration k_t : fournies par le constructeur ; recalculées à partir des données de calibration (moyenne) ; taux de croissance sur un mètre observé sur les profils de k_t recalculés

Calibration constants k_t : provided by the supplier ; recalculated from calibration data (average) ; growth rate on one meter observed on recalculated k_t profiles (Fig. 3.8)

Nous avons par ailleurs observé une augmentation anormale du signal avec la distance dans d'autres cas, dont quelques exemples sont présentés dans la section suivante. Cela incite à penser que l'augmentation du k_t observée sur la Figure 3.8 ne

provient pas d'un problème d'homogénéité dans la cuve de calibration, mais plutôt d'un problème lié à l'instrument.

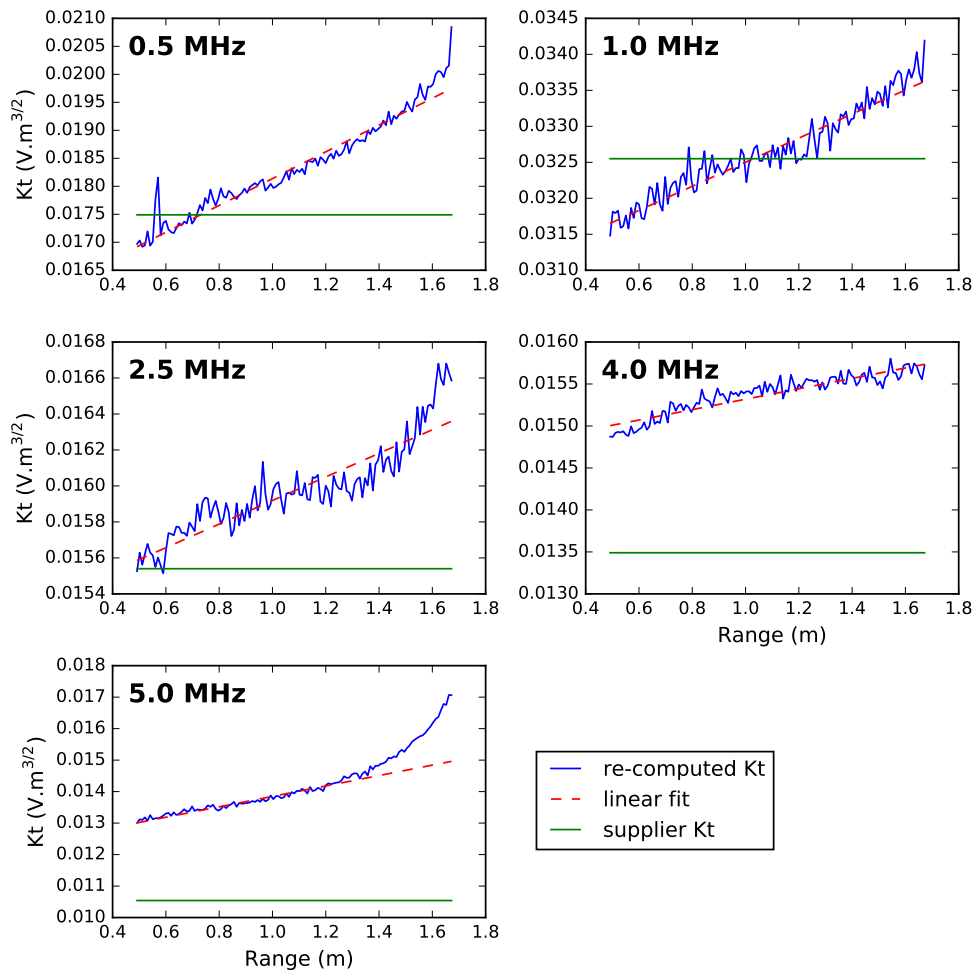


FIGURE 3.8 – Profils de k_t recalculés à partir des données de calibration fournies par le constructeur. Les lignes en pointillés rouges indiquent la tendance des profils (régression linéaire), les lignes horizontales en vert indiquent la valeur de k_t fournie par le constructeur.

k_t profiles recalculated from raw calibration data provided by the supplier. Red dashed lines are regression lines, showing an unexpected increasing tendency of k_t with range; green horizontal lines show the values of k_t provided by the supplier.

Augmentation du signal avec la distance

Nous avons rencontré un problème d'augmentation du signal avec la distance, similaire à celui observé sur les données de calibration, sur d'autres jeux de données. Ce problème n'est généralement pas détectable lorsque la suspension n'est pas homogène, ou lorsque l'atténuation par les particules en suspension n'est pas négligeable.

La Figure 3.9 montre l'évolution du coefficient de rétrodiffusion volumique s_v en fonction de la distance au transducteur : dans le Rhône en eau claire avec très peu de sédiments en suspension et en configuration de tir horizontal (Fig. 3.9a); dans la cuve expérimentale à Irstea Lyon en eau claire, en présence de bulles d'air générées par des pompes (Fig. 3.9b). Dans les deux cas, les conditions de déploiement permettaient de faire l'hypothèse d'une suspension homogène et d'une atténuation liée à la suspension négligeable. Dans ces conditions, s_v devrait être constant le long du profil acoustique, or on observe dans tous les cas une augmentation du s_v avec la distance.

Cette tendance à l'augmentation reste inexplicée. Elle pourrait venir d'une mauvaise prise en compte de l'atténuation liée à l'eau, ou d'un problème lié à l'instrument. Ce problème pourrait impacter les mesures réalisées avec l'Aquascap, en particulier les mesures longue portée (plusieurs mètres). Étudier ce problème instrumental plus en détail aurait cependant demandé du temps et du matériel spécifique, et ne relevait pas du cadre de cette thèse.

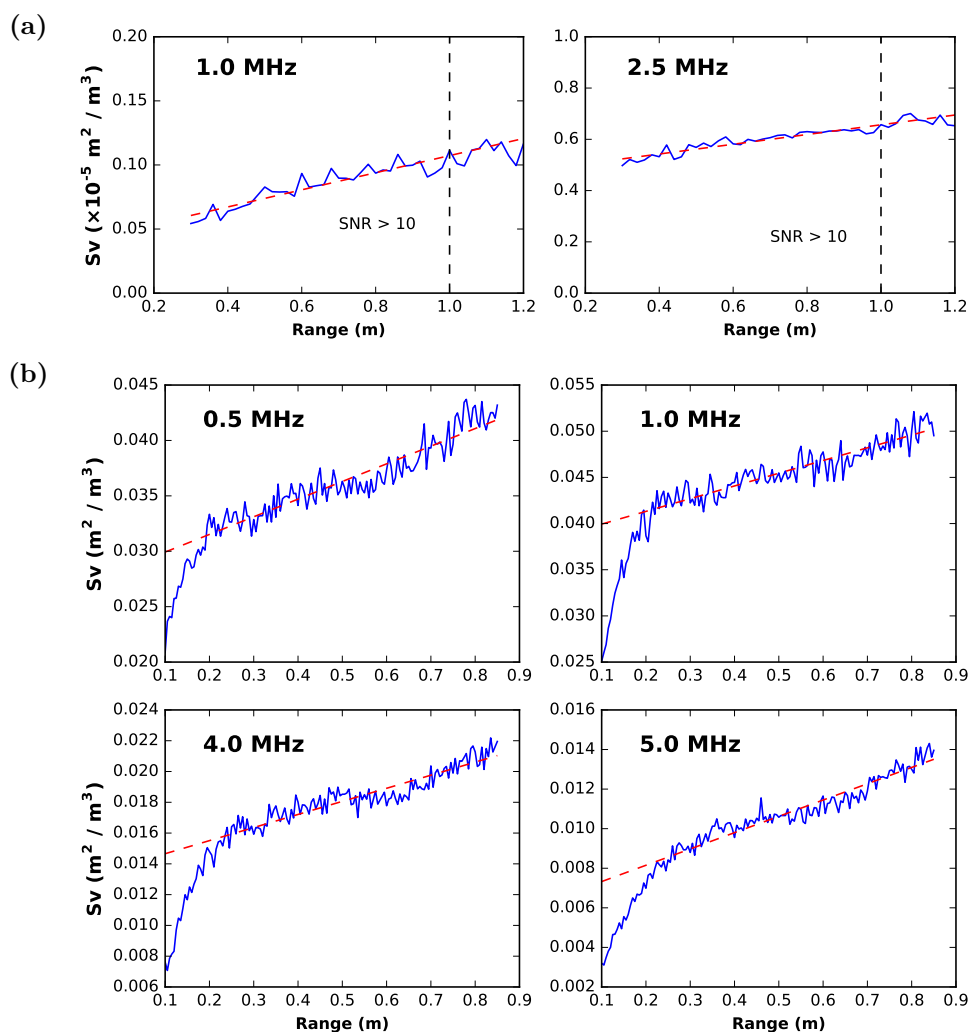


FIGURE 3.9 – Évolution du coefficient de rétrodiffusion volumique (s_v) en fonction de la distance au transducteur (a) dans le Rhône en eau claire (très peu de sédiments en suspension), tir horizontal – les pointillés verticaux indiquent la limite $\text{SNR} = 10$; (b) dans une cuve expérimentale en eau claire avec un signal de bulles d’air générées par des pompes. Les lignes en pointillés rouges indiquent la tendance à l’augmentation des profils (régression linéaire).

Volume backscattering coefficient (s_v) vs. range from transducer (a) in the Rhône River in clear water conditions (very low suspended sediment concentration), in a horizontal deployment configuration – vertical dashed lines show the limit $\text{SNR} = 10$; (b) in a laboratory tank filled with clear water, with air micro-bubbles being generated by submerged pumps. Dashed red lines are regression lines showing the growth tendency of the profiles. In these experiments, the suspension was expected to be homogeneous and the suspension attenuation was negligible. Thus, s_v should have been constant with range. The observed increasing tendency was unexpected and unexplained.

3.2.5 Synthèse et retour d'expérience sur l'utilisation de l'Aquascats

Précision de l'instrument

L'Aquascats 1000R est actuellement le seul profileur acoustique multi-fréquence véritablement adapté à la mesure des sédiments en suspension disponible sur le marché. Globalement, l'utilisation de ce profileur donne satisfaction. Les quelques vérifications réalisées dans le cadre de cette thèse n'ont pas révélé de comportement aberrant. Ces tests ont cependant soulevé un certain nombre de questionnements concernant la précision de l'instrument, auxquels nous n'avons pas pu apporter véritablement de réponse. En particulier :

- la calibration de l'instrument réalisée par le constructeur est, somme toute, assez succincte. Compte tenu de la sensibilité des mesures de rétrodiffusion vis-à-vis du paramètre k_t , la calibration pourrait être améliorée en répétant les mesures sur plusieurs suspensions avec des concentrations différentes et/ou en utilisant des billes de verre de taille différente. Plusieurs réglages de l'instrument (gain, taille de cellule) gagneraient à être utilisés pour chaque mesure de calibration. Cela permettrait d'obtenir une valeur moyenne de k_t plus robuste, et éventuellement d'évaluer une incertitude à partir de l'ensemble des valeurs obtenues. Enfin, les profils acoustiques ne doivent pas être moyennés pendant la calibration, contrairement à ce qui a été fait avec notre instrument ;
- les performances de la chaîne d'amplification de l'instrument gagneraient à être connues. Les quelques tests réalisés semblent montrer que l'amplification n'est

plus vraiment linéaire pour $\text{SNR} < 10$, et lorsque la tension de sortie dépasse 0,7 (saturation). De plus, si la possibilité de régler manuellement les gains à la réception (+12 ou +20 dB) et à l'émission (-12 dB) est intéressante, la mesure finale est très sensible à une erreur sur ces paramètres. Il serait donc utile de connaître la précision du gain appliqué, en réalisant des tests plus robustes que ceux que nous avons pu mener ;

- nous avons constaté une tendance à l'augmentation du signal avec la distance qui reste inexplicée. Une comparaison avec d'autres instruments sur une même suspension homogène pourrait être utile pour identifier l'origine de ce phénomène. Nous ne pouvons malheureusement pas quantifier l'erreur qui pourrait en résulter, notamment dans le cas de mesures longue portée (plusieurs mètres).

Recommandations pour l'utilisation de l'instrument

Un protocole de déploiement de l'Aquascats en rivière, issu des nombreuses expériences réalisées dans le cadre de cette thèse, est proposé dans l'Annexe B.1.

L'encadré ci-après propose aussi une liste de points à contrôler au préalable sur les fichiers de mesure Aquascats. Ces vérifications et pré-traitements, issus de notre retour d'expérience, ont pour but de détecter d'éventuels problèmes et d'évaluer la qualité des mesures.

Pré-traitements des données Aquascot

Visualisation globale et sélection des profils

- **Visualiser l'ensemble du fichier brut (burst) sous forme de séries temporelles (images)**. Cette visualisation (cf. Fig. 3.4) permet de repérer d'éventuelles interférences ou échos parasites, de vérifier si le burst est complet, d'identifier certaines anomalies (ex : écho important généré par le passage d'un poisson ou d'un nuage de bulles, transducteurs hors d'eau suite à une vague, ...), de repérer éventuellement la position du fond, etc.
- **Si nécessaire : effectuer une sélection des profils à exploiter**, en retirant par exemple les profils présentant une anomalie. Plusieurs bursts similaires peuvent aussi être réunis.

Bruit de fond, saturation et SNR

- **Déterminer le niveau du bruit de fond** pour chaque fréquence, de préférence en utilisant la queue du profil moyenné lorsque cela est possible (cf. Fig. 3.2), ou à partir d'une mesure de bruit (puissance transmise réglée sur « OFF »).
- **Calculer le rapport signal sur bruit (SNR)**, permettant d'estimer la portée effective de chaque fréquence (cf. Chap. 5).
- **Si nécessaire : vérifier l'absence de saturation près des transducteurs** dans le cas où la rétrodiffusion est importante (concentration élevée).
- **Si nécessaire : déterminer la position du fond** dans le cas d'un déploiement vertical, en identifiant le pic de réflexion. Le signal situé après le pic de fond peut éventuellement être retiré.

Statistiques du signal

- **Détecter et supprimer les valeurs aberrantes**, générées par des corps diffusant ponctuels et de grande taille (branches, poissons, ...) en écrêtant le signal (cf. Chap. 5).
- **Éventuellement : visualiser la distribution statistique du signal**. Un signal s'écartant fortement d'une distribution de Rayleigh peut être le signe d'une rétrodiffusion cohérente (ex : interférences), ou d'une suspension avec un nombre faible de diffuseurs dominants (cf. Chap. 6).

Corrections globales

- **Si nécessaire : corriger le signal en retirant le bruit de fond** dans le cas où $SNR < 10$. Si une information sur un autre signal parasite existe (ex : bulles d'air), ce signal peut aussi être éventuellement retiré.
- Corriger le signal de l'**atténuation liée à l'eau** et à la **divergence géométrique**. La visualisation des profils de FCB (cf. Chap. 4) donne aussi une idée de l'homogénéité de la suspension et l'atténuation liée aux sédiments fins.

Gain et constante k_t

- Évaluer la constante k_t **en fonction de la taille de cellule** (cf. eq. 3.5). Corriger le signal si un **gain** a été appliqué (cf. eq. 3.3).

3.3 Mesure des caractéristiques de la suspension

3.3.1 Mesure de la concentration massique

Les mesures de concentration massique effectuées dans le cadre de ces travaux de thèse ont été réalisées par filtration, selon la norme NF EN 872. La Figure 3.10 montre le matériel utilisé au laboratoire à Irstea Lyon pour réaliser les filtrations. La précision de cette technique varie en fonction de la concentration mais est de l'ordre de $\pm 5\%$.



FIGURE 3.10 – Matériel de filtration utilisé pour les mesures de concentration massique à Irstea Lyon.

Filtering equipment used at Irstea Lyon for measuring water sample mass concentration

Pour certains échantillons où une concentration non-négligeable en sable était attendue (e.g. étude de cas chasse Isère, cf. Chap. 5), la fraction fine et la fraction

sableuse ont été mesurées séparément en tamisant l'échantillon au préalable à $63 \mu\text{m}$. En effet, le processus classique de sous-échantillonnage conduit généralement à une ségrégation de la fraction sableuse (qui a tendance à rester au fond du flacon, cf. Dramais et al. 2018). Le protocole détaillé de ces mesures est fourni dans l'Annexe B.2.

3.3.2 Mesure de la distribution granulométrique par diffraction laser

Instruments et méthode de mesure

Les distributions granulométriques ont été mesurées par diffraction laser. Cette technique a été utilisée comme « boîte noire », sans rentrer dans les détails du matériel et des modèles optiques. Nous avons utilisé cette technologie pour sa capacité à estimer la taille de petites particules ($< 1 \mu\text{m}$) et parce que les processus physiques de diffraction laser et de diffusion acoustique sont similaires. De nombreuses incertitudes peuvent résulter de l'utilisation de cette méthode de mesure, notamment liées à la forme des particules, à leur orientation lors de la mesure, à la présence potentielle d'agrégats (flocs) et à l'estimation de l'indice de réfraction dans le cas de l'utilisation de la théorie de Mie (Eshel et al., 2004). Ces incertitudes sont difficiles à évaluer et n'ont pas été étudiées dans le cadre de cette thèse.

Les mesures ont été majoritairement réalisées avec un instrument Cilas 1190 à Irstea Lyon (Fig. 3.11). Cependant, cet instrument est tombé en panne vers la fin de la thèse, et les dernières mesures ont été effectuées avec un Malvern Mastersizer

2000. La Figure 3.12 montre une comparaison des mesures obtenues avec ces deux instruments sur un même échantillon de sédiments fins, dans les mêmes conditions d'utilisation (ultra-sons, théorie utilisée, ...). Si le D_{50} obtenu est identique (16,0 vs. 15,8 μm), on remarque que la forme de la distribution est relativement différente. Nous n'avons cependant pas observé d'impact significatif de ces différences sur la modélisation acoustique, probablement car les paramètres les plus sensibles vis-à-vis de cette modélisation sont le D_{50} et la largeur de la distribution – ces paramètres étant relativement identiques pour les mesures obtenues avec les deux instruments.

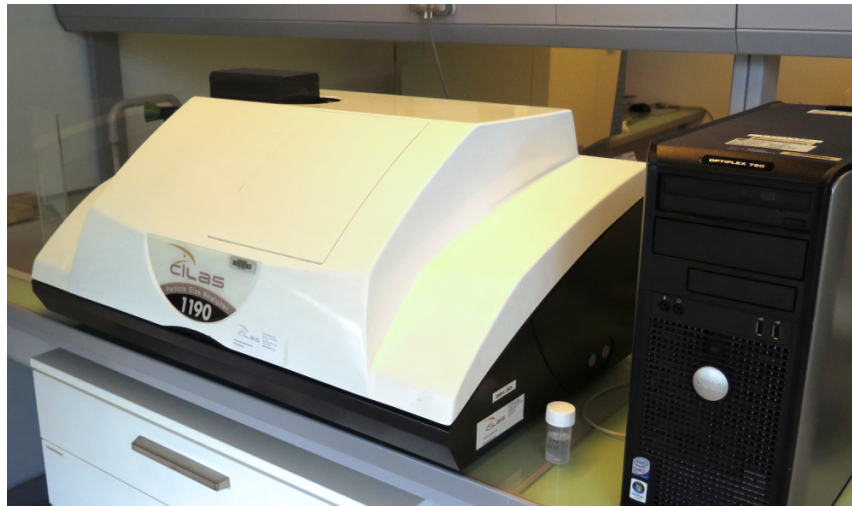


FIGURE 3.11 – Granulomètre laser Cilas 1190 utilisé pour mesurer la taille des particules à Irstea Lyon

Laser particle-sizer Cilas 1190 used for measuring particle size distribution from laser diffraction at Irstea Lyon

Avant chaque mesure, des ultrasons ont été appliqués dans la cuve de mélange du granulomètre laser afin de casser d'éventuels agrégats de particules. Une série d'essais avec différentes durées d'exposition aux ultrasons sur des sédiments fins du

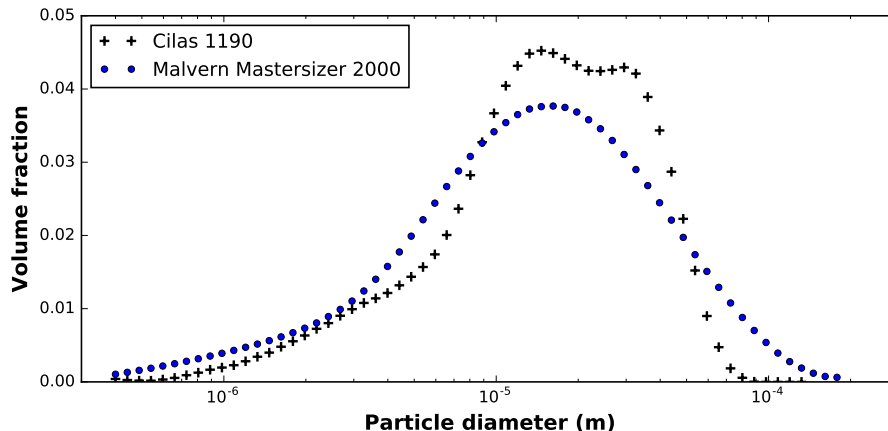


FIGURE 3.12 – Comparaison de la distribution granulométrique (en volume) mesurée sur un même échantillon avec les mêmes réglages, avec le Cilas 1190 et le Malvern Mastersizer 2000 utilisés dans la thèse. Les classes granulométriques ont été ré-échantillonnées pour permettre la comparaison.

Comparison of particle size distributions (volume fraction) of the same water sample, using similar instrument settings, measured from the two particle-sizers Cilas 1190 and Malvern Mastersizer 2000 used in this thesis. Size classes were re-sampled for comparison. While distribution shapes are different, median diameters D_{50} are fairly equal.

Rhône a montré que l'application d'ultrasons n'avait quasiment plus d'effet sur la courbe granulométrique au-delà d'une durée exposition de 20 secondes. Nous avons typiquement appliqué des ultrasons pendant 30 secondes avant chaque mesure.

Distribution surfacique, volumique et en nombre de particules

Un granulomètre laser mesure une distribution surfacique (i.e. le pourcentage de la surface occupée par chaque classe de taille par rapport à la surface totale), cette « surface » étant théoriquement la section en travers des particules. Les résultats sont cependant souvent présentés sous forme de distribution volumique (volume occupé

par chaque classe de taille par rapport au volume total des particules), et les modèles acoustiques utilisent la distribution en nombre de particules (nombre de particules contenues dans une classe de taille par rapport au nombre total de particules). Les conversions entre ces différentes distributions sont généralement réalisées en supposant une forme sphérique des particules et une largeur infinitésimale des classes de taille. La conversion entre une distribution surfacique $n_s(a_i)$ (probabilité par classe de taille) et une distribution volumique $n_v(a_i)$, telle que réalisée par les granulomètres laser sur la base d'une hypothèse de sphéricité « en moyenne » des particules, s'écrit :

$$n_v(a_i) = \frac{a_i n_s(a_i)}{\sum_i a_i n_s(a_i)} \quad (3.9)$$

où a_i est le rayon de la classe de taille i . La conversion vers une distribution en nombre de particules $n(a_i)$ (probabilité par classe de taille) s'écrit :

$$n(a_i) = \frac{n_v(a_i)/a_i^3}{\sum_i n_v(a_i)/a_i^3} = \frac{n_s(a_i)/a_i^2}{\sum_i n_s(a_i)/a_i^2} \quad (3.10)$$

La relation pour passer d'une distribution en nombre de particules à une distribution volumique est :

$$n_v(a_i) = \frac{a_i^3 n(a_i)}{\sum_i a_i^3 n(a_i)} \quad (3.11)$$

Enfin, on peut aussi accéder au nombre absolu de particules par unité de volume (N_i) pour chaque classe de taille en utilisant la concentration massique :

$$N_i = \frac{\text{Vol}(a_i)}{(4/3)\pi a_i^3} = \frac{n_v(a_i)}{(4/3)\pi a_i^3} \times \text{Vol}_T = \frac{n_v(a_i)}{(4/3)\pi a_i^3} \frac{M}{\rho_s} \quad (3.12)$$

où $\text{Vol}(a_i)$ est le volume occupé par les particules de la classe i , Vol_T le volume total des particules, M la concentration massique et ρ_s la masse volumique des particules.

Ces relations ont été utilisées dans la suite de ces travaux de thèse pour modéliser la réponse acoustique d'une suspension à partir des données de taille et de concentration obtenues par prélèvement.

3.4 Expériences en cuve au laboratoire

3.4.1 Présentation générale

Devant les difficultés rencontrées dans l'interprétation du signal acoustique en rivière, nous avons tenté de réaliser des expériences au laboratoire afin de mieux comprendre la réponse acoustique d'une suspension dans des conditions plus contrôlées que sur le terrain. Les résultats de ces travaux sont présentés dans le Chapitre 4. Il nous aura fallu cependant de nombreux essais avant d'aboutir à une installation expérimentale relativement satisfaisante. Le Tableau 3.3 détaille l'ensemble des essais réalisées au laboratoire au cours de la thèse.

L'objectif était d'obtenir d'une suspension homogène pendant une durée suffisamment longue, tout en limitant la génération de bulles d'air, dans une cuve suffisamment grande pour pouvoir y déployer l'Aquascap. Atteindre cet objectif s'est avéré plus délicat que prévu. Nous présentons dans cette section un retour d'expérience sur le dispositif expérimental (cuve) mis au point à Irstea Lyon au cours de ce travail de thèse, ainsi que sur le dispositif DEXMES testé à Ifremer/UBO de Brest-Plouzané.

Date	Location	Experimental facility	Sediment type
Nov. 17, 2015	Irstea (Lyon)	Large concrete tank with a single stirrer.	Sand and glass beads
Dec. 09, 2015	Génissiat Dam	1 m ³ cubic tank. Turbulence from submerged pumps.	Natural Rhône River fine sediments
Sept. 19 - 22, 2016	Irstea (Lyon)	1 m ³ cubic tank. Turbulence from 2 submerged pumps.	Mix of glass beads with few sand
Oct. 04, 2016	Irstea (Lyon)	1 m ³ cubic tank, test in clear water (no sediments)	-
Oct. 24 - 27, 2016	Irstea (Lyon)	1 m ³ cubic tank. Turbulence from 2 submerged pumps.	Glass beads (40 - 80 μm)
Nov. 28 - 30, 2016	Irstea (Lyon)	1 m ³ cubic tank. Turbulence from 4 submerged pumps.	Glass beads (40 - 80 μm)
Feb. 20 - 24, 2017	Ifremer (Brest)	DEXMES facility. $\sim 1 \text{ m}^3$ cylindrical tank, turbulence from bottom propeller.	Kaolinite / sand / glass beads
Apr. 24 - 27, 2017	Irstea (Lyon)	1 m ³ cubic tank. Turbulence from 4 submerged pumps and 2 propeller agitators.	Natural Rhône River sediments (sand, silt and clay)
Jul. 13 - 27, 2017	Irstea (Lyon)	1 m ³ cubic tank. Turbulence from 4 submerged pumps and 2 propeller agitators.	Natural Rhône River fine sediments (silt and clay)

TABLEAU 3.3 – Essais réalisés en cuve expérimentale au cours de la thèse. Le dispositif expérimental mis au point à Irstea Lyon (cuve de 1 m³) a été amélioré au fur et à mesure des expériences, en particulier au niveau du système d’agitation. A l’exception des deux premiers tests, des mesures ont été réalisées en eau claire avant l’injection des sédiments.

Tank experiments performed during the PhD. The objective was to create a homogeneous suspension in order to measure its acoustic response. Homogeneity has been hard to achieve without generating air bubbles. The facility built at Irstea has been improved during the PhD, in particular regarding the stirring system. Except for the first two tests, measurements have been made in clear water prior to sediment injection.

Nous présentons aussi les essais (non concluants) réalisés pour mesurer l'atténuation d'une suspension par réflexion sur une surface plane.

3.4.2 Cuve expérimentale (Irstea Lyon)

Durant cette thèse, nous avons mis au point un dispositif expérimental à Irstea Lyon. Les contraintes étaient les suivantes : i/ avoir une cuve suffisamment grande pour y déployer l'Aquascap, i.e. au moins 80 cm de largeur/profondeur pour limiter les réflexions des lobes secondaires sur les parois et 1 m de longueur pour obtenir un profil acoustique sur au moins 50 cm ; ii/ obtenir une suspension homogène relativement constante dans le temps ; iii/ limiter le plus possible la génération de bulles d'air, les réflexions parasites (parois, surface) et le niveau de bruit de fond.

Nous n'avons pas identifié de dispositif expérimental répondant à ces critères en France, à l'exception de l'installation DEXMES en cours de mise au point à l'Ifremer/UBO (cf. section 3.4.3). Nous avons pu tester cette installation dès sa première mise en service en 2017. Malheureusement, ce dispositif n'était toujours pas opérationnel à la fin de ces travaux de thèse. Un déplacement à l'étranger (Angleterre) a un temps été envisagé, sans donner suite. D'où le choix de mettre au point notre propre dispositif expérimental à Irstea Lyon.

Nous avons utilisé une cuve standard de 1 m³ (Fig. 3.13), principalement du fait que nous disposions d'une telle cuve prête à l'emploi, et parce que celle-ci, montée sur palette, pouvait être facilement déplacée. Les transducteurs ont été déployés horizontalement dans la cuve (cf. positionnement visible sur la Fig. 3.16). Nous avons testé

de nombreuses configurations de génération de turbulence pour tenter de maintenir des sédiments en suspension dans la cuve.



FIGURE 3.13 – Cuve de 1 m^3 ($1 \times 1 \times 1 \text{ m}$) utilisée pour les expériences à Irstea Lyon
1 m³ water tank (1 × 1 × 1 m) used à Irstea Lyon for the experiments. The choice of this tank was made mainly because of its availability.

Homogénéité de la suspension

La principale difficulté rencontrée dans la mise au point du dispositif expérimental a été sa capacité à maintenir des sédiments en suspension pendant une durée suffisamment longue. L'homogénéité spatiale est facilement atteinte dès qu'un certain niveau de turbulence est présent dans la cuve. Cependant, une fois les sédiments injectés, il est difficile d'éviter qu'ils ne se déposent au fond de la cuve. La vitesse de sédimentation dépend des particules utilisées, les particules type sable ($> 63 \mu\text{m}$) pouvant sédimenter presque totalement en quelques minutes.

Un moyen de remédier à ce problème consiste à récupérer les sédiments déposés au fond pour les réinjecter en haut de la colonne d'eau (pompage). Il est cependant nécessaire d'utiliser une cuve à fond conique pour que cette solution soit réellement efficace. Une autre solution consiste à éliminer les « puits de vitesse », i.e. les zones où une turbulence plus faible concentre les dépôts. C'est l'option retenue sur l'installation DEXMES (cf. section 3.4.3), qui nécessite cependant la conception d'une cuve de forme spécifique (circulaire avec fond arrondi). Enfin, une dernière solution consiste à diminuer la taille des particules en suspension.

Suite aux essais réalisés, nous avons conclu que le maintien en suspension des sédiments dans notre cuve ne pouvait être envisagé que pour des particules de diamètre inférieur à $\sim 60 \mu\text{m}$. La génération de la turbulence s'est avérée être le point le plus délicat dans la mise au point du dispositif. Les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant des pompes submersibles type « vide-cave », avec un jet de sortie placé très près du fond de la cuve et orienté parallèlement à celui-ci (Fig. 3.14a et 3.14b), ce afin d'empêcher au maximum le dépôt des sédiments. Dans l'idée de pouvoir remobiliser des sédiments potentiellement déposés au fond sans introduire de bulles d'air, nous avons tenté d'utiliser une longue raclette (Fig. 3.14c) préalablement positionnée dans la cuve dès sa mise en eau. Si cette technique permet effectivement de remettre en suspension les sédiments, le mouvement des raclettes introduit tout de même une quantité importante de bulles d'air dans la cuve. De meilleurs résultats ont été obtenus en fixant des tasseaux sur les pompes submersibles, permettant d'orienter leur jet depuis la surface (Fig. 3.14a). Un changement régulier de cette orientation permet de remobiliser efficacement une partie des sédiments déposés, sans générer de bulles

d'air supplémentaires. Enfin, des agitateurs à hélice ont été ajoutés à mi-hauteur dans la colonne d'eau pour améliorer l'homogénéité spatiale de la suspension (Fig. 3.14d).

Bulles d'air

La nécessité de limiter au maximum la présence de micro-bulles d'air dans la cuve a complexifié la mise au point du dispositif. Les micro-bulles d'air ($\sim 1 - 100 \mu\text{m}$) possèdent une section efficace de rétrodiffusion largement supérieure à celle des particules solides en suspension – qui plus est lorsque ces particules sont petites. La réponse des bulles est en outre d'autant plus forte que la fréquence utilisée est proche de leur fréquence de résonance.

L'eau du réseau (robinet) utilisée pour remplir la cuve est fortement chargée en micro-bulles et probablement en gaz dissous. Des bulles se forment spontanément (observables sur les parois de la cuve) lorsque cette eau est laissée au repos. Il est donc indispensable de laisser dégazer l'eau de remplissage de la cuve (24 – 48h) avant chaque expérience.

Les systèmes utilisés pour générer de la turbulence dans la cuve produisent aussi des bulles d'air. Les pompes à roue (système le plus répandu, utilisé dans les pompes submersibles placées au fond de la cuve) génèrent des bulles par cavitation. Les systèmes d'agitateurs à hélices peuvent aussi produire des bulles d'air via la création de vortex. Enfin, les mouvements de batillage de la surface libre sur les parois de la cuve, entraînés par la turbulence, produisent aussi une faible quantité de bulles d'air. Après un certain nombre d'essais, le système d'agitation (pompes submersibles + agitateurs) présenté sur les figures 3.14b et 3.14d s'est révélé être un relative-

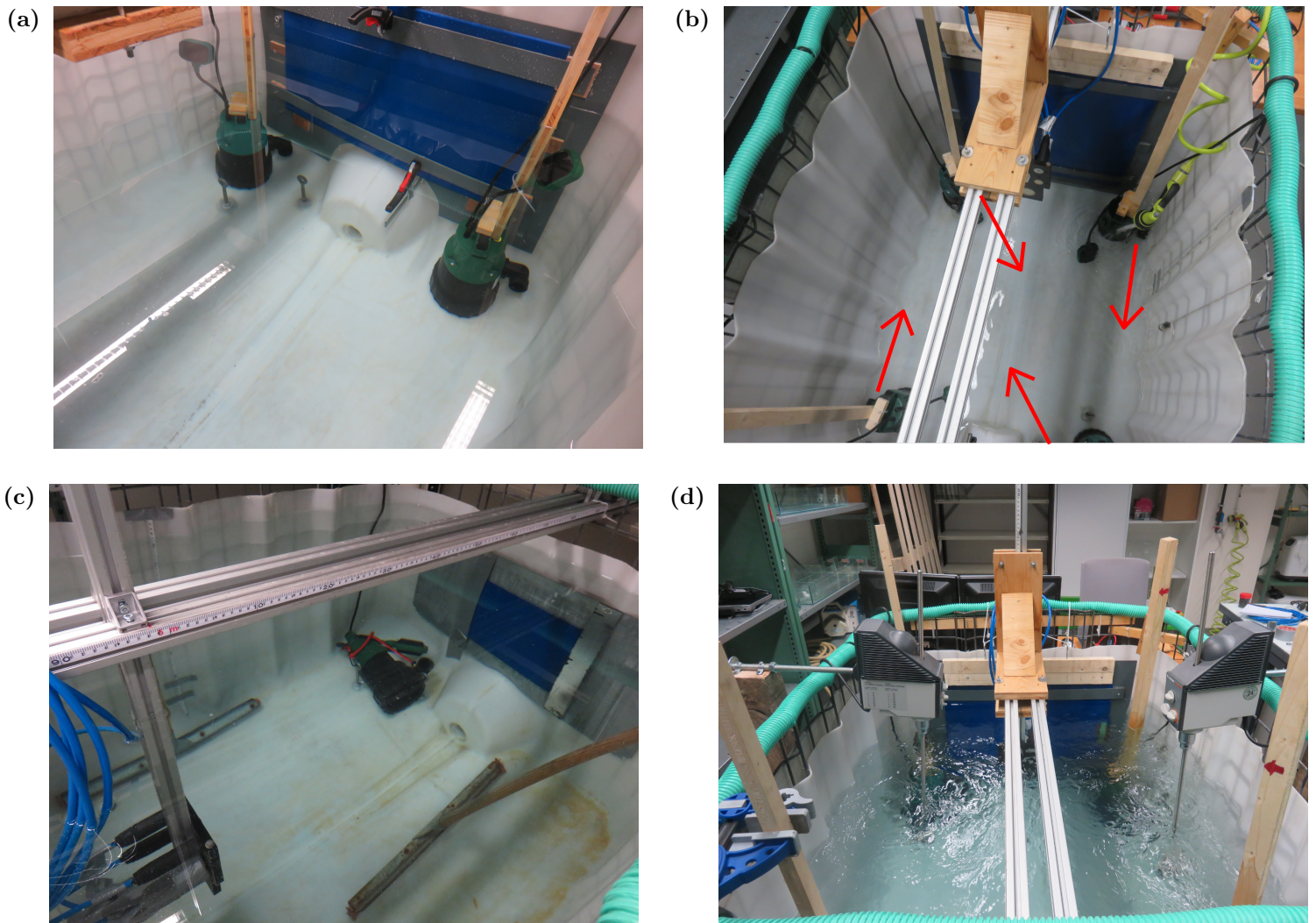


FIGURE 3.14 – Vues de la cuve expérimentale (a) positionnement optimal des pompes submersibles avec jet de sortie parallèle et proche du fond ; (b) orientation optimale des 4 jets de sortie ; (c) raclette utilisée pour remobiliser les sédiments piégés au fond (non concluant) ; (d) agitateurs à hélice (deux boîtiers gris) ajoutés pour homogénéiser la suspension.

Views of the experimental tank (a) submerged pumps with output jets oriented parallel and close to the bottom, in order to avoid sediment deposition ; (b) optimal orientation of the 4 output jets ; (c) long scrapper used to re-suspend bottom-trapped sediments (ineffective because of the generation of air bubbles when moving the scrapper) ; (d) propeller agitators (two grey cases) used to increase suspension spatial homogeneity.

ment bon compromis entre une capacité à maintenir les particules en suspension et une production de bulles assez limitée. Le signal de bulle généré par ce système a été mesuré en eau claire (sans sédiments, après avoir laissé fonctionner le dispositif d'agitation pendant 24h). Nous avons observé une rétrodiffusion liée aux bulles assez faible ($\text{SNR} < 10$ le plus souvent) – généralement largement inférieure à la rétrodiffusion d'une suspension de sédiments, et relativement stable dans le temps. Notons que la caractérisation du signal de bulle est indispensable pour pouvoir ensuite distinguer la réponse acoustique des sédiments.

Des bulles sont aussi générées dans la cuve lors de toute introduction de corps extérieurs via la surface libre. En particulier, l'introduction de sédiments dans la cuve entraîne une production de bulles d'air. La Figure 3.15 montre le SNR enregistré à 1,0 MHz sur une suspension de billes de verre dans la cuve 1/ juste après introduction des billes (sèches) via la surface libre (concentration $M \approx 0,37$ g/l); 2/ après avoir laissé le système reposer une nuit et avoir remis en suspension les billes de verre en utilisant une raclette installée dans la cuve lors du remplissage (cf. Fig. 3.14c, cette méthode générant elle-même des bulles d'air). On remarque que pour une concentration quasiment identique ($M \approx 0,38$ g/l), le SNR est largement plus faible lorsque les billes de verre ont été remises en suspension avec la raclette. La différence est attribuée aux bulles d'air introduites avec les billes lors de l'injection. Si ce signal était interprété uniquement en termes de concentration massique, le cas 1/ correspondrait à une concentration $\sim 2,5$ fois plus élevée des billes de verre.

Mouiller et laisser dégazer les sédiments permet de réduire l'introduction de bulles d'air lors de l'injection dans la cuve. Il est aussi nécessaire d'attendre suffisamment

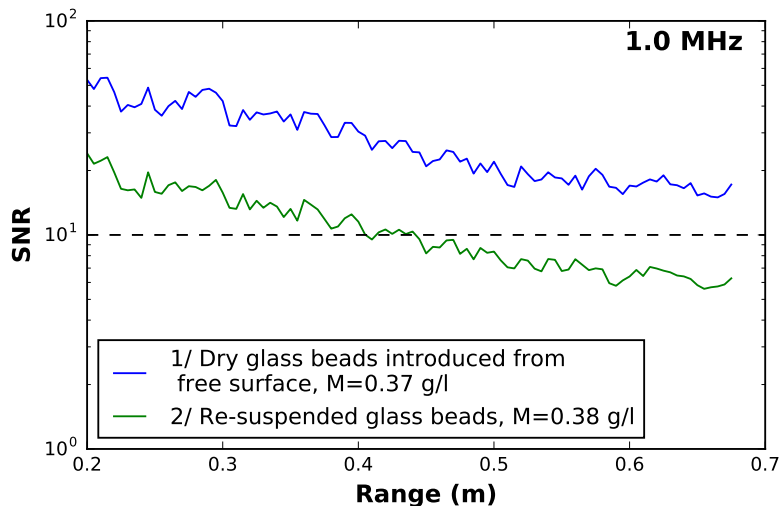


FIGURE 3.15 – Comparaison du SNR à 1,0 MHz enregistré dans la cuve expérimentale sur une suspension de billes de verre 1/ injectées depuis la surface libre (avec introduction de bulles d'air) ; 2/ après avoir laissé le système dégazer et avoir remis en suspension les billes en utilisant une raclette. Pour une même concentration des billes de verre, le cas 1/ présente un SNR largement plus élevé, lié à la présence de bulles d'air introduites avec les billes.

SNR measured at 1.0 MHz in the experimental tank from a suspension of glass beads 1/ injected from the free surface (introducing air bubbles at the same time) ; 2/ after letting the system degas and re-suspending the glass beads using a long scrapper (Fig. 3.14c). For the same glass bead concentration, case 1/ shows a higher SNR, due to air bubbles generation when injecting the glass beads in the tank from the free surface.

longtemps entre l'injection des sédiments et les mesures, afin de laisser le temps au système d'évacuer les bulles. Notre expérience semble montrer que ce temps de latence (estimé en observant la stabilité du signal acoustique) est d'au moins une heure. Pour les travaux présentés dans le Chapitre 4, nous l'avons porté à une nuit. C'est ce temps de latence qui complique la mise au point du dispositif expérimental : il

faut pouvoir maintenir les particules en suspension pendant cette durée, sans qu'elles ne se déposent au fond, avant de réaliser les mesures.

Remarquons qu'une solution face au problème posé par les bulles d'air serait d'utiliser une installation sous pression. Un tel dispositif nécessiterait cependant une conception et une réalisation plus lourdes.

Réflexions parasites

Le déploiement d'un sonar en milieu confiné peut entraîner des problèmes de réflexions parasites sur les parois de la cuve et sur la surface libre. D'une part, le pulse d'un ping peut ne pas être dissipé totalement avant l'émission d'un autre ping (le pulse effectuant de multiples aller-retours entre les parois de la cuve jusqu'à ce que l'énergie soit totalement dissipée). Ce problème est surtout rencontré à basse fréquence et lorsque la concentration des sédiments dans la cuve est faible. Ce problème est facilement traité en diminuant la fréquence d'émission des pulses : en-dessous de 8 Hz, en eau claire, nous n'avons plus constaté d'influence d'un ping sur l'autre dans la cuve expérimentale.

D'autre part, les lobes secondaires des transducteurs peuvent générer des pics de réflexion sur la surface libre et sur les parois de la cuve. Ce problème concerne principalement les basses fréquences ($< 1,0$ MHz), dont les transducteurs sont moins directifs (cf. Annexe A.4) et pour lesquelles l'atténuation liée à l'eau et aux sédiments est plus faible. Un moyen de réduire ces pics de réflexion est de diminuer la puissance d'émission des transducteurs, ce qui est possible sur l'Aquascats (-12 dB). L'idéal serait d'utiliser une cuve où le chemin direct (lobe principal) serait plus court que

celui des lobes secondaires, c'est-à-dire une cuve où les transducteurs seraient suffisamment éloignés des parois latérales et de la surface libre. Nous n'avons pas réussi à totalement atténuer les réflexions des lobes secondaires dans notre cuve. Cependant, dans l'exploitation des mesures présentée dans le Chapitre 4, les pics liés aux lobes secondaires ont relativement peu d'influence sur l'estimation de la pente d'atténuation. Quant à la rétrodiffusion (s_v), elle n'a été mesurée que pour les fréquences $\geq 1,0$ MHz et pour un SNR > 10 , limitant ainsi l'influence des réflexions parasites. Dans l'idéal, la position des pics de réflexion pourrait être mesurée en eau claire, et les cellules correspondantes supprimées des profils acoustiques. En pratique, les petits mouvements des transducteurs liés à la turbulence dans la cuve, ainsi que les mouvements de la surface libre, rendent l'identification précise de ces pics délicate (cf. section 3.4.4).

Enfin, nous avons été confronté à un problème d'émission vers l'arrière pour les transducteurs 0,3 et 0,5 MHz de l'Aquascot (cf. section 3.2.4), entraînant une réflexion importante sur la paroi située derrière les transducteurs. Pour tenter de limiter ce problème, nous avons placé une plaque d'isolant ultrasonique (Aptflex F28, Precision Acoustics) derrière les transducteurs (Fig. 3.16). Malgré cela, ces réflexions étaient de loin la principale source de réflexions parasites dans la cuve à 0,3 et 0,5 MHz.

Bruit de fond

Le faible signal de rétrodiffusion généré par une suspension de particules fines rend les mesures très sensibles au bruit de fond et à de potentielles interférences

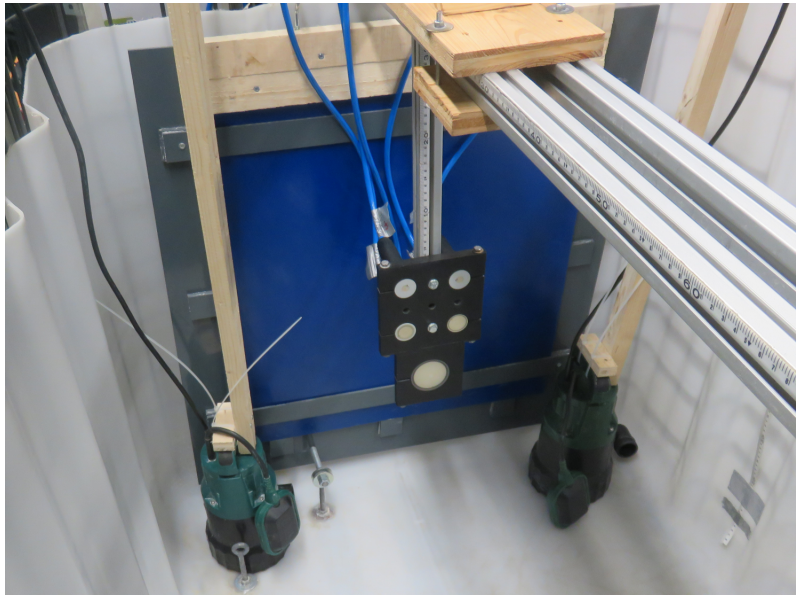


FIGURE 3.16 – Isolant ultrasonique (plaque bleue) placée derrière les transducteurs pour limiter les réflexions vers l’arrière dans la cuve expérimentale

Ultrasonic absorber (blue tile) set behind the transducers in the experimental tank to reduce backward reflections at 0.3 and 0.5 MHz

(cf. section 3.2.2). La localisation de l’installation expérimentale s’est avérée être un facteur important vis-à-vis de la réduction du bruit de fond et des interférences. Après plusieurs essais, nous avons installé notre dispositif au sous-sol du laboratoire. Malgré cela, le bruit de fond dans la cuve expérimentale était supérieur d’environ 10 dB par rapport au bruit de fond observé sur le terrain (Rhône). Un bruit de fond particulièrement fort à 0,3 MHz (+15 dB par rapport au terrain), couplé à la faiblesse du signal généré par la suspension, a rendu inutilisable ce transducteur dans la cuve expérimentale. Nous n’avons pas réussi à identifier l’origine de ce bruit de fond à cette fréquence. Rétrospectivement, ce bruit de fond pourrait être lié à une taille de cellule trop petite, mais ce paramètre n’a pas été testé. Remarquons enfin

qu'alimenter l'instrument sur secteur augmente les risques d'interférences et peut conduire à un niveau de bruit de fond plus élevé.

Les résultats obtenus avec la cuve expérimentale mise au point à Irstea Lyon sont présentés dans le Chapitre 4. Dans les sections suivantes, nous présentons un retour d'expérience sur la cuve expérimentale DEXMES et sur nos tentatives pour mesurer l'atténuation acoustique par réflexion sur une surface plane.

3.4.3 Test de la cuve DEXMES

Contexte

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons eu l'opportunité de participer aux premiers tests de mise en service de la cuve expérimentale DEXMES (projet piloté par l'Ifremer, en partenariat avec le LDO, le SHOM et Géosciences Rennes). Cette installation est dédiée à la mise en suspension de sédiments. Nous présentons dans cette section quelques résultats des mesures Aquascat effectuées sur cette installation, lors d'une semaine de tests en février 2017. Ces travaux n'ont pas donné suite dans le cadre de cette thèse, l'installation DEXMES n'ayant pas été opérationnelle avant la fin de ces travaux de thèse. Il nous semble toutefois intéressant de présenter ici un exemple d'expertise pouvant être menée sur ce genre de dispositif expérimental avec l'Aquascat. Nous reprenons dans les sections suivantes un rapport succinct qui a été fourni aux acteurs du projet DEXMES et du projet MESURE (ANR ASTRID), auquel nous avons participé.

Description de l'installation

L'installation DEXMES est constituée d'une cuve cylindrique (~ 2 m de hauteur, ~ 1 m de diamètre, Fig. 3.17a), au fond de laquelle une hélice unique (Fig. 3.17b) – dont la vitesse peut être contrôlée – permet de générer la turbulence nécessaire à la mise en suspension des particules. Le fond de la cuve est arrondi pour éviter tout piégeage des particules. Les performances du système semblent prometteuses, des particules relativement grosses (sable) pouvant être remises en suspension facilement dès le démarrage de l'hélice. A l'heure actuelle, l'homogénéité spatiale de la suspension dans la cuve n'a cependant pas encore été caractérisée précisément.

Bruit de fond et interférences

Lors de la campagne de mesure, l'installation était localisée dans un atelier. L'enregistrement du bruit de fond (en mode réception pure) a fait apparaître un signal d'interférence particulièrement marqué à 1,0 MHz (Fig. 3.18). Ce signal est potentiellement dû à la présence de nombreux autres appareils électriques ou électroniques à proximité. L'Aquascap était alimenté par le secteur. Il aurait été préférable de le déployer sur batterie pour évaluer l'influence du secteur vis-à-vis de ces interférences.

La distribution du signal de bruit de fond (Fig. 3.19) s'éloigne fortement d'une distribution de Rayleigh à 1,0 MHz, confirmant l'impact particulièrement important des interférences à cette fréquence (une distribution de Rayleigh est généralement observée sur un bruit de fond « normal »). Cette fréquence ne sera pas utilisée dans la suite. Pour les autres fréquences, la distribution du bruit de fond est relativement proche d'une distribution de Rayleigh : on compare alors les signaux en calculant

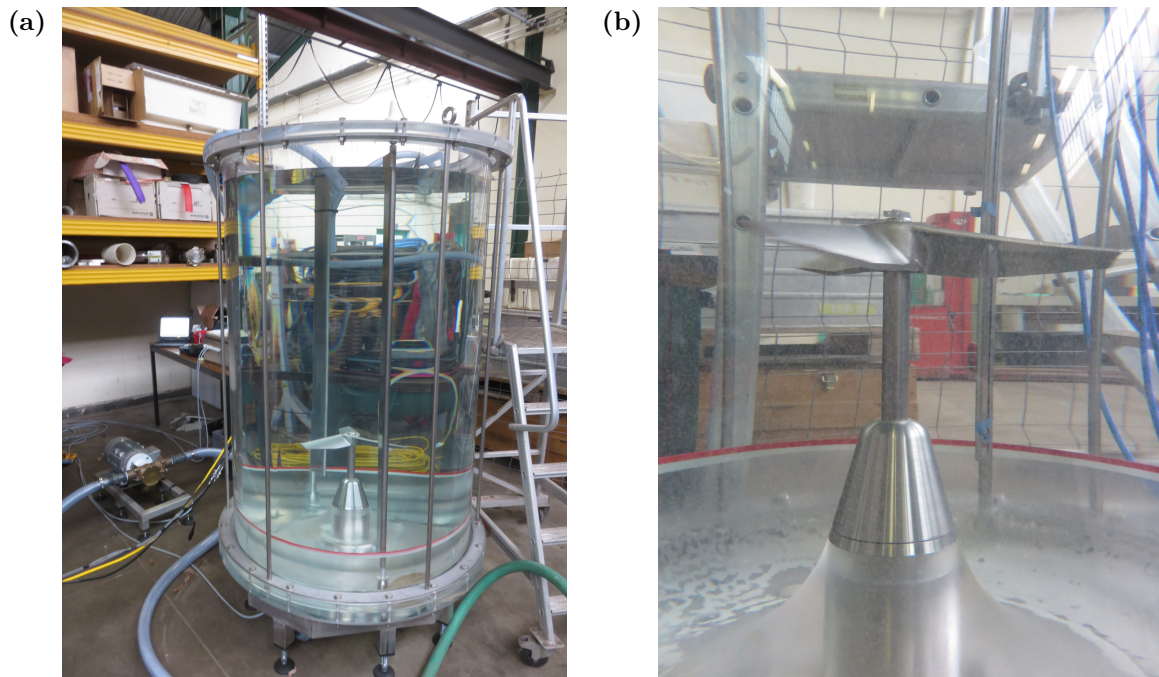


FIGURE 3.17 – Vues de la cuve expérimentale DEXMES (a) vue d’ensemble ; (b) hélice placée au fond permettant de mettre en suspension les sédiments.

Views of DEXMES experimental tank at Ifremer, Brest (a) overview (tank diameter ~ 1 m, height ~ 2 m); (b) bottom propeller used to create turbulence and set the sediments in suspension

leur niveau moyen en moyenne quadratique. Sauf à 1,0 MHz, les niveaux de bruit de fond obtenus sur l’installation DEXMES sont comparables à ceux observés dans la cuve expérimentale à Irstea Lyon (cf. section 3.4.2).

Bruit de l’hélice et bulles d’air

Nous avons observé l’apparition d’un signal d’interférence périodique (Fig. 3.20) lors de la mise en route de l’hélice dans la cuve DEXMES en eau claire (sans sédiments). Ce bruit pourrait être lié au variateur utilisé pour piloter la vitesse de rotation

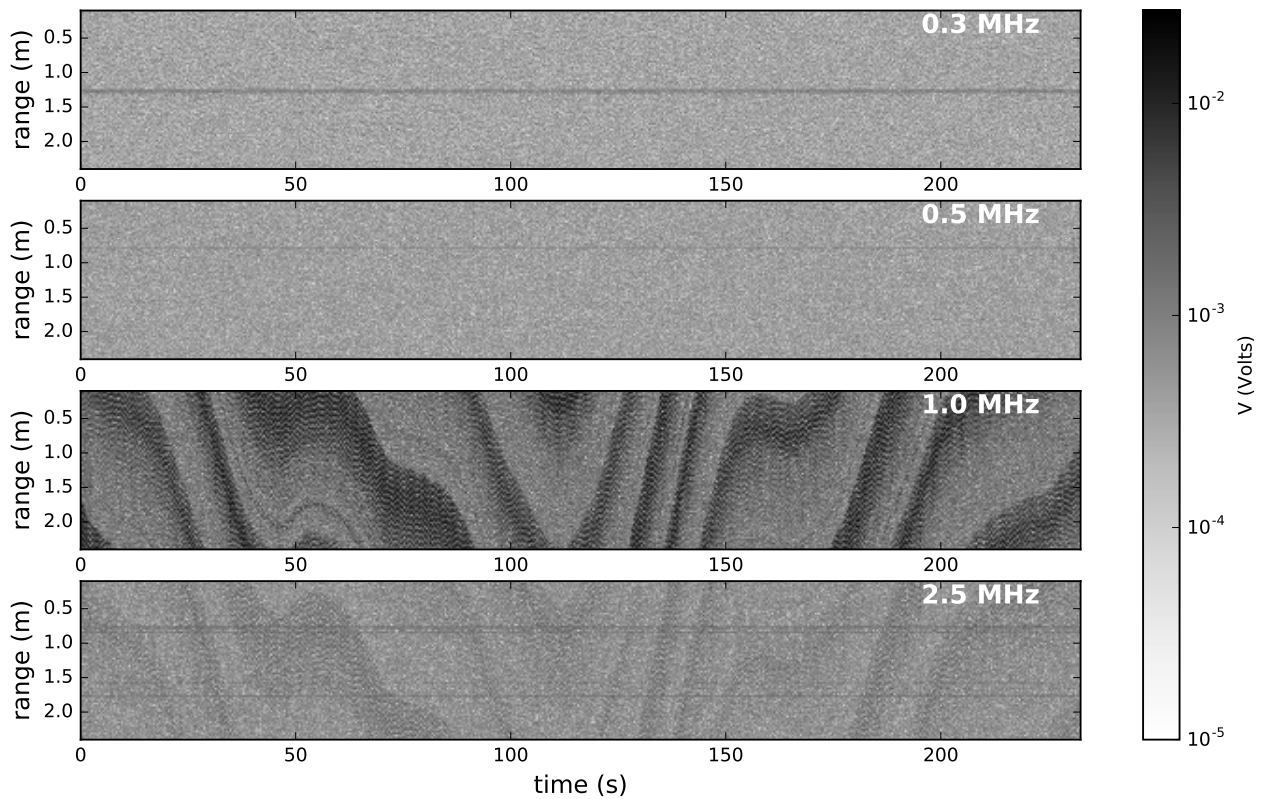


FIGURE 3.18 – Bruit de fond enregistré dans la cuve DEXMES le 20/02/2017 (14h32). Des interférences sont particulièrement visibles à 1,0 MHz. Les lignes horizontales observées sur les profils de bruit correspondent à une réflexion sur l’hélice ou sur le fond de la cuve (même lorsque la puissance transmise est réglée sur « OFF », l’Aquascats émet tout de même un son faible).

Background noise recorded in DEXMES experimental tank on 02-20-2017 (14:32). Interferences are particularly noticeable at 1.0 MHz. These interferences were probably due to other electrical or electronic devices. Horizontal lines are bottom or propeller reflections (even when Aquascats transmit power is set to "OFF", a weak pulse is emitted).

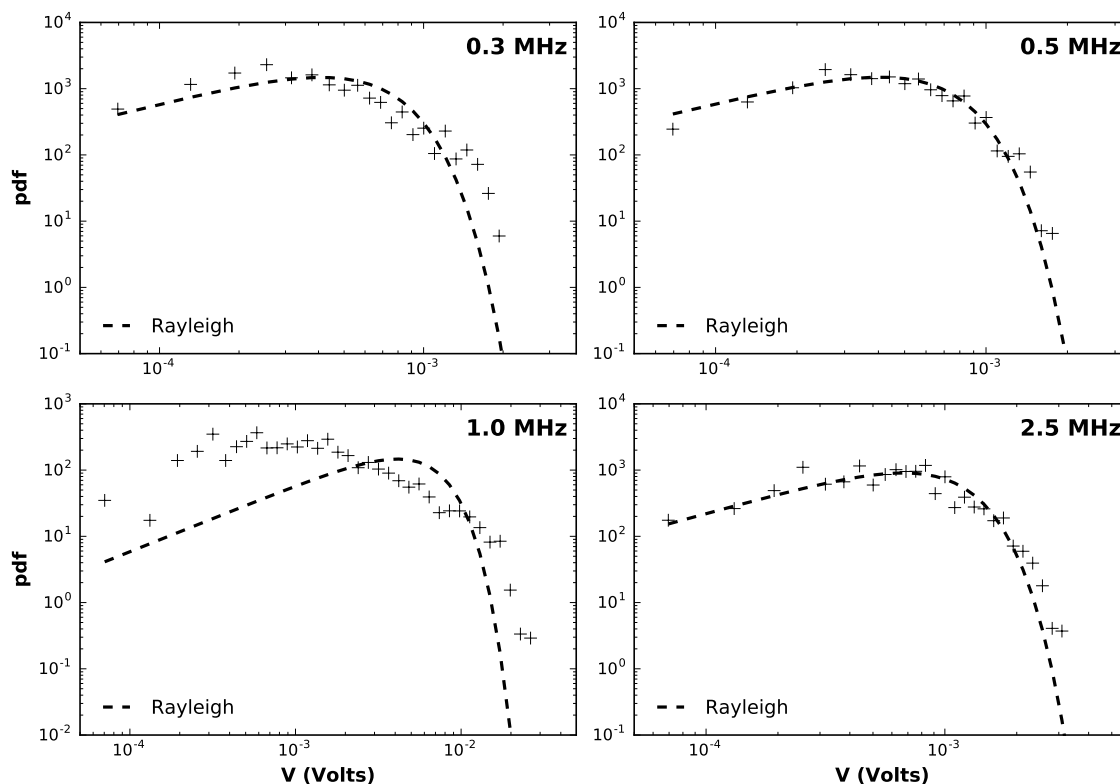


FIGURE 3.19 – Distribution du bruit de fond à 50 cm des transducteurs, le 20/02/2017 (14h32). Les courbes en pointillés indiquent la distribution théorique de Rayleigh.

Background noise distribution at 50 cm from the transducers, on 02-20-2017 (14:32). Dashed lines show the theoretical Rayleigh distribution. The strong deviation from Rayleigh statistics at 1.0 MHz is due to the interferences observed in Fig. 3.18.

de l'hélice. Il aurait été intéressant de déconnecter l'Aquascot du secteur pour voir si ces interférences étaient effectivement transmises par ce biais. Les interférences sont plus marquées à haute fréquence, particulièrement à 2,5 MHz.

L'observation de la Figure 3.20 laisse penser que le bruit généré par l'hélice est relativement ponctuel, c'est-à-dire qu'il se manifeste par des « pics » réguliers plutôt que par un signal diffus. Nous avons fait l'hypothèse que le signal de rétrodiffusion

n'était pas impacté en dehors de ces pics. Au niveau de la distribution statistique du signal, ces pics entraînent une déformation de la queue de la distribution par rapport

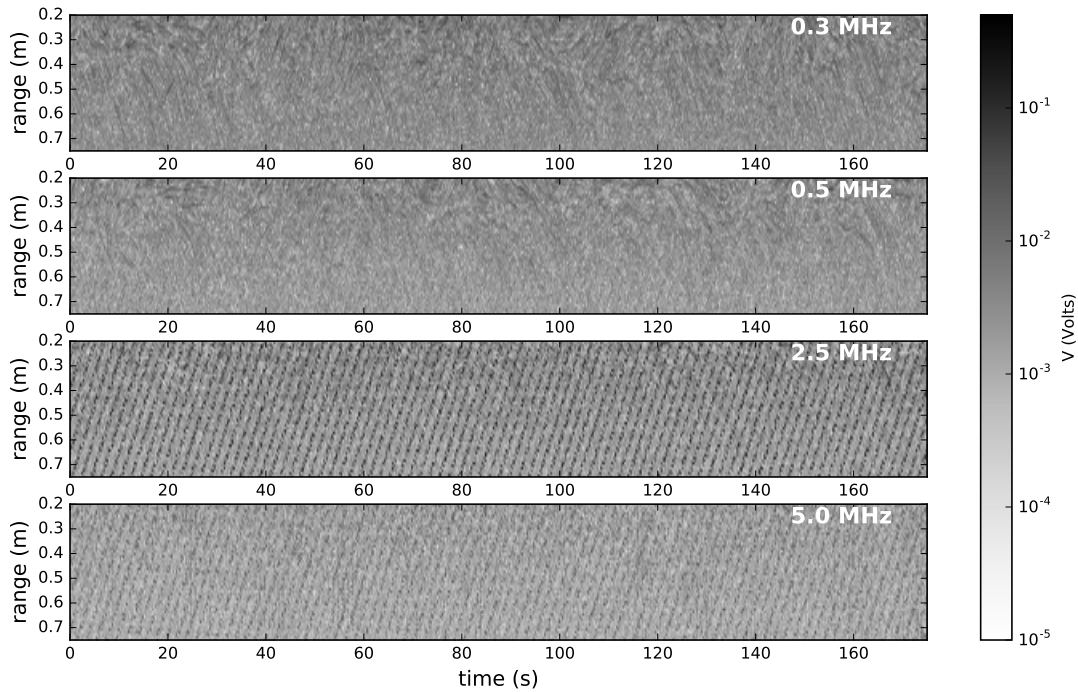


FIGURE 3.20 – Signal de rétrodiffusion enregistré dans la cuve DEXMES en eau claire (sans sédiments), avec l'hélice tournant à la vitesse minimum (vitesse 1), le 21/02/2017 (10h27). Des interférences liées au fonctionnement de l'hélice sont particulièrement visibles à 2,5 MHz.

Backscatter signal recorded in DEXMES facility in clear water conditions, in the absence of suspended sediments, on 02-21-2017 (10:27). The propeller spin was set at its minimal value (speed 1). The propeller was found to create interferences when activated, particularly at 2.5 MHz. These interferences might come from the propeller variable-frequency drive.

à une distribution de Rayleigh : les valeurs les plus fortes (générées par les pics d'interférence) sont plus fréquentes qu'attendu.

Nous avons traité ce signal de manière simple, en supprimant les valeurs les plus fortes jusqu'à se rapprocher d'une distribution de Rayleigh. Nous nous sommes pour cela basés sur l'évaluation du rapport $\overline{V^2}/\overline{V}^2$ – où V est le signal enregistré par l'Aquascap – qui vaut théoriquement $4/\pi$ pour une distribution de Rayleigh. Le signal a été écrêté (pour chaque cellule du profil sonar à une distance r des transducteurs) jusqu'à ce que le rapport $\overline{V^2}/\overline{V}^2$ soit inférieur à $1,1 \times 4/\pi$, c'est-à-dire la valeur théorique pour une distribution de Rayleigh, majorée de 10%. La Figure 3.21 présente un exemple de distribution du signal avant et après correction, pour une cellule du profil sonar. La Figure 3.22 montre la répartition des valeurs supprimées. On observe que celles-ci dessinent bien le motif d'interférence observé sur la Figure 3.20, notamment à 2,5 et 5,0 MHz.

Nous avons utilisé le signal corrigé des interférences pour estimer la rétrodiffusion liée aux bulles générées par l'hélice en eau claire. La Figure 3.23 montre le SNR obtenu pour une vitesse de rotation de l'hélice réglée respectivement sur 1 (minimum) et 10 (maximum). On observe un signal de bulle non négligeable, particulièrement fort à basse fréquence (SNR $\gg 10$). La quantité de bulles d'air semble augmenter avec la vitesse de rotation de l'hélice (le SNR augmente).

Sur la base de ce niveau de bulle, et en négligeant l'atténuation liée aux sédiments en suspension, on peut réaliser une première estimation de la concentration nécessaire pour obtenir un signal de rétrodiffusion acoustique suffisant (SNR > 10) pour étudier

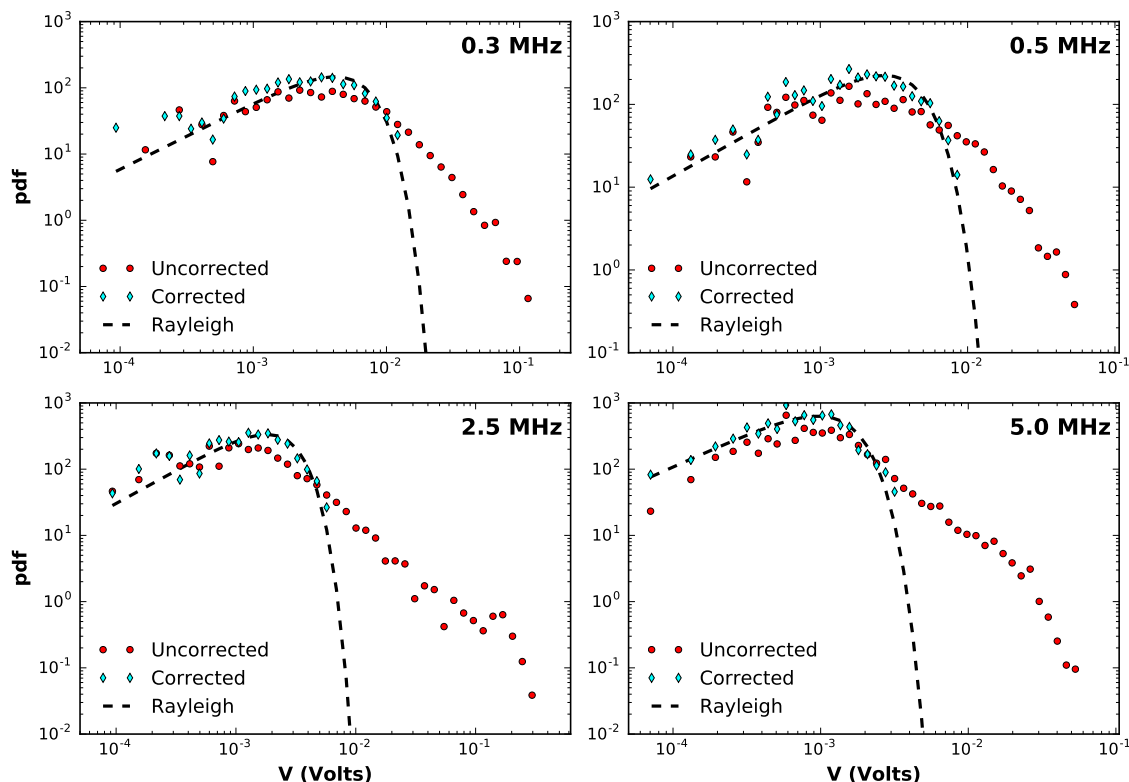


FIGURE 3.21 – Distribution du signal à 50 cm des transducteurs dans la cuve DEXMES en eau claire, le 21/02/2017 (10h27), avec l’hélice fonctionnant à la vitesse 1. Les points rouges montrent la distribution du signal brut, les points bleus montrent la distribution du signal après correction (écrêtage), et les courbes pointillées montrent la distribution théorique de Rayleigh.

Backscatter signal distribution at 50 cm from the transducers in DEXMES facility on 02-21-2017 (10:27), in clear water conditions, propeller speed being set to 1. Red points show raw signal distribution; blue points show corrected signal distribution (highest values deleted); dashed lines show theoretical Rayleigh distribution.

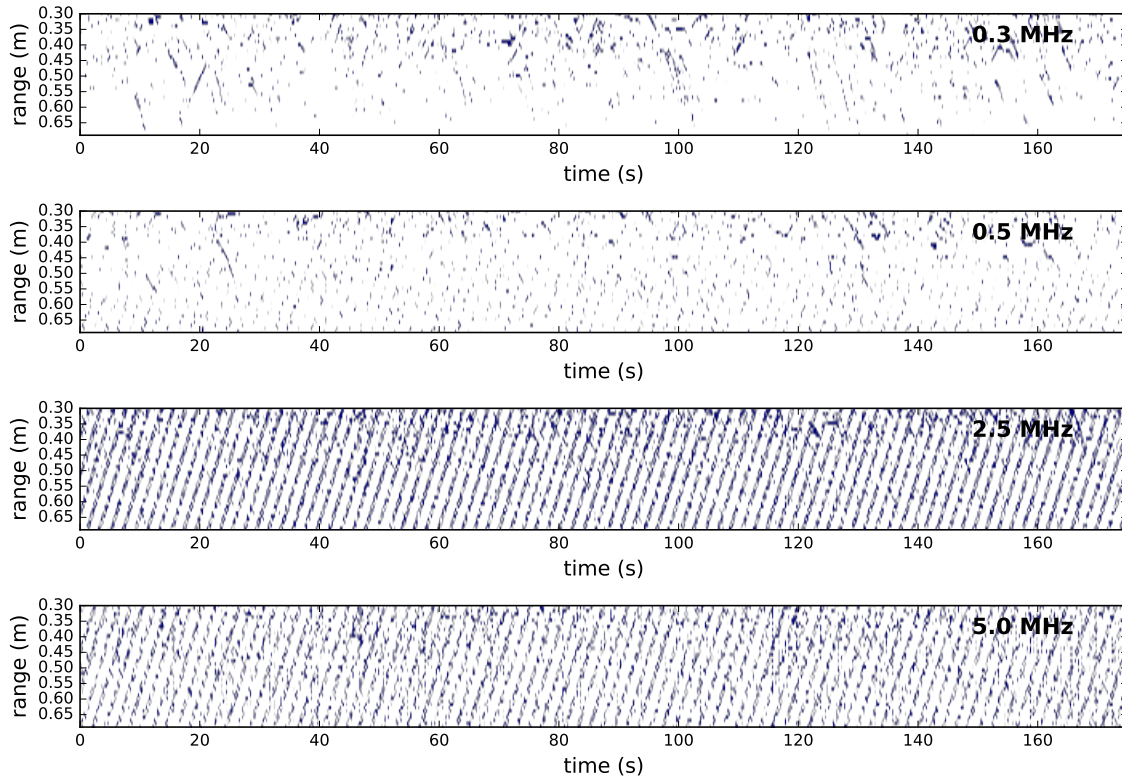


FIGURE 3.22 – Vue des valeurs supprimées pour corriger l’effet des interférences liées au fonctionnement de l’hélice dans la cuve DEXMES en eau claire le 21/02/2017 (10h27).

View of of the values deleted to correct the effect of interferences due to propeller operation in DEXMES facility, in clear water conditions on 02-21-2017 (10:27).

une suspension de particules – ou pour calibrer un instrument par exemple. Nous avons utilisé la formule suivante pour réaliser cette estimation :

$$M = 10 \times \bar{V}_{bubbles}^2 \times \frac{r^2}{k_s^2 k_t^2} e^{4r\alpha_w} \quad k_s = f / \sqrt{\rho_s a} \quad (3.13)$$

où $V_{bubbles}$ est le signal de bulle enregistré dans la cuve en eau claire, r la distance au transducteur, k_t la constante de calibration de l'instrument, α_w l'atténuation liée à l'eau, f le facteur de forme des particules, ρ_s leur masse volumique et a le rayon des particules. Le modèle de Moate et Thorne (2012) a été utilisé pour estimer $f/\sqrt{\rho_s}$ et la distance r a été fixée à 50 cm. Le Tableau 3.4 présente quelques estimations réalisées avec cette formule.

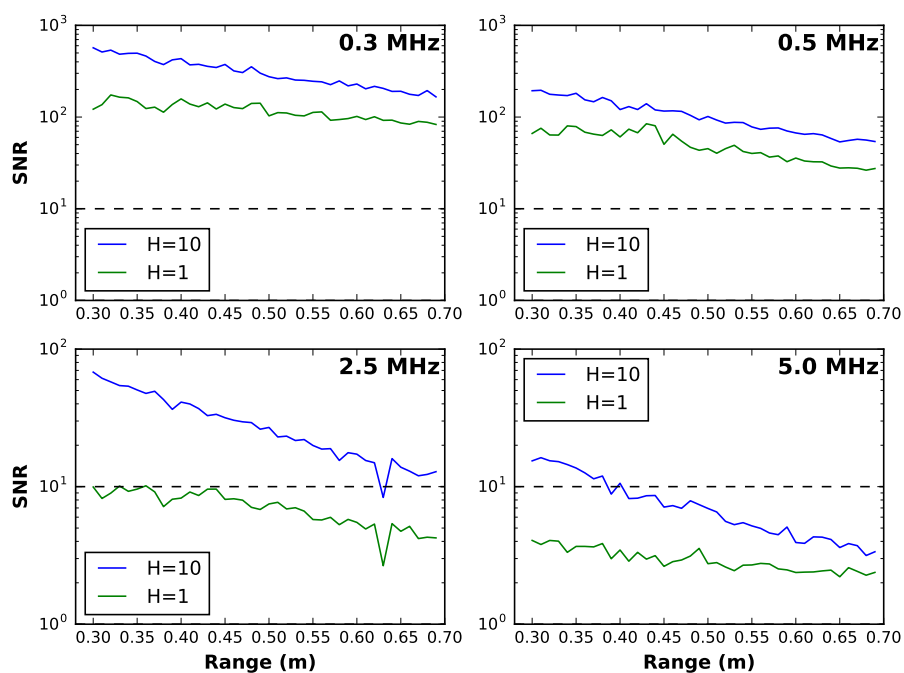


FIGURE 3.23 – Rapport signal sur bruit (SNR) dans la cuve DEXMES en eau claire le 21/02/2017 (10h27 et 11h32), calculé à partir du signal corrigée des interférences, pour deux vitesses d'hélice ($H = 1$ et $H=10$). Les lignes pointillées indiquent la limite $SNR = 10$.

Signal to noise ratio (SNR) in DEXMES facility, in clear water conditions on 02-21-2017 (10:27 and 11:32), computed from the signal corrected from interferences (highest values deleted), for two propeller speeds ($H = 1$ et $H=10$). Horizontal dashed lines show the limit $SNR = 10$.

	0.5 MHz		2.5 MHz	
Prop. speed	H=1	H=10	H=1	H=10
sand 500 μm	0.1 g/l	0.2 g/l	0.003 g/l	0.01 g/l
sand 250 μm	0.7 g/l	1.4 g/l	0.01 g/l	0.01 g/l
sand 100 μm	10 g/l	21 g/l	0.03 g/l	0.05 g/l
sand 75 μm	24 g/l	49 g/l	0.06 g/l	0.1 g/l

TABLEAU 3.4 – Estimation des concentrations minimales théoriquement nécessaires pour obtenir un niveau de signal suffisant ($\text{SNR} > 10$) à 50 cm des transducteurs dans la cuve DEXMES, compte-tenu du signal de bulle estimé en eau claire. Les paramètres $H = 1$ et $H = 10$ sont respectivement les vitesses minimum et maximum de l’hélice. Les tailles des particules sont données en diamètre.

Estimation of the concentrations theoretically needed to obtain a sufficiently strong backscatter signal ($\text{SNR} > 10$) in DEXMES facility at 50 cm from the transducers, based on bubble signal levels recorded in clear water conditions. Parameters $H = 1$ and $H = 10$ are respectively minimum and maximum propeller speed. Particle sizes are given in diameter.

Ces chiffres donnent une estimation assez grossière, mais illustrent l’enjeu de réduire le plus possible la génération de bulles d’air dans la cuve, afin de pouvoir effectuer des mesures à basse fréquence. On peut conseiller en particulier de laisser l’eau dégazer pendant un temps suffisant (24 - 48h) après remplissage, d’attendre suffisamment longtemps entre l’injection des sédiments et les mesures (plusieurs heures), de mouiller les sédiments avant injection et d’essayer de supprimer toute source de bulles d’air dans le système d’agitation.

Estimation du profil de concentration (billes de verre)

Des mesures ont été réalisées dans la cuve DEXMES sur une suspension de billes de verre (40 - 80 μm). Environ 1100 g de billes ont été introduits dans la cuve, pour un volume d'eau estimé à 1,12 m^3 , soit une concentration théorique d'environ 1 g/l. Le signal a été corrigé des interférences en appliquant la méthode de correction basique présentée précédemment. Le signal de rétrodiffusion lié aux bulles d'air dans la cuve a été préalablement enregistré en eau claire pour la même vitesse d'hélice ($H = 8$). La Figure 3.24 montre le SNR calculé par rapport au niveau de signal des bulles (et non par rapport au niveau de bruit de fond).

On remarque que l'on obtient clairement un signal de rétrodiffusion des billes de verre ($\text{SNR} > 10$) pour les fréquences 2,5 et 5,0 MHz, mais pas pour les fréquences 0,3 et 0,5 MHz ($\text{SNR} < 10$), ce qui est cohérent avec les estimations du Tableau 3.4. On observe aussi $\text{SNR} < 1$ à 0,3 et 0,5 MHz, ce qui indique probablement un niveau de bulles d'air plus faible que lors des mesures en eau claire. Il est donc possible que la concentration des bulles lors des mesures en eau claire n'ait pas été stabilisée.

Nous avons inversé le signal acoustique à 2,5 et 5,0 MHz pour estimer la concentration des billes de verre dans la cuve, en utilisant la méthode d'inversion bi-fréquence proposée par Hurther et al. (2011). La réponse acoustique des billes de verre (k_s et α_s) a été estimée en utilisant les formules proposées par Betteridge et al. (2008) pour une suspension de billes de verre. La taille des particules a été mesurée par granulométrie laser. Le profil de concentration obtenu est présenté sur la Figure 3.25. La concentration moyenne sur ce profil est de 0,74 g/l, soit environ 25% de moins que la concentration attendue. On constate que la concentration est légèrement plus élevée

en haut de la colonne d'eau. Cependant, on n'observe pas de gradient de concentration très marqué, ce qui laisse penser que la concentration était assez homogène dans la cuve.

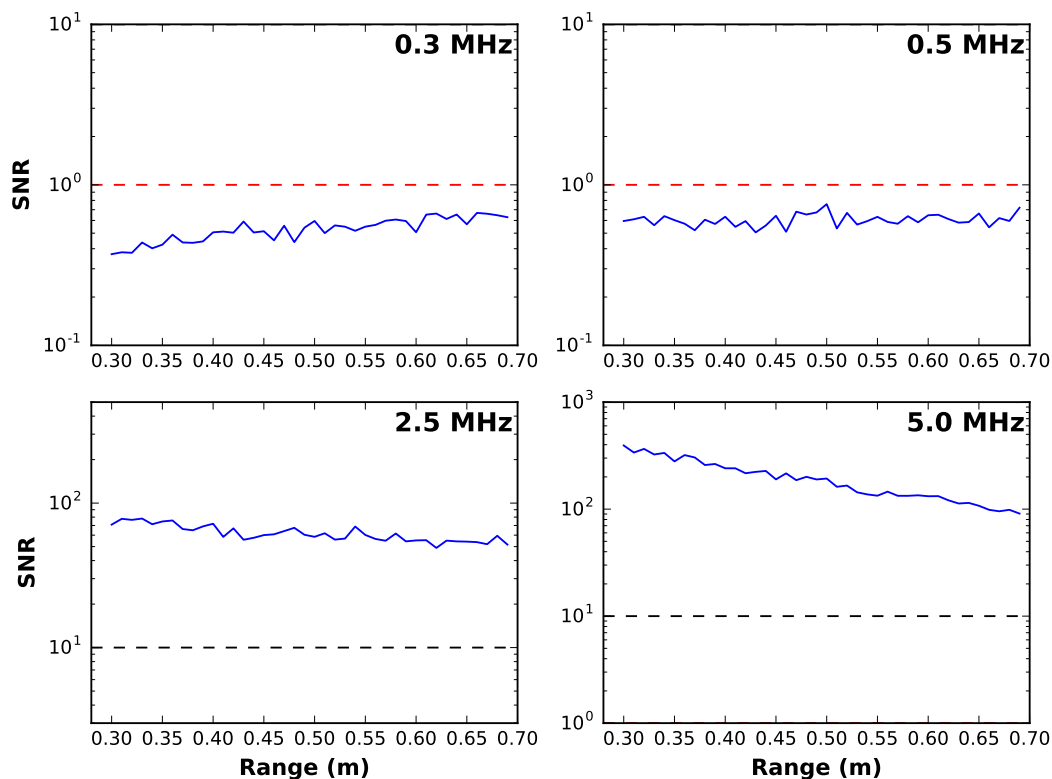


FIGURE 3.24 – Rapport signal sur bruit (SNR) pour une suspension de billes de verre d'environ 1 g/l dans la cuve DEXMES le 21/02/2017 (15h56), calculé par rapport au niveau de bulle en eau claire, mesuré pour une même vitesse d'hélice ($H = 8$). Les lignes pointillées en noir indiquent la limite $SNR = 10$, en rouge $SNR = 1$.

Signal to noise ratio (SNR) in DEXMES facility for a suspension of glass beads (40 - 80 μm) of ~ 1 g/l, on 02-21-2017 (15:56), calculated by reference to the bubble signal level recorded in the tank for same propeller speed ($H = 8$). Black dashed lines show the limit $SNR = 10$, red lines show $SNR = 1$.

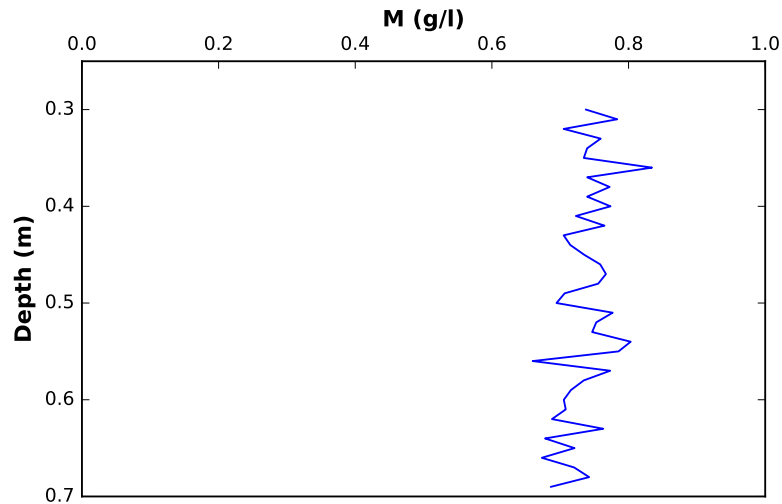


FIGURE 3.25 – Profil de concentration de la suspension de billes de verre obtenu par inversion des mesures acoustiques réalisées dans la cuve DEXMES le 21/02/2017 (15h56)

Glass bead concentration profile obtained from acoustic inversion in DEXMES facility on 02-21-2017 (15:56)

Conclusion sur les mesures réalisées dans la cuve DEXMES

Les quelques mesures réalisées avec l'Aquascats dans la cuve DEXMES pendant les tests de mise en service ont permis de souligner les points suivant :

- l'hélice génère un bruit périodique, particulièrement fort autour de 2,5 MHz. Ce bruit pourrait être dû au variateur utilisé pour contrôler l'hélice. Il serait intéressant de réaliser des tests supplémentaires en déconnectant l'Aquascats du secteur (alimentation sur batterie) pour voir si cela résout le problème ;
- le fonctionnement de l'hélice génère des bulles d'air. Cela ne semble pas particulièrement gênant à haute fréquence ($> 1,0$ MHz), dans la mesure où ce signal est plus faible que la rétrodiffusion des sédiments. Par contre, le signal de bulle

pourrait impacter fortement les mesures à basse fréquence ($\leq 1,0$ MHz). Il serait donc intéressant de caractériser plus précisément ce signal, et de réduire au maximum les sources de production des bulles ;

- l'inversion du signal de rétrodiffusion pour une suspension de billes de verre ($40 - 80 \mu\text{m}$) semble montrer que la suspension était relativement homogène dans la cuve.

3.4.4 Mesure de l'atténuation par réflexion sur une surface plane

Dans le cadre de notre activité expérimentale, nous avons tenté de mesurer l'atténuation acoustique d'une suspension par réflexion sur une surface plane. Nous présentons ici un retour d'expérience sur ces essais, qui n'ont malheureusement pas abouti.

Principe

Étant donné une surface plane perpendiculaire à l'axe des transducteurs, la pression acoustique réfléchie P_r reçue en eau claire au niveau du transducteur après réflexion sur cette surface peut s'écrire $P_r = RP_i$ où R est le coefficient de réflexion et P_i la pression incidente avant réflexion. Si p_0 est la pression acoustique émise par le transducteur à $r_0 = 1$ m, l'onde acoustique incidente arrivant sur la surface

réfléchissante peut s'écrire (cf. Chap. 2) :

$$P_i = \frac{p_0 r_0}{r} e^{-\alpha_w r} \quad (3.14)$$

où α_w est le coefficient d'atténuation lié à l'eau et r la distance par rapport au transducteur. En utilisant le principe d'Huygens, la pression acoustique reçue au niveau du transducteur après réflexion sur la paroi s'écrit :

$$P = R \frac{p_0 r_0}{2r} e^{-2\alpha_w r} \quad (3.15)$$

En passant de la pression acoustique à la tension V mesurée par l'instrument, on a :

$$V = KR \frac{e^{-2\alpha_w r}}{2r} \quad (3.16)$$

où K est une constante liée à l'instrument. On mesure d'abord la réflexion V_{ref} sur la surface plane en eau claire (sans sédiments). On mesure ensuite la réflexion V_{sed} sur la paroi dans la cuve avec des sédiments en suspension. On peut alors obtenir le coefficient d'atténuation lié aux sédiments α_s :

$$\frac{V_{sed}}{V_{ref}} = e^{-2r(\alpha_{w,sed} + \alpha_s - \alpha_{w,ref})}$$

$$\alpha_s = \frac{1}{2r} \log_e \left(\frac{V_{ref}}{V_{sed}} \right) - \alpha_{w,sed} + \alpha_{w,ref} \quad (3.17)$$

où $\alpha_{w,sed}$ et $\alpha_{w,ref}$ sont respectivement l'atténuation liée à l'eau avec et sans sédiments (valeurs différentes si la température n'est pas constante). Remarquons qu'en cas

d'évolution de la température, la vitesse du son est impactée et la distance réelle de chaque cellule de mesure par rapport au transducteur doit être ré-évaluée.

Saturation

Nous avons tout d'abord tenté de mettre en œuvre cette technique en utilisant la réflexion directement sur la paroi en plastique de la cuve. Cependant, cette réflexion s'est avérée trop puissante, conduisant à la saturation des transducteurs. Nous avons alors testé différents matériaux lisses (plaque de PVC, polystyrène extrudé, ...), sans succès. Au final, nous avons utilisé une plaque d'isolant ultrasonique de 10 mm (Precision Acoustics Aptflex 28) fixée sur la paroi de la cuve, en face des transducteurs (Fig. 3.26). Même avec ce matériau, des problèmes de saturation ont persisté, notamment à 1,0 et 2,5 MHz pour des concentrations faibles.

Intensité du pic de réflexion

L'Aquascap ne fournit qu'une intensité moyenne du signal dans chaque cellule temporelle. Cependant, l'énergie du pic de réflexion peut être répartie sur plusieurs cellules (cf. Fig. 3.27). Notons que ces cellules ne sont pas nécessairement toujours les mêmes du fait : i/ des variations de vitesse du son dans la cuve liées aux variations de température ; ii/ des variations de la géométrie de l'installation (dilatation de la cuve, vibration des pompes, changement des transducteurs, etc.).

Après avoir testé plusieurs méthodes, nous avons calculé la valeur du pic de réflexion de la manière suivante :

1. détection de la cellule présentant la valeur maximale V_{max} ;



FIGURE 3.26 – Plaque d’isolant ultrasonique (Precision Acoustics Aptflex 28) placée face aux transducteurs pour éviter la saturation de la réflexion dans la cuve expérimentale

Acoustic absorber tile (Precision Acoustics Aptflex 28) set in front of the transducers in the experimental tank to reduce the peak reflection intensity and avoid transducer saturation. This configuration was set in order to measure sediment attenuation from peak reflection intensity.

2. calcul de la valeur du pic $V_{peak} = \sqrt{V_{max-1}^2 + V_{max}^2 + V_{max+1}^2}$ où V_{max-1} et V_{max+1} correspondent aux valeurs des cellules respectivement situées avant et après la cellule présentant la valeur V_{max} .

On « moyenne » ainsi l’énergie du pic de réflexion autour de la cellule présentant la valeur maximale. Les deux points sur la Figure 3.27 montrent un exemple de résultat de ce calcul.

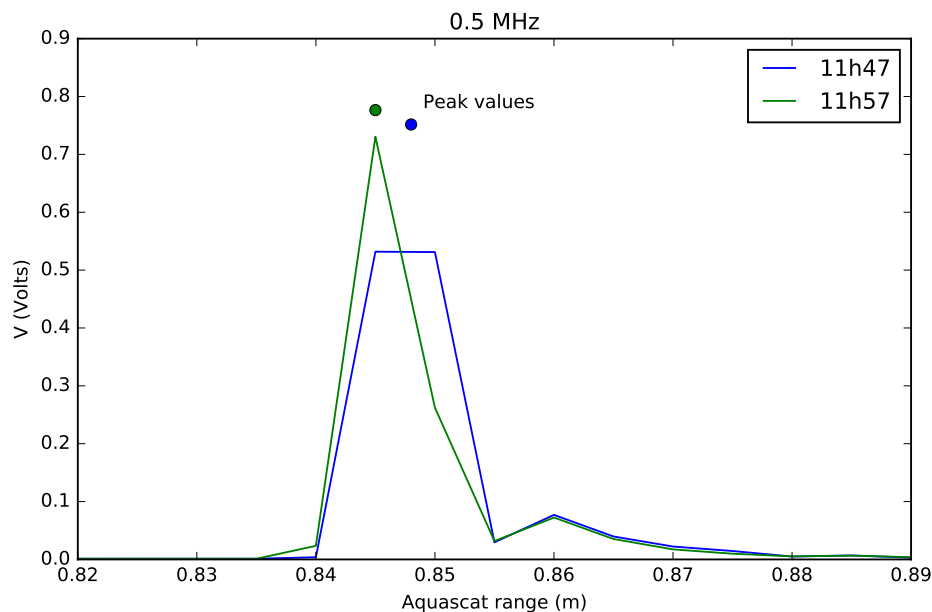


FIGURE 3.27 – Exemple de pics de réflexion enregistrés avec l’Aquascat dans la cuve expérimentale en eau claire, pour deux mesures distinctes à 0,5 MHz. La modification du pic est liée à une augmentation de la température dans la cuve. Les points représentent l’estimation de la valeur du pic (somme quadratique autour de la valeur maximale).

Example of reflection peaks recorded with the Aquascat in the experimental tank at 0.5 MHz, for two distinct measurements. The modification of the peak is due to increasing temperature in the tank. Points show the estimated peak value, computed as quadratic sum around the maximum value.

Instabilité du pic de réflexion

La Figure 3.28 compare les valeurs du pic de réflexion obtenues avec notre méthode sur un burst (≈ 2000 tirs) – correction faite de l’atténuation liée à l’eau et à la divergence géométrique ($V \times r \times e^{2\alpha_w r}$) – dans les cas suivants : i/ tirs en eau claire (sans sédiments) sans système d’agitation ; ii/ tirs en eau claire avec système d’agi-

tation (pompes) ; iii/ tirs en eau chargée (avec sédiments), sans système d'agitation ;
iv/ tirs en eau chargée, avec système d'agitation. On remarque notamment que :

- le signal de réflexion est généralement plus fort lorsque les pompes fonctionnent que lorsqu'elles sont éteintes (la différence étant trop importante pour être simplement liée aux bulles d'air générées par les pompes) ;
- à 4,0 et 5,0 MHz, le pic de réflexion est parfois plus fort en eau chargée qu'en eau claire (l'inverse était attendu, les sédiments atténuant une partie du signal) ;
- la variabilité de la réflexion augmente lorsque les pompes sont allumées, particulièrement à haute fréquence.

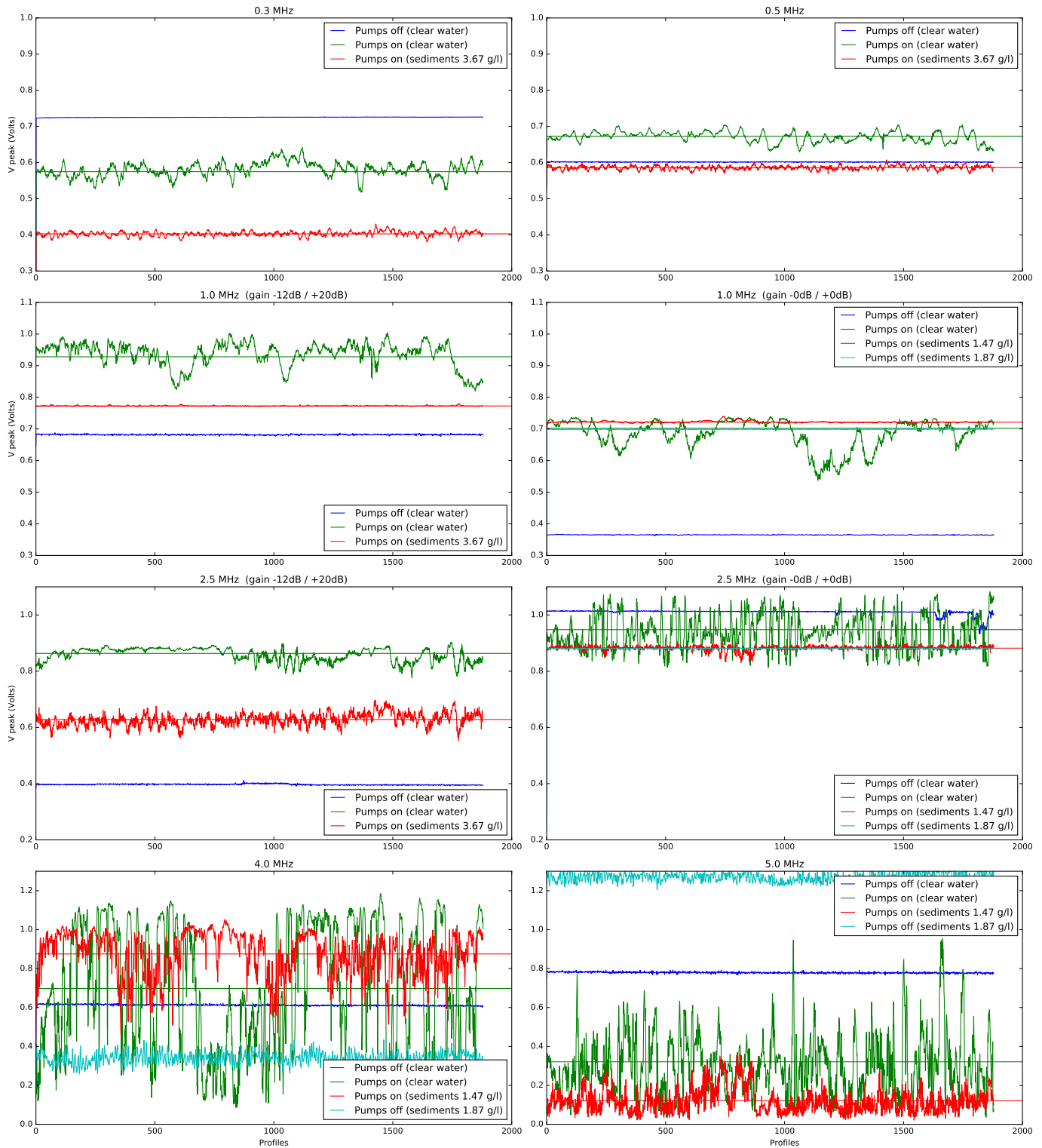


FIGURE 3.28 – Evolution du pic de réflexion sur un burst (~ 2000 tirs), corrigé de l'atténuation liée à l'eau et à la divergence géométrique, dans différentes configurations (pompes allumées/éteintes ; avec/sans sédiments en suspension)

Evolution of reflection peak over one burst (~ 2000 pings), corrected from water attenuation and geometrical spreading, in various configurations (tank pumps on/off; with/without sediments in suspension). Signal variability and incoherent results are probably due to the strong directivity of the transducers.

Nous interprétons ces difficultés comme étant au moins partiellement dues au fait que les transducteurs de l'Aquascot sont très directifs – particulièrement à haute fréquence (cf. Annexe A.4). Un petit décalage angulaire de l'axe des transducteurs peut engendrer une grande variation de la puissance acoustique reçue après réflexion. Malgré nos efforts pour fixer solidement les transducteurs sur la structure de la cuve, il semble que la turbulence et les petites vibrations engendrées par le fonctionnement des pompes aient suffi à créer de petits mouvements des transducteurs et de la plaque-réfecteur, à l'origine de la variabilité du pic de réflexion. De plus, les transducteurs ont été régulièrement inter-changés durant l'expérience. La géométrie de l'installation a donc probablement été légèrement modifiée à chaque changement, ce qui pourrait expliquer une partie des problèmes constatés (e.g. signal de réflexion plus fort avec des sédiments qu'en eau claire). Enfin, les variations de niveau d'eau et de température dans la cuve sont potentiellement susceptibles d'avoir contribué à déformer légèrement la cuve et donc la géométrie de l'installation au cours de l'expérience.

Conclusion sur la méthode de mesure de l'atténuation par réflexion

Au final, les tests réalisés ont montré que la mesure de l'atténuation liée aux sédiments par réflexion sur une surface plane nécessitait une grande maîtrise de la géométrie de l'installation, ainsi qu'une surface appropriée pour limiter la saturation de la réflexion. De plus, l'estimation de l'intensité du pic de réflexion – généralement répartie sur plusieurs cellules – est délicate. Enfin, cette méthode n'est plus appropriée

lorsque l'atténuation liée au sédiments devient trop élevée (i.e. forte concentration / haute fréquence), le pic de réflexion pouvant alors être totalement atténué.

Compte tenu des difficultés rencontrées et des efforts qui seraient à mettre en œuvre pour y remédier, il nous semble que cette méthode nécessiterait au final – pour fonctionner correctement – un dispositif quasiment aussi lourd qu'une installation type banc d'essai (i.e. positionnement par bras motorisé). Quitte à utiliser ce genre d'installation, il serait alors certainement plus pertinent de mesurer l'atténuation directement avec un hydrophone.

3.4.5 Perspectives des expériences en laboratoire

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons été amenés à concevoir et à tester des dispositifs expérimentaux afin de mesurer et de caractériser la réponse acoustique d'une suspension dans des conditions plus contrôlées que sur le terrain. Des installations expérimentales opérationnelles et de taille suffisante pour y déployer des appareils de terrain (Aquascap, ADCP, ...) n'existent pas encore à notre connaissance (au moins en France). De telles installations permettraient cependant d'une part de calibrer ces appareils, et d'autre part de progresser dans la compréhension et dans l'inversion de la réponse acoustique des suspensions complexes rencontrées en rivière. La cuve expérimentale DEXMES nous semble actuellement le dispositif le plus prometteur dans ce domaine.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la mise au point d'une cuve expérimentale à fond conique, sur le modèle de celle utilisée dans les travaux de P. D. Thorne et son équipe (e.g. Thorne et Hanes, 2002) – avec un diamètre plus large

cependant pour pouvoir y déployer des transducteurs basse fréquence ($< 1,0$ MHz). Les quelques essais réalisés semblent montrer que le point le plus critique de ce type d'installation est le système de recirculation par pompage, les pompes à roue classiques générant beaucoup de bulles d'air par cavitation. Une solution pourrait consister à utiliser un variateur pour diminuer la vitesse de rotation de ces pompes. L'utilisation de pompes péristaltiques pourrait aussi remédier au problème de génération de bulles d'air, mais serait confrontée à une usure potentiellement rapide du tuyau d'écrasement par les sédiments.

3.5 Expériences en rivière

3.5.1 Présentation générale

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons effectué un certain nombre de mesures expérimentales en rivière, en estuaire et en canal. Les déploiements de l'Aquascap sur le terrain effectués au cours de la thèse sont listés dans le Tableau 3.5. Ces expériences ont permis de tester l'utilisation de l'Aquascap (à l'origine conçu pour l'océanographie) en rivière, dans différentes conditions hydro-sédimentaires et de déploiement.

Globalement, on peut souligner que la difficulté du déploiement augmente avec l'intensification des conditions hydro-sédimentaires (vitesse de l'eau, présence d'embâcles, etc.). La portée de l'instrument est par ailleurs largement conditionnée par la concentration en sédiments fins.

Date	Location	Flow and sediment conditions	Deployment mode
Feb. 16, 2016	Jons (Rhône River)	Medium velocity, medium concentration	Down-looking from a boat
May 19, 2016	Lyon (Rhône River)	Medium velocity, medium concentration	Down-looking, immersion into the water column (streamlined casing)
May 23 & 25, 2016	Champagneux (Rhône River)	Low velocity, high concentration	Down-looking from a boat
May 24, 2016	Chancy (Rhône River)	High velocity, high concentration	Down-looking, immersion into the water column (streamlined casing)
Jul. 20 & 21, 2016	Andong*	Low velocity, low concentration	Down-looking, fixed on a bridge
Nov. 23, 2016	Port St-Louis (Rhône River)	High velocity, high concentration	Down-looking from a boat
Nov. 24, 2016	Barcarin (Rhône River)	High velocity, high concentration	Down-looking from a boat
Jan. 17, 2017	Lyon (Rhône River)	Low velocity, low concentration	Down-looking from a boat
Aug. 22, 2017	Fatouville (Seine River estuary)	Low velocity, high concentration	Side-looking, fixed on a pole / side-looking, immersion into the water column (mooring frame)
Sept. 29 & Oct. 9, 2017	Lyon (Rhône River)	Low velocity, low concentration	Down-looking from a boat / side-looking, immersion into the water column (mooring frame)
Dec. 13, 2017	Lyon (Rhône/Saône confluence)	Low velocity, medium concentration	Down-looking from a boat
Jan. 6 & 7, 2018	Pont-de-l'Isère (Rhône/Isère confluence)	Medium velocity, high concentration	Down-looking from a boat

* KICT River Experiment Center, South Korea

TABLEAU 3.5 – Déploiements de l'Aquascats sur le terrain réalisés au cours de la thèse. Ordre de grandeur des vitesses et des concentrations : low < 1 m/s, $< 0,1$ g/l; medium $\sim 2 - 3$ m/s, $0,1 - 1$ g/l; high > 3 m/s, > 1 g/l.

List of Aquascats deployments carried out during the PhD. Various deployment configurations have been tested. Order of magnitude of velocities and concentrations: low < 1 m/s, $< 0,1$ g/l; medium $\sim 2 - 3$ m/s, $0,1 - 1$ g/l; high > 3 m/s, > 1 g/l.

Sur le plan instrumental, les points les plus critiques que nous avons identifiés – pouvant compromettre la mesure – sont l’alimentation de l’instrument, la communication avec l’instrument (câble, PC et logiciels) ainsi que la présence d’éventuels sources de bruit parasite.

Le retour d’expérience sur l’utilisation de l’instrument (paramétrage, mesure du bruit de fond, etc.) a été présenté dans la section 3.2.5 et dans l’Annexe B.1. Lors de la plupart des mesures de terrain, des prélèvements ont été effectués en parallèle dans la colonne d’eau à l’aide d’une bouteille Niskin. L’analyse de ces prélèvements (concentration massique et distribution granulométrique) a été détaillée dans la section 3.3. Nous présentons ici un retour d’expérience sur les différents modes de déploiement (depuis un bateau, depuis un support fixe, etc.) testés au cours de la thèse.

3.5.2 Déploiement de l’Aquascap

Déploiement vertical depuis un bateau

Ce mode de déploiement a été le plus utilisé au cours de la thèse. Les transducteurs sont montés sur une potence (cf. Fig. 3.29) qui permet de les plonger dans l’eau, orientés vers le fond. La potence doit pouvoir être relevée facilement pour la navigation et être suffisamment robuste pour supporter l’effet de levier lié au courant. Une platine de fixation des transducteurs de l’Aquascap (plan fourni dans l’Annexe B.3) et une potence pour bateau ont été fabriquées durant la thèse. Le corps de l’instrument (contenant l’électronique et l’alimentation) est placé dans le bateau, et le signal peut être visualisé en direct sur un ordinateur. Cette technique de déploiement est maintenant maîtrisée et opérationnelle (cf. protocole de déploiement, Annexe B.1).

Ce mode de déploiement a été utilisé en « points fixes » (verticales, avec prélèvements en parallèle dans la colonne) et en effectuant des traversées (transects). Dans les deux cas, l'enregistrement de la position des mesures par GPS, avec une horloge synchronisée sur celle de l'Aquascap, est très utile.

Avantages : ce mode de déploiement permet de visualiser le signal en temps réel. Le paramétrage de l'instrument peut être modifié rapidement en fonction des conditions de déploiement (fréquences utilisées, gain, taille de cellule, ...). Une alimentation de secours peut rapidement être mise en place en cas de défaut de l'alimentation interne. Toute une section en travers peut être profilée. Le déploiement est rapide. Des prélèvements peuvent être réalisés en parallèle dans la colonne d'eau.

Inconvénients : de fortes contraintes de sécurité sont liées à la navigation (vitesse du courant, présence d'ouvrages, embâcles, problèmes de refroidissement du moteur lorsque l'eau est chargée en sédiments fins, ...). Importants moyens humains nécessaires (pilote expérimenté). Nécessite une zone de mise à l'eau adaptée et accessible. Portée limitée en fonction de la fréquence et de la concentration en sédiments fins. Mesures plus difficiles à interpréter du fait de l'hétérogénéité verticale de la suspension. Maîtrise de la position des transducteurs (= position du bateau) difficile (inclinaison + positionnement dans la section).

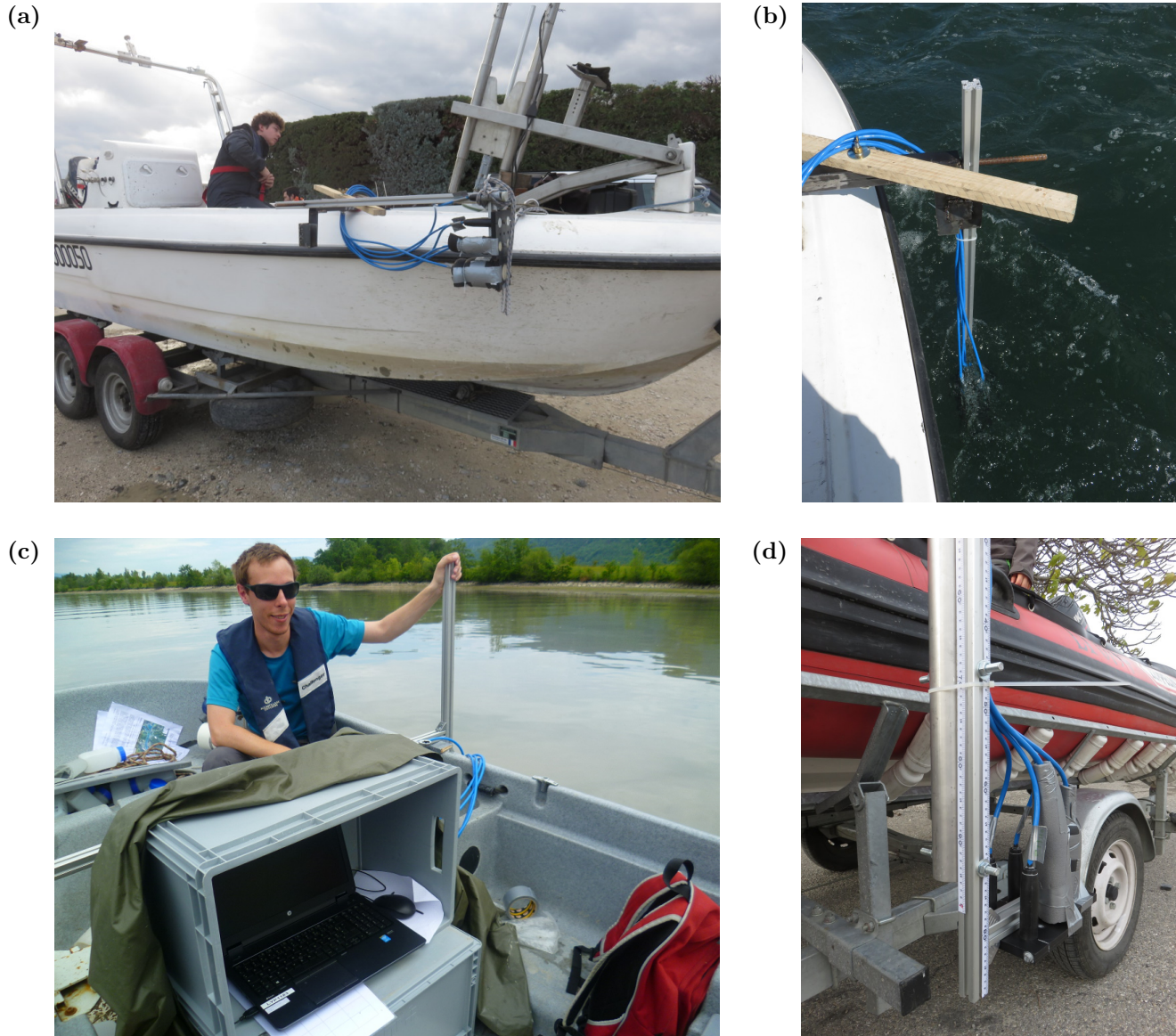


FIGURE 3.29 – Déploiement de l’Aquascats depuis un bateau (a) potence en position navigation (horizontale) ; (b) transducteurs déployés dans l’eau ; (c) visualisation du signal en direct sur un ordinateur ; (d) potence en position verticale. Des mousses isolantes sont placées derrière les transducteurs 0,3 et 0,5 MHz pour limiter les émissions parasites vers la surface.

Aquascats deployment from a boat (a) transducer stand in cruising position (horizontal) ; (b) transducers deployed in the water ; (c) live signal monitoring on a laptop ; (d) transducer stand in vertical position. Isolation foam is placed behind 0.3 and 0.5 MHz transducers in order to reduce unwanted backward emission that could lead to surface reflections.

Déploiement depuis la surface sur un support fixe

Cette option a été testée quelques fois en fixant les transducteurs sur une perche, maintenue manuellement dans la colonne d'eau (tirs horizontaux, Fig. 3.30a et 3.30b). Un déploiement vertical dans un canal expérimental depuis un pont roulant au River Experiment Center du KICT (Corée du Sud) a aussi été effectué – ce dispositif présentant de très bonnes conditions de déploiement (Fig. 3.30c et 3.30d). Un support pérenne adapté aux situations de crue sur le terrain a été envisagé mais n'a pas été mis en œuvre dans le cadre de cette thèse (dispositif lourd).

Avantages : avec une perche (berge), déploiement rapide et facile. Depuis un support fixe dans la section (pont, duc d'Albe, ...), déploiement sécurisé dans la section. Éventuellement, possibilité de visualiser le signal en direct et de changer le paramétrage de l'instrument. Éventuellement, possibilité de pallier un défaut d'alimentation interne de l'instrument en le connectant à une alimentation externe. Dans le cas d'un pont roulant (KICT), possibilité de déplacer l'instrument pour mesurer toute une section en travers.

Inconvénients : avec une perche (berge), déploiement limité à la berge et près de la surface. Depuis un support fixe, nécessite un support adapté, dont la position (hauteur) doit pouvoir être ajustée. Éventuellement, difficultés pour positionner/accéder à l'instrument suivant les conditions hydrologiques. Éventuellement, problèmes de longueur de câble pour communiquer/alimenter l'instrument (ex : fixation sur une pile de pont). Mesure généralement limitée à un point fixe. Dans le cas d'un déploiement vertical, difficultés d'interprétation du signal (suspension hétérogène), portée poten-



FIGURE 3.30 – Déploiement sur un support fixe (a) dans le Rhône depuis la berge (Lyon); (b) transducteurs fixés sur une perche de déploiement tenue à la main (estuaire de la Seine); (c) - (d) depuis un pont roulant au KICT River Experiment Center (Corée du Sud).

Fix point Aquascat deployment (a) from the bank in the Rhône River (Lyon); (b) transducers fixed on a stand held manually (Seine River estuary); (c) - (d) from a bridge crane at KICT River Experiment Center (South Korea).

tiellement limitée. Éventuellement, perturbation du flux sédimentaire par le support (ex : fixation sur une pile de pont). Difficultés pour réaliser des prélèvements en parallèle.

Descente dans la colonne d'eau : cage

Nous avons testé le déploiement de l'Aquascap en position horizontale, en fixant l'instrument sur une cage lestée (Fig. 3.31) descendue dans la colonne d'eau à l'aide d'un treuil (Fig. 3.32). Ce dispositif a été testé en rivière (Rhône) depuis un bateau, et en estuaire (Seine) depuis un ponton.

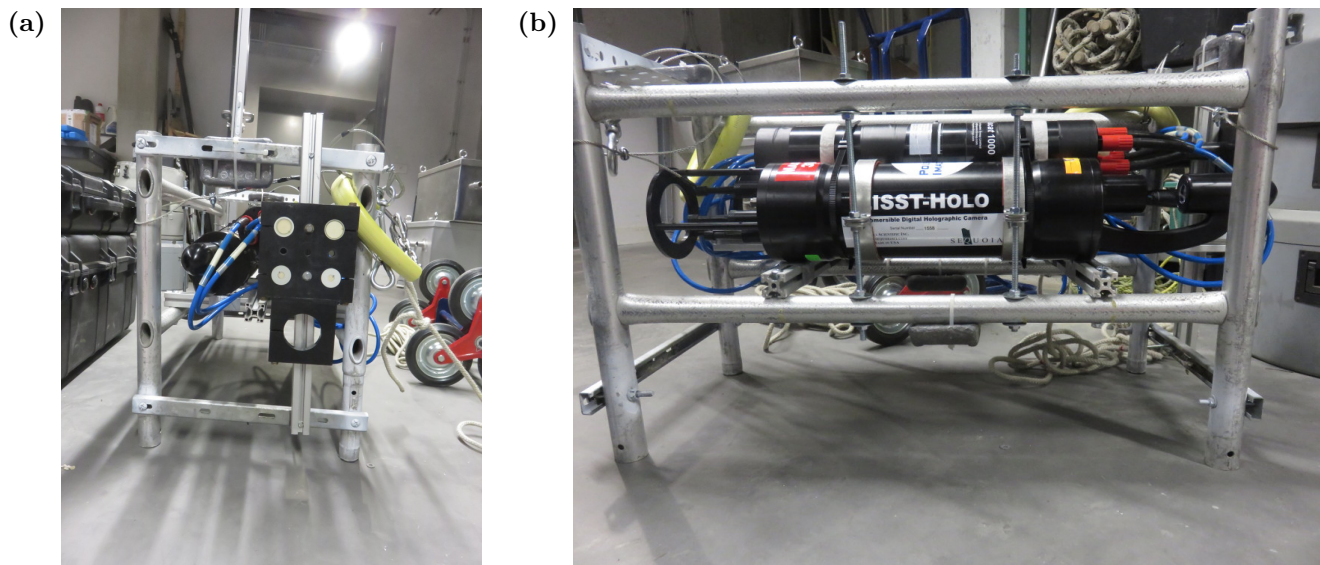


FIGURE 3.31 – Cage lestée utilisée pour descendre l'Aquascap dans la colonne d'eau (a) transducteurs fixés en position horizontale; (b) vue du LISST-Holo ajouté avec l'Aquascap sur la cage

Ballasted mooring frame used to plunge the Aquascap into the water column (a) transducers fixed in horizontal position; (b) view of the LISST-Holo added to the frame next to the Aquascap

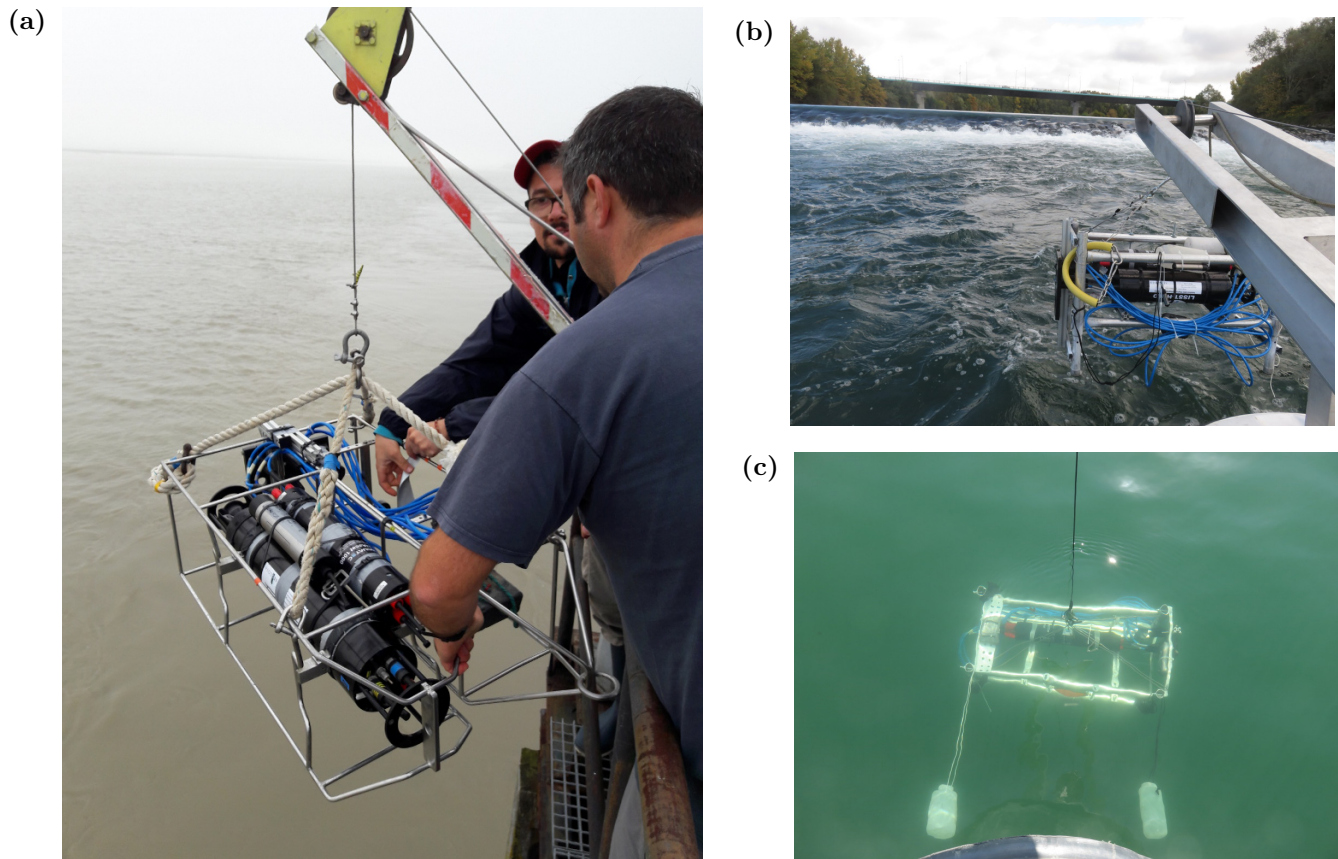


FIGURE 3.32 – Descente d’une cage dans la colonne d’eau à l’aide d’un treuil (a) depuis un ponton (estuaire de la Seine); (b) depuis un bateau (Rhône); (c) vue de la cage dans la colonne d’eau, des bidons percés attachés de part et d’autre de la cage aident à la stabilisation dans l’eau.

Mooring frame immersion using a hoist (a) from a pontoon (Seine River estuary); (b) from a boat (Rhône River); (c) view of the frame immersed in the water column, pierced cans attached on both sides of the frame help for stabilization in the water.

Avantages : le déploiement horizontal des transducteurs facilite l’exploitation des données (lorsque l’on peut faire l’hypothèse d’une suspension homogène le long du profil acoustique). Toute la colonne d’eau peut être sondée en plaçant la cage à différentes profondeurs. Pas de problème de limitation de la portée (i.e. toutes les

fréquences fournissent de l'information, quelque soit la profondeur). Possibilité de déployer des instruments complémentaires en parallèle (LISST, sonde multi-paramètres, etc.).

Inconvénients : dispositif lourd à mettre en œuvre. Contraintes de sécurité importantes. Ce type de déploiement est limité aux faibles vitesses et présente un risque pour les instruments (choc de la cage lors de la descente, risque d'accrochage au fond). La stabilité du dispositif dans l'eau et sa capacité à y pénétrer dépendent principalement de son poids et de la vitesse d'écoulement. Pas de possibilité de visualiser le signal en direct, ni de changer le paramétrage de l'instrument sans remonter le dispositif.

Descente dans la colonne d'eau : saumon

Nous avons tenté au début de la thèse de construire un support type « saumon » (Fig. 3.33a et 3.33b) en PVC renforcé, profilé et lesté pour permettre la descente de l'Aquascap dans la colonne d'eau depuis une trille. Malheureusement, le support s'est rompu lors de sa première utilisation pendant une crue du Rhône (Fig. 3.33d).

Le prototype que nous avons construit n'était pas assez solide, ni assez lourd pour pouvoir rentrer correctement dans la colonne d'eau en présence de fortes vitesses (> 3 m/s). Si un « saumon acoustique » intégrant des transducteurs serait un outil très utile, il nous semble rétrospectivement que l'Aquascap est trop volumineux pour pouvoir être intégré dans un tel dispositif. L'utilisation d'une cage lestée est préférable pour descendre l'Aquascap dans la colonne d'eau.

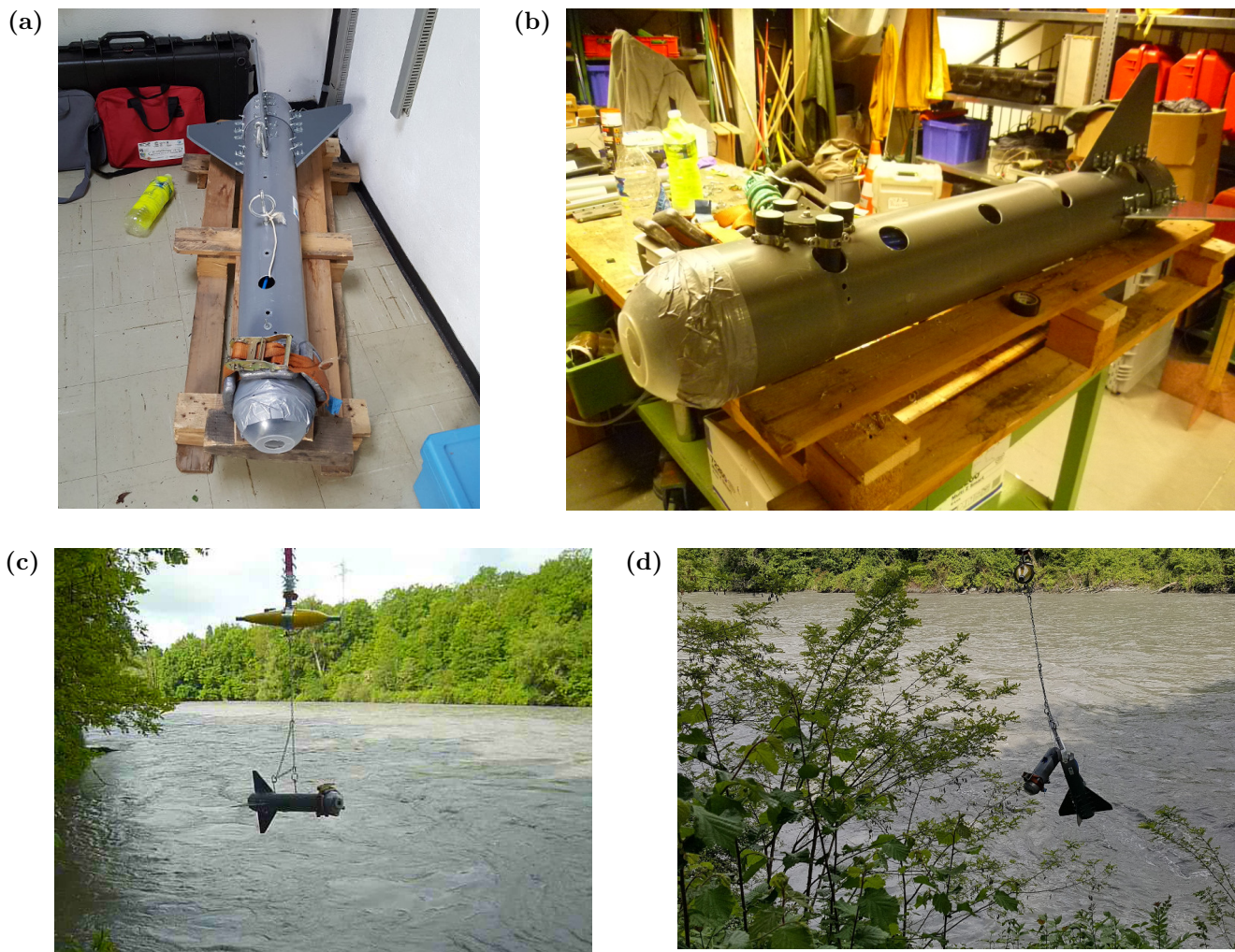


FIGURE 3.33 – Tentative de déploiement de l’Aquascat depuis une traille (a) - (b) prototype de « saumon » profilé et lesté, intégrant l’Aquascat ; (c) - (d) déploiement dans le Rhône depuis une traille (fort courant). Le prototype s’est rompu en pénétrant dans la colonne d’eau.

Attempt to deploy the Aquascat from a cableway (a) - (b) streamlined ballasted casing prototype, containing the Aquascat ; (c) - (d) deployment in the Rhône River (high current velocity). The prototype broke entering the water.

3.5.3 Perspectives sur le déploiement de l'Aquascats en rivière

Ces travaux de thèse ont permis de tester plusieurs modes de déploiement de l'Aquascats en rivière, la seule technique véritablement opérationnelle en conditions de crue à l'issue de cette thèse étant le déploiement depuis un bateau. D'autres méthodes gagneraient cependant à être testées, et notamment :

- la fixation de l'Aquascats sur un support flottant type « planche ADCP ». Un tel support ne permettrait pas pour l'instant de visualiser le signal en temps réel ni de paramétrer l'instrument en direct, mais présenterait l'avantage de pouvoir être déployé depuis un pont ou une trille sans nécessiter de présence humaine sur l'eau ;
- la fixation de l'Aquascats sur un support lesté type trépied, posé au fond de la colonne d'eau pour positionner les transducteurs à quelques dizaines de centimètres au dessus du lit. Un tel dispositif permettrait de profiler le fond de la colonne d'eau en utilisant des hautes fréquences ($> 1,0$ MHz). Cela permettrait d'obtenir plus d'information acoustique sur le flux de sable, par rapport à un déploiement depuis la surface où seules les basses fréquences permettent d'atteindre le fond et où l'estimation précise de l'atténuation liée aux sédiments fins le long du chemin acoustique constitue une importante source d'erreur ;
- la fixation de l'Aquascats sur un rail posé sur une berge à faible pente, type « rail de déploiement ADCP horizontal », permettrait de plonger l'Aquascats dans la colonne d'eau en configuration de tir horizontal dans de meilleures conditions

de sécurité que lors de l'utilisation d'une cage. La colonne d'eau pourrait être profilée en positionnant l'Aquascats à différentes profondeurs, le déploiement horizontal facilitant l'exploitation des mesures (hypothèse d'homogénéité de la suspension le long du profil acoustique), et permettant d'obtenir une information à haute fréquence jusqu'au fond.

3.6 Conclusion sur les travaux expérimentaux

Ces travaux de thèse ont comporté une forte composante expérimentale, à la fois sur le terrain et au laboratoire. La faiblesse du signal de rétrodiffusion produit par les suspensions naturelles en rivière (petites particules + forte atténuation) nous a conduits à nous intéresser aux problématiques de bruit et de précision de l'instrument. Les quelques vérifications réalisées sur l'Aquascats (gain, constante de calibration) montrent que cet instrument produit des mesures relativement réalistes et cohérentes. Cependant, il est difficile d'en évaluer la précision.

En laboratoire, les expériences réalisées ont souligné la difficulté à mettre en suspension des sédiments de manière homogène, sans générer de bulles d'air et de bruits parasites. Par essais successifs, nous avons fini par mettre au point une installation expérimentale adaptée à la mise en suspension de sédiments fins. Une installation plus performante, adaptée à la mise en suspension de sédiments type sable et dans laquelle pourraient être déployés des instruments de terrain serait très utile pour calibrer ces instruments et progresser dans la compréhension de la réponse acoustique des suspensions. L'installation DEXMES paraît prometteuse dans ce domaine.

Enfin, les différents essais de déploiement de l'Aquascats en rivière ont montré que cet instrument pouvait être utilisé sur le terrain, bien que sa conception (à l'origine pour l'océanographie) ne soit pas optimisée pour ces applications (instrument volumineux, pas de communication à distance). Ces essais ont permis de progresser vers un déploiement plus opérationnel de ce matériel en milieu fluvial.

Chapitre 4

Réponse acoustique des sédiments fins

4.1 Introduction

Dans ces travaux de thèse, nous avons assez vite été confrontés à des difficultés pour interpréter le signal de rétrodiffusion acoustique enregistré en rivière. Dans le cas des suspensions bi-modales souvent observées dans les grands cours d'eau, la réponse acoustique du mode sableux nous semblait assez bien connue et modélisée, grâce aux nombreux travaux réalisés en océanographie. Par contre, la réponse acoustique des sédiments fins (argile et limon) nous paraissait plus problématique, ayant été assez peu étudiée. Surtout, la caractérisation de la réponse acoustique des sédiments fins nous semblait être un enjeu majeur : même lorsque l'on ne s'intéresse qu'au sable en suspension, il est tout de même nécessaire de tenir compte des sédiments fins

présents dans toute la colonne d'eau pour pouvoir accéder au signal de rétrodiffusion du sable.

Afin de s'affranchir d'un certain nombre de contraintes inhérentes au travail de terrain, nous avons décidé de réaliser des expériences au laboratoire. Après avoir mis au point un dispositif expérimental, décrit dans le Chapitre 3, nous avons mesuré la réponse acoustique d'une suspension de sédiments fins prélevés dans le Rhône. Les mesures obtenues ont été comparées à la réponse acoustique théorique, calculée en utilisant des modèles existants, généralement issus de l'océanographie. L'objectif était de tester les performances de ces modèles. Nous avons aussi testé plusieurs méthodes d'inversion du signal acoustique. Ce travail est présenté sous la forme d'un article scientifique, qui sera soumis en vue d'une publication dans la revue *Continental Shelf Research*.

4.2 Acoustic backscatter and attenuation due to river fine sediments: assessment of models and inversion methods (article)

Acoustic backscatter and attenuation due to river fine sediments: assessment of models and inversion methods

Adrien Vergne^{a,*}, Florent Tencé^a, Céline Berni^a, and Jérôme Le Coz^a

^aIrstea, UR RiverLy, centre de Lyon-Villeurbanne, 5 rue de la Doua CS 20244, 69625
Villeurbanne, France

*Corresponding author: Adrien Vergne, adrien.vergne@irstea.fr

Abstract: This study aims to contribute to the development of acoustic backscatter techniques for monitoring suspended sediment concentration (SSC) in rivers. It focuses on homogeneous suspension of fine sediments, i.e. silt and clay. Acoustic backscatter and attenuation were measured from a suspension of natural river fine sediments in a laboratory tank at various concentrations in the range 1-18 g/l. Agreement between the modelled and measured acoustic responses was found to be relatively poor. This could be due to either the models themselves or imprecise particle size characterization. In a second part, four inversion methods are tested. The most promising methods use both backscatter and attenuation information and led to accurate inverse SSC.

keywords: suspended sediment, acoustic backscatter, acoustic attenuation, inversion method, ADCP, ABS

Highlights:

- Test of existing acoustic backscatter and attenuation models for fine sediments
- High sensitivity to the difficult-to-measure particle size distribution
- Test of four inversion methods in the case of a homogeneous suspension
- Accurate inverse concentration obtained when using both backscatter and attenuation

1 Introduction

Following the success of Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) technology for monitoring river discharge, there has been a growing interest in the last decade in extracting information on Suspended Sediment Concentration (SSC) from acoustic backscatter in large rivers. One major advantage of using sonar systems as ADCPs or Acoustic Backscatter Systems (ABSs) for monitoring SSC in rivers is the capacity of these instruments to provide measurements at a much higher spatial and temporal resolution than classic water sampling techniques. Despite the efforts recently made to find a relation between SSC and acoustic backscatter in rivers [e.g. Gray and Gartner, 2009, Venditti et al., 2016], most studies remain empirical and site-specific. The present work, based on laboratory experiments, intends to contribute to the development of more general methods applicable in rivers.

A bimodal Particle Size Distribution (PSD) is com-

monly observed in rivers [e.g. Agrawal and Hanes, 2015, Armijos et al., 2017]. The first mode is usually composed of fine silt and clay sediment particles and is often fairly well mixed throughout the river cross-section. The second mode is made of fine to coarse sand particles and it usually presents strong lateral and vertical gradients, with an increasing concentration towards the bed. Sonar technology could potentially provide information on both of these modes. However, even when the interest is only in monitoring sand SSC, the impact of fine suspended sediments on the recorded backscatter signal must be assessed.

Thanks to an important work in acoustical oceanography [e.g. Sheng and Hay, 1988, Hay, 1991, Hay and Sheng, 1992, Thorne et al., 1993, Thorne and Buckingham, 2004, Thorne and Meral, 2008, Moate and Thorne, 2012, among others], the acoustic response of a suspension of sand particles is now relatively well understood and modelled. Inversion techniques have been developed based on these models, the most powerful

ones using multiple frequencies and computing both SSC and particle size along the backscatter profile (see Thorne and Hurther 2014 for a recent review). Compared to marine science, the understanding of river suspension backscattering is much less advanced. Few *in situ* backscatter data have been recorded in rivers with a calibrated instrument, and a suitable theoretical framework is still missing. In particular, the acoustic response of the fine sediment mode is still poorly characterized. Therefore, this study is focused on fine sediments.

Sonar response of suspended sediments comprises sound backscattering and sound attenuation. The first goal of this study is to test the efficiency of existing backscatter and attenuation models for natural river fine suspended sediments. Then, the second goal of this study is to assess the efficiency of inversion methods designed to retrieve SSC from acoustic signal, in the simplest case where the suspension is homogeneous along the acoustic beam. The condition of suspension homogeneity is a strong hypothesis, but it can often be achieved in rivers, for instance when deploying the instrument horizontally. This deployment configuration already allowed to monitor fine SSC with horizontal ADCPs in rivers, through either *in situ* calibration [Wright et al., 2010, Moore et al., 2012, Landers et al., 2016, Topping and Wright, 2016] or multi-frequency inversion [Moore et al., 2013]. This work aims to move forward in the development of such techniques.

While fine river suspended particles are known to be able to aggregate in flocs, the focus of this study is only on primary, i.e. un-flocculated, particles. The impact of flocculation on acoustic backscattering has been studied by others [MacDonald et al., 2013, Rouhnia et al., 2014, Thorne et al., 2014, Vincent and MacDonald, 2015]. The authors of the present study believe that working on primary particles is valuable for river applications, as rivers often show low organic matter, no salinity, and relatively high turbulence during high sediment load events such as floods – making the setting up of large flocs more unlikely [Burban et al., 1989, Droppo, 2001].

To serve the goals of this study, a homogeneous suspension of natural river clay sediment particles was set up in a laboratory tank. The acoustic backscatter and attenuation were measured at various frequencies. The concentration in the tank was gradually increased in the range ~ 1 -18 g/l. This range of concentrations was chosen as representative of high to very high SSC observed in rivers. First, the data are compared to existing backscatter and attenuation models in order to review the efficiency of these models. Then, four inversion methods are tested, and their outputs are discussed.

2 Material and methods

2.1 Backscatter theory

This section presents an overview of the backscatter theory related to a suspension of non-cohesive solid particles. In the monostatic configuration, when transmitter and receiver are actually the same piston transducer, the sonar equation for an incoherent suspension of particles can be written as:

$$V_{rms} = \frac{\Re\sqrt{s_v}}{\psi r} e^{-2\alpha r} \quad (1)$$

where V_{rms} is the root mean square of the voltage recorded by the instrument and averaged in quadratic mean over a large number of measurements, r is the range from the transducer, ψ is a near field correction [Downing et al., 1995], \Re is a calibration constant specific to the instrument [Betteridge et al., 2008], α is the sound attenuation and s_v is the volume backscattering coefficient [Medwin and Clay, 1998]. In the following, we will ignore ψ as all the measurements will be made in the far field of the transducers ($\psi = 1$). The volume backscattering coefficient depends on the type and number of scatterers:

$$s_v = \sum_i N_i \sigma_{bs,i} \quad (2)$$

where N_i is the number of scatterers of type i per unit of volume and $\sigma_{bs,i}$ their specific backscattering cross-section. For a suspension of solid spherical particles of radius a , density ρ_s and mass concentration M , eq. (2) becomes:

$$\sigma_{bs}(a) = \frac{a^2 f^2(a)}{4} \quad N = \frac{3M}{4\pi a^3 \rho_s} \quad (3)$$

$$s_v = \frac{3}{16\pi} K^2 M$$

where f is the backscattering form function and $K = f(a)/\sqrt{a\rho_s}$ describes the backscattering properties of the particles. When considering a particle size distribution rather than a constant radius, K is computed over the PSD:

$$K = \left[\frac{\int_0^\infty a^2 f^2(a) n(a) da}{\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da} \right]^{1/2} \quad (4)$$

where $n(a)$ is the particle radius probability density function in numbers of particles. For a suspension of natural particles, one generally uses an empirical model for the form function. In the following, we applied the semi-empirical model proposed by Moate and Thorne [2012]:

$$\frac{f}{\sqrt{\rho_s}} = \frac{x^2(1 - 0.25 e^{-[\frac{x-1.5}{0.35}]^2})(1 + 0.6 e^{-[\frac{x-2.9}{1.15}]^2})}{42 + 28x^2} \quad (5)$$

where $x = ka$ and ρ_s still is the sediment density. This formula has been fitted to marine sand particles empirical data. Note that a spherical hypothesis is still used to sediment mass or volume distribution to number of particles.

The attenuation coefficient α includes both the attenuation due to water viscosity (α_w) and the attenuation due to the particles in suspension (α_s):

$$\alpha = \alpha_w + \alpha_s \quad (6)$$

We used the formula of François and Garrison [1982] to compute α_w from water temperature. Attenuation due to particles can be written as:

$$\alpha_s = \sum_i N_i \frac{\sigma_{e,i}}{2} \quad (7)$$

where N_i still is to the number of scatterers of type i per unit of volume and $\sigma_{e,i}$ is their total extinction cross-section [Medwin and Clay, 1998]. For suspended sediments, the two main sources of energy losses are viscous drag and scattering:

$$\sigma_e = \sigma_{sv} + \sigma_{ss} \quad (8)$$

where σ_{sv} and σ_{ss} are the viscous absorption total cross-section and the scattering total cross-section, respectively. For spherical particles of radius a , density ρ_s and mass concentration M , the attenuation coefficient due to the particles is:

$$\alpha_s = \frac{3M}{4a\rho_s} (\chi_{sv} + \chi_{ss}) \quad (9)$$

where χ_{sv} and χ_{ss} are the normalized viscous and scattering total cross-sections, respectively ($\chi_{sv} = 2\pi a^2 \sigma_{sv}$, $\chi_{ss} = 2\pi a^2 \sigma_{ss}$). When considering a PSD rather than a single size, eq. (9) is integrated over the entire distribution:

$$\alpha_s = \frac{3M \int_0^\infty a^2 (\chi_{sv} + \chi_{ss}) n(a) da}{4\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da} \quad (10)$$

where $n(a)$ still is the particle radius probability density function in number of particles. Note that when the suspension is not homogeneous but varies with range r along the acoustic profile, α_s needs to be integrated over the propagation path.

For the case of natural particles, one generally estimates viscous attenuation using Urick [1948] formula:

$$\chi_{sv} = \frac{2}{3} ka(g-1)^2 \left[\frac{s}{s^2 + (g+\delta)^2} \right] \quad g = \frac{\rho_s}{\rho_0} \quad (11)$$

$$s = \frac{9}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a} \right) \quad \delta = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{9}{2\beta a} \right) \quad \beta = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu_0}}$$

where k still is the wave number, a is the equivalent radius of the particle, ρ_s is the sediment density, $\rho_0 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, ω is the pulsation and ν_0 is the

water kinematic viscosity, set to $0.73 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ in this study. Note that this formula was derived from the theory [Urick, 1948, Hay and Mercer, 1989] for the case of spherical particles, but it has been widely applied to natural particles. As far as we know, an empirically-based viscous attenuation model for natural particles does not exist yet. However, alternative shape models were derived from the theory, e.g. for oblate spheroids (see Richards et al. 2003 model presented in Appendix).

To estimate the scattering attenuation, we applied the semi-empirical model of Moate and Thorne [2012]:

$$\frac{\chi_{ss}}{\rho_s} = \frac{0.09x^4}{1380 + 560x^2 + 150x^4} \quad (x = ka) \quad (12)$$

This equation was derived from experimental data in a similar way as eq. (5) form function.

2.2 Inversion methods

2.2.1 Overview

In this study, four inversion methods are tested in the hypothesis of a homogeneous suspension along the acoustic beams:

- Method 1 is taken from Thorne and Hurther [2014]. It is representative of the many inversion methods developed in acoustical oceanography for measuring sand suspensions. The inversion algorithm only uses backscatter information (s_v) at various frequencies ;
- Method 2 was proposed by Moore et al. [2013]. It was designed for measuring river fine sediment suspensions with uncalibrated ADCPs. The inversion algorithm only uses attenuation information (α_s) at various frequencies ;
- Method 3 uses the ratio of attenuation to backscatter at only one frequency ;
- Method 4 uses both backscatter and attenuation information at various frequencies.

In each of these four methods, the number PSD was approximated by a log-normal distribution:

$$n(a) = \frac{1}{a\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-((\log_e(a)-\mu)^2/2\sigma^2)} \quad (13)$$

where $n(a)$ is the particle radius probability density function in number of particles, $\mu = \log_e(a_0)$ where a_0 is the median radius of the number PSD, and σ is the scaling parameter. In Method 4 only, we also tried to use a bimodal distribution:

$$n(a) = w_1 \frac{1}{a\sigma_1\sqrt{2\pi}} e^{-((\log_e(a)-\mu_1)^2/2\sigma_1^2)} \quad (14)$$

$$+ (1 - w_1) \frac{1}{a\sigma_2\sqrt{2\pi}} e^{-((\log_e(a)-\mu_2)^2/2\sigma_2^2)}$$

$$\mu_1 = \log_e(a_1) \quad \mu_2 = \log_e(a_2) \quad 0 \leq w_1 \leq 1$$

In each inversion method, both SSC and particle size were inverted. Various implementations were tested, that are summarized in Tab. 1. The next sections describe the four inversion methods in more details, as well as the various implementations tested.

2.2.2 Method 1: multi-frequency backscatter inversion

A number of inversion methods based on backscatter (s_v) have been developed in the last three decades for coastal applications [Hay and Sheng, 1992, Thosteson and Hanes, 1998, Thorne et al., 2011, Hurther et al., 2011, Wilson and Hay, 2015, among others]. These methods were mainly designed for inverting sand suspension SSC profiles. In the present study, the hypothesis of suspension homogeneity fairly simplifies the inversion process by making the sonar equation (eq. 1) explicit. We used the algorithm of Thorne and Hurther [2014], that minimizes the objective function Φ defined as:

$$\Phi(\theta) = \frac{\delta_M(\theta)}{M_0(\theta)} \quad M_0(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N M_{0,j}(\theta) \quad (15)$$

$$\delta_M^2(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N M_{0,j}^2(\theta) - [M_0(\theta)]^2$$

where $M_{0,j}(\theta)$ is the model-computed SSC that matches s_v measurement for the j^{th} frequency, using the parameter set θ in the backscatter model. Here, $\theta(a_0, \sigma)$ are the parameters of the log-normal PSD.

In Thorne and Hurther [2014], σ is fixed prior to the inversion: only a_0 is inverted along with SSC. This corresponds to case M1.1 in Tab. 1. In this study, we also tried to invert σ along with a_0 and SSC (case M1.2). In any configuration, the parameter set θ_{\min} where Φ is found to be minimal is used to retrieve both PSD and concentration (SSC = $M_0(\theta_{\min})$).

2.2.3 Method 2: multi-frequency attenuation inversion

In a similar way as Method 1, Moore et al. [2013] attenuation-based method minimizes the objective function Γ defined as:

$$\Gamma(\theta) = \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N |M_{0,i}(\theta) - M_{0,j}(\theta)| \quad (16)$$

where $M_{0,i}(\theta)$ and $M_{0,j}(\theta)$ are the model-computed SSCs that match $\alpha_{s,i}$ and $\alpha_{s,j}$ measurements for the i^{th} and j^{th} frequencies respectively – using particle parameter set θ in the attenuation model. The parameter set θ_{\min} where Γ is found to be minimal is used to retrieve the sediment characteristics and concentration (SSC = $\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N M_{0,i}(\theta_{\min})$). In this study, we also tried to use the alternative objective function Φ (eq. 15) instead of Γ .

Following the work of Moore et al. [2013], we tested both the spherical particle model of Urick [1948] (eq. 11) and the oblate spheroid model of Richards et al. [2003] (see Appendix) for modelling sediment viscous attenuation. Note that the oblate spheroid model requires an extra parameter h known as the particle aspect ratio. When using the spherical model (cases M2.1 and M2.2 in Tab. 1), we tested both options of including or neglecting the scattering attenuation in α_s computation (eq. 10). When using the oblate spheroid model (cases M2.3, M2.4, and M2.5), scattering attenuation was always neglected ($\chi_{ss} = 0$).

In Moore et al. [2013], only a_0 was inverted along with SSC. In the present study, we also tried to invert more parameters, e.g. σ or h as detailed in Tab. 1.

2.2.4 Method 3: single-frequency backscatter and attenuation inversion

When the suspension is homogeneous along the acoustic beam, one can extract two pieces of information (α_s and s_v) per acoustic frequency. This already enabled to separate fine and sand sediment acoustic response in rivers with single-frequency horizontal ADCP [Topping et al., 2007, Wright et al., 2010, Hanes, 2012, Topping and Wright, 2016].

When only fine sediments are considered, both information on α_s and s_v can be used to retrieve SSC and particle size at one frequency. The number PSD is modelled using a log-normal distribution of median radius a_0 and scaling parameter σ , that is fixed prior to the inversion. The theoretical ratio of backscatter to attenuation is computed for various a_0 :

$$\frac{\alpha_s}{s_v} = \frac{4\pi \int_0^\infty a^2 [\chi_{sv}(a) + \chi_{ss}(a)] n(a) da}{\int_0^\infty a^2 f^2(a) n(a) da} \quad (17)$$

Note that this ratio does not depend on SSC. In eq. (17), χ_{sv} is computed from Urick [1948] spherical model (eq. 11) and χ_{ss} and f are computed from Moate and Thorne [2012] model (eq. 12 and 5 respectively). The value of a_0 that leads to the empirically measured α_s/s_v ratio is then used to retrieve SSC from attenuation (cf. eq. 10):

$$M = \alpha_s \frac{4\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da}{3 \int_0^\infty a^2 [\chi_{sv}(a) + \chi_{ss}(a)] n(a) da} \quad (18)$$

This method corresponds to case M3 in Tab. 1.

Inversion method	Case	PSD	Visc. att. model	Scatt. att.	Obj. func.	Fixed parameters	Inv. parameters	Inverse SSC outputs
Method 1 multi-freq. based on s_v	M1.1	lognorm.	-	-	Φ	$\sigma = 0.88$	M, a_0	largely underestimated SSC, Fig. 7a
	M1.2	lognorm.	-	-	Φ	-	M, a_0, σ	largely underestimated and scattered SSC, Fig. 7a
Method 2 multi-freq. based on α_s	M2.1	lognorm.	spheres	incl. or negl.	Φ or Γ	$\sigma = 0.88$	M, a_0	underestimated SSC
	M2.2	lognorm.	spheres	incl. or negl.	Φ or Γ	-	M, a_0, σ	underestimated SSC
	M2.3	lognorm.	oblate spheroids	negl.	Φ or Γ	$\sigma = 0.88$ $h = 1/40$	M, a_0	fairly accurate SSC when using Γ obj. func., Fig. 8
	M2.4	lognorm.	oblate spheroids	negl.	Φ or Γ	$h = 1/40$	M, a_0, σ	good SSC output trend, some very overestimated values
	M2.5	lognorm.	oblate spheroids	negl.	Φ or Γ	$\sigma = 0.88$	M, a_0, h	underestimated SSC
Method 3 single-freq. based on s_v and α_s	M3	lognorm.	spheres	incl.	-	$\sigma = 0.88$	M, a_0	fairly accurate SSC, Fig. 10a
Method 4 multi-freq. based on s_v and α_s	M4.1	lognorm.	spheres	incl.	E	-	M, a_0, σ	underestimated SSC, Fig. 12a
	M4.2	bimodal	spheres	incl.	E	-	$M, a_1, a_2,$ σ_1, σ_2, w_1	underestimated SSC, Fig. 12b
	M4.3	lognorm.	oblate spheroids	incl.	E	$h = 1/40$	M, a_0, σ	fairly accurate SSC, Fig. 12c
	M4.4	lognorm.	oblate spheroids	incl.	E	-	M, a_0, σ, h	fairly accurate SSC, Fig. 12d

Table 1: Detail of the various implementations of the four inversion methods tested. It includes the PSD model used, either log-normal or bimodal ; the viscous attenuation model used, either Urick [1948] spherical model or Richards et al. [2003] oblate spheroid model ; the consideration of scattering attenuation, either included or neglected in the model ; the objective function used ; the parameters fixed prior to the inversion and the inverted parameters.

2.2.5 Method 4: multi-frequency backscatter and attenuation inversion

When both backscatter (s_v) and attenuation (α_s) are measured at various frequencies, one can use all this information to retrieve SSC and some sediment characteristics. Here, a data set of modelled α_s and s_v values is generated at each frequency for various SSCs and various sets of particle parameters. In practice, a particle parameter set includes PSD parameters, plus the aspect ratio h when using the oblate spheroid model of Richards et al. [2003] for computing viscous attenuation. Inverse SSC and particle parameters are sought by minimizing the following objective function:

$$E = \sum_{j=1}^N \left(A_j^2 \left| \frac{\hat{\alpha}_{s,j} - \alpha_{s,j}}{\alpha_{s,j}} \right|^2 + A_j \left| \frac{\hat{s}_{v,j} - s_{v,j}}{s_{v,j}} \right|^2 \right) \quad (19)$$

where $\hat{\alpha}_{s,j}$, $\alpha_{s,j}$, $\hat{s}_{v,j}$ and $s_{v,j}$ are the j^{th} frequency modelled and measured sediment attenuation, and the modelled and measured backscatter, respectively. The

weighting terms A_j are defined as :

$$A_j = \begin{cases} (f_j/f_0)^3 & \text{if } \alpha_{s,j} > 0.1 \text{ m}^{-1} \\ 0 & \text{if } \alpha_{s,j} \leq 0.1 \text{ m}^{-1} \end{cases}$$

where f_j is the j^{th} frequency in MHz and $f_0 = 1.0$ MHz. Weighting terms A_j were introduced to account for the fact that higher frequencies provide more reliable information than lower ones. In the critical case of a very low attenuation ($\alpha_s < 0.1 \text{ m}^{-1}$, observed at low frequency and low concentration), the acoustic information is considered too imprecise to be taken into account, then is removed from the inversion process. More importance is also given to sound attenuation (α_s) than to backscatter (s_v) by weighting α_s information with A_j^2 , because α_s is more sensitive to SSC and because an error in α_s measurement will propagate to s_v . These weights do not have a strong physical basis: they were chosen because of their capacity to greatly improve inversion outputs. Obviously, further research on model and measurement uncertainties would help improve these coefficients.

This method was tested in four different configura-

tions (cf. Tab. 1). In case M4.1, a log-normal PSD was used to model the particle size, and the viscous attenuation was computed from Urick [1948] spherical model (eq. 11). In case M4.2, the log-normal PSD was replaced by a bimodal PSD (eq. 14). In case M4.3 and M4.4, viscous attenuation was computed using Richards et al. [2003] oblate spheroid model (see Appendix). As particle shape tends to become flatter and flatter for small particles (cf. section 2.3.2), we set the particle aspect ratio h to a constant value lower than one, that corresponds to flat oblate spheroids, when the particle radius was small ($a \leq 1\mu\text{m}$); and we set $h = 1$ (spheres) for $a \geq 10\mu\text{m}$. Between these two bounds, we made h increase linearly with a . In case M4.3, the value of h for the finer particles (i.e. $a \leq 1\mu\text{m}$) was fixed prior to the inversion. In case M4.4, this value was also inverted.

2.3 Experimental facility

2.3.1 Description of the experimental tank

To create a homogeneous suspension with fine river sediments, we used a 1 m^3 tank (Fig. 1) filled with fresh water two days before the start of the experiment, in order to let the water degas. Four submerged pumps and two propeller agitators were put into the tank to generate turbulence and keep the sediments in suspension. The submerged pumps could be slightly moved from the surface, which allowed to re-suspend some sediments trapped at the bottom and gently raise the concentration without air injection when needed. Water samples were taken within the tank using a $\text{\O} 5\text{ mm}$ pipe connected to a peristaltic pump. Extensive sampling in the tank showed that the PSD and the concentration were fairly homogeneous in space, with a relative standard deviation of 1.5 % on SSC between the 12 sampling point locations tested. PSD also remained fairly constant in time, while SSC was decreasing very slowly ($\sim 0.2\text{ g/l/hr}$). Good homogeneity was therefore achieved during the time lapse of an acoustic measurement ($\sim 4\text{ min}$). Water temperature was continuously recorded, and remained constant around $35 \pm 1^\circ\text{C}$ during all the experiment. This high temperature was due to submerged pumps heating.

A multi-frequency ABS Aquascat 1000R was deployed horizontally in the tank using 4 transducers at the same time but spanning 6 frequencies (0.3, 0.5, 1.0, 2.5, 4.0 and 5.0 MHz) using the transducers alternatively. Unfortunately, strong background noise as well as strong backward reflections prevented us from using the 0.3 MHz data. In retrospect, this strong background noise might come from too small acoustic bin size (5 mm). A tile of ultrasonic absorber was put behind and in front of the transducers in order to reduce unwanted backward reflections at 0.3 and 0.5 MHz and decrease the time of sound dissipation between 2 sonar pings. Ping frequency was set to 8 Hz. In the following, one acoustic measurement refers to the average

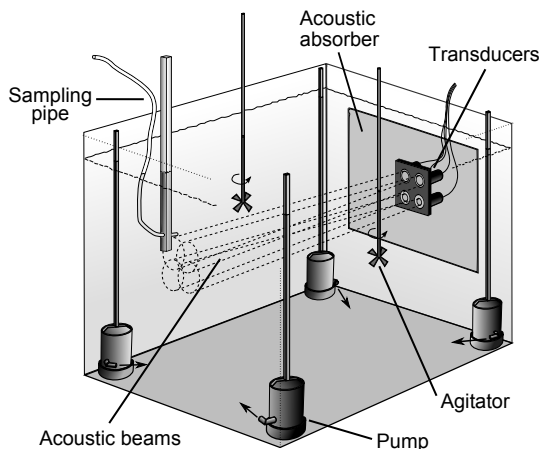


Figure 1: Experimental tank ($1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$) used in this study. A long stick fixed on each of the 4 submerged pumps allowed to slightly move the pumps in order to re-suspend some sediments trapped at the bottom without air injection. The sampling pipe could be placed anywhere in the tank. Another tile of acoustic absorber was fixed on the wall facing the transducers (not shown here).

profile computed in quadratic mean over 2000 or more successive pings. The instrument had been previously calibrated on a suspension of glass beads following Beteridge et al. [2008] method to determine the constant \mathfrak{R} for each transducer.

Submerged pumps were producing a relatively small and constant amount of air micro-bubbles. This signal was recorded in clear water prior to the injection of sediments, after letting the pumps run for 1 day. Sensitivity to air micro-bubbles increases with frequency up to 1.0 MHz and decreases thereafter. Overall, air micro-bubble acoustic backscatter was found to be relatively weak, with a Signal to Noise Ratio (SNR) below 10 most of the time. Sound attenuation due to air micro-bubbles was found to be negligible compared to sediment attenuation.

Wet sediments were injected step by step from the free surface in order to increase the concentration progressively. Fresh water was also added at the end of the experiment to dilute the concentration. We waited for one night between each injection/dilution and the successive acoustic measurements to let the temperature and micro-bubble concentration stabilize. At the very end of the experiment, the pumps were turned off, which made both the concentration and the size of the remaining suspended particles decrease.

2.3.2 Sediment particles characterisation

We used natural river sediments collected from a deposition area upstream of a lock in the Rhône River, France. The sediments were mainly clay, with a small

fraction of silt ($D_{50} \approx 16 \mu\text{m}$, $D_{90} \approx 45 \mu\text{m}$). They were sieved at $500 \mu\text{m}$ prior to the experiment to remove coarse organic matter. A Cilas 1190 laser grain-sizer was used to measure the PSD, because of the capacity of laser diffraction technology to measure small particles ($\sim 1 \mu\text{m}$), and because particle light diffraction and sound scattering are similar physical processes. Ultrasounds were applied to the samples before the measurements in order to break potential flocs and have access to the primary particle size. To convert the PSD from volume density $n_v(a_i)$ as given by a laser grain-sizer – to number of particles density $n(a_i)$, we assumed a statistically spherical shape of the particles and used the relation:

$$n(a_i) = \frac{1}{\Delta a_i} \frac{n_v(a_i)/a_i^3}{\sum_i n_v(a_i)/a_i^3} \quad (20)$$

where a_i is the radius of the i^{th} size class of the laser grain-sizer and $\Delta a_i = a_{i+1} - a_i$.

As expected for natural fine sediments, the particles were far from being spherical however. An important diversity in shape was observed when looking at particles collected from the tank suspension with a scanning electron microscope (SEM, Fig. 2). Small clay particles look like fine and flat platelets (Fig. 2a), while bigger particles ($> 10 \mu\text{m}$) are more similar to angular and irregular polyhedrons (Fig. 2b).

Suspended sediment mass concentrations was estimated by filtering the water samples using $0.45 \mu\text{m}$ glass fibre filters. The uncertainty of this method for the concentrations observed in the tank is typically $\pm 5 \%$.

For each acoustic measurement, 4 water samples were taken in the tank within the acoustic beams – two at $\sim 30 \text{ cm}$ from the transducers, and two at $\sim 60 \text{ cm}$. For each location, one sample was used to estimate the SSC, and the other was used to estimate the PSD. We took the average as the final measured value and we did not observe any significant difference in SSC nor PSD between the 2 sampling locations.

2.3.3 Attenuation and backscatter measurements

For each acoustic measurement, the sediment attenuation coefficient (α_s) was estimated using the Fluid Corrected Backscatter (FCB):

$$\begin{aligned} \text{FCB} &= \log_e(V_{rms} r e^{2r\alpha_w}) \\ &= \log_e(\Re\sqrt{s_v} e^{-2r\alpha_s}) \end{aligned} \quad (21)$$

For a homogeneous suspension, $\Re\sqrt{s_v}$ is constant along the acoustic beam and α_s is given by the FCB slope:

$$\alpha_s = -\frac{1}{2} \frac{d\text{FCB}}{dr} \quad (22)$$

Fig. 3a shows an example of measured FCB profiles, with the intercepts set to 0 for $r = 0$ in order

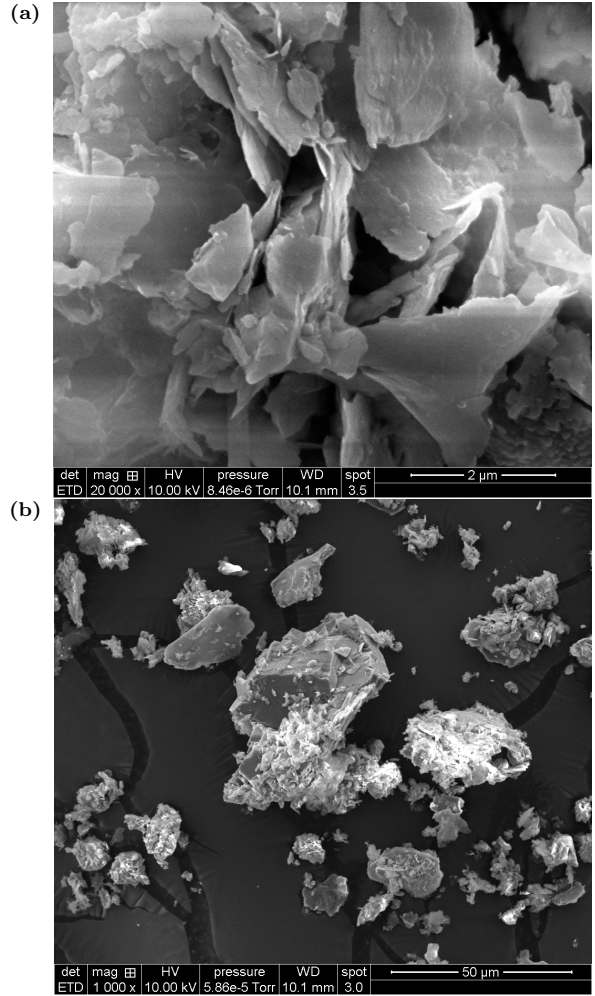


Figure 2: SEM images of suspended sediment particles collected from the tank (a) view of small clay platelets, (b) view of bigger angular silt particles

to make the slope comparison easier. One can see that the profiles vary fairly linearly with range r , which is an additional indication of the suspension homogeneity.

The volume backscattering coefficient (s_v) was estimated using the empirical value of α_s obtained from eq. (22):

$$s_v = \frac{V_{rms}^2 r^2}{\Re^2} e^{4r(\alpha_w + \alpha_s)} \quad (23)$$

Fig. 3b shows an example of measured s_v profiles. As expected for a homogeneous suspension, s_v is fairly constant with range. In the following, s_v will be averaged over the acoustic profile. We were not able to measure s_v for frequencies lower than 1.0 MHz due to the very weak target strength of fine sediments at low frequency.

As small particles produce a weak echo and a strong attenuation, the measurements were very sensitive to noise issues. We observed noise influence for SNR lower than 10, a threshold consistent with other studies us-

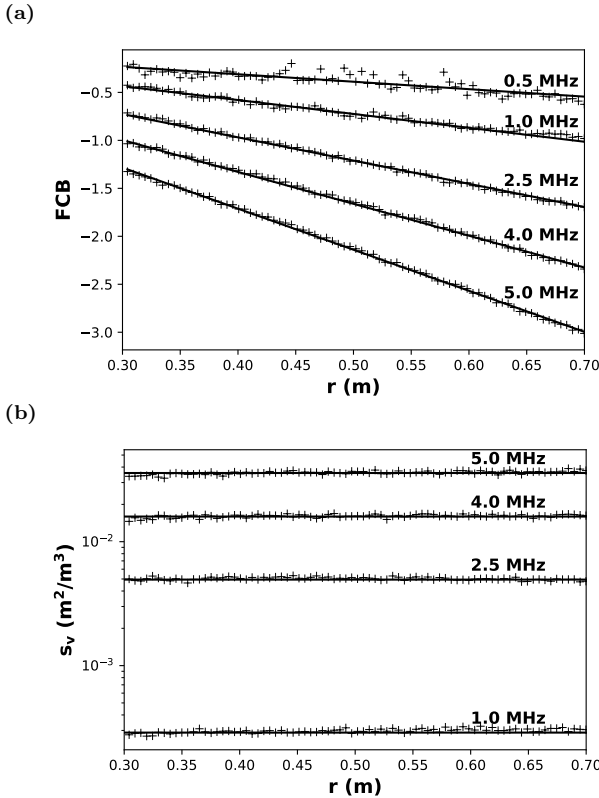


Figure 3: Example of recorded profiles (crosses) with linear fit for $M \approx 9.5$ g/l in the tank: (a) fluid corrected backscatter (FCB), the intercepts were set to 0 for $r = 0$ to make the slope comparison easier ; (b) volume backscattering coefficient (s_v)

ing sonar [e.g. Gostiaux and van Haren, 2010]. Note that noise issues due to low backscatter signal are also encountered in field deployment [Haught et al., 2017].

Because air micro-bubbles had negligible influence on attenuation, we evaluated α_s for $\text{SNR}_{amb} = V_{rms}^2 / V_{amb}^2 > 10$, where V_{amb} is the ambient noise recorded in the tank without sonar ping emission. We computed α_s from FCB slope only for range cells satisfying this criteria. Conversely, air micro-bubbles signal could potentially impact s_v measurements. To overcome this problem, s_v was computed only for $\text{SNR}_{bub} = V_{rms}^2 / V_{bub}^2 > 10$, where V_{bub} is the bubble backscatter signal recorded in clear water prior to sediment injection. We computed s_v only for range cells satisfying this criteria.

2.3.4 Attenuation and backscatter vs. SSC

Fig. 4a shows the relations between SSC and α_s in the tank at various frequencies. As predicted by the theory when multiple scattering can be neglected and as observed in numerous other studies [e.g. Urick, 1948, Hay, 1991, Sung et al., 2008, Hunter et al., 2012, Rice et al., 2014, among others], there is a good linear relation between sound attenuation and sediment concentration

(cf. Tab. 2). Linear relations between s_v and SSC are not as good however (Fig. 4b, Tab. 2). This is probably due to the very small target strength of fine sediments, making their precise measurement more challenging. In addition, s_v is particularly sensitive to the largest particles in suspension. Gradual deposition of these particles might impact s_v while negligibly impacting SSC and PSD – as these particles represent a small volume compared to the total volume of the suspended particles. Note that as the pumps were turned off at the very end of the experiment – which corresponds to $\text{SSC} < 3$ g/l (grey points) in Fig. 4 – particle size decreased and it modified the slope of the relations of α_s and s_v to SSC. Therefore, dashed regression lines in Fig. 4 as well as the values presented in Tab. 2 have been computed for $\text{SSC} > 3$ g/l, where the PSD remained approximately unchanged in the tank.

The attenuation linear coefficients presented in Tab. 2 are consistent with other similar river sediment studies [eg Moore et al., 2012, Table 4]. Note that sediment attenuation not only presents a better linear relation with SSC (higher R^2), but is also ~ 100 times more sensitive to fine SSC than s_v is. For these reasons, sound attenuation is a better proxy than backscatter for calibrating an ABS or an ADCP in relation to SSC. This type of calibration is more effective when using high frequencies, as the sensitivity to SSC increases while the uncertainty in the determination of FCB slope decreases. Such calibration is however very sensitive to any change in the particle characteristics, and particularly in the PSD.

Frequency	Attenuation		Backscatter	
	R^2	slope ($\text{l.g}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)	R^2	slope ($\text{l.g}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)
0.5 MHz	0.63	0.035	-	-
1.0 MHz	0.95	0.057	0.60	0.02×10^{-3}
2.5 MHz	0.99	0.123	0.81	0.49×10^{-3}
4.0 MHz	0.99	0.183	0.91	1.66×10^{-3}
5.0 MHz	0.99	0.229	0.87	3.40×10^{-3}

Table 2: Linear relation between SSC and attenuation (α_s) ; SSC and backscatter (s_v) – computed for $\text{SSC} > 3$ g/l in the experimental tank

3 Acoustic model performances

3.1 Evaluation of acoustic model outputs

Water sample SSC and PSD data allowed to compute theoretical s_v from eq. (3), (4), (5) and theoretical α_s from eq. (10), (11), (12). Sediment viscous attenuation was computed from Urick [1948] spherical model. Using the alternative oblate spheroid model of Richards

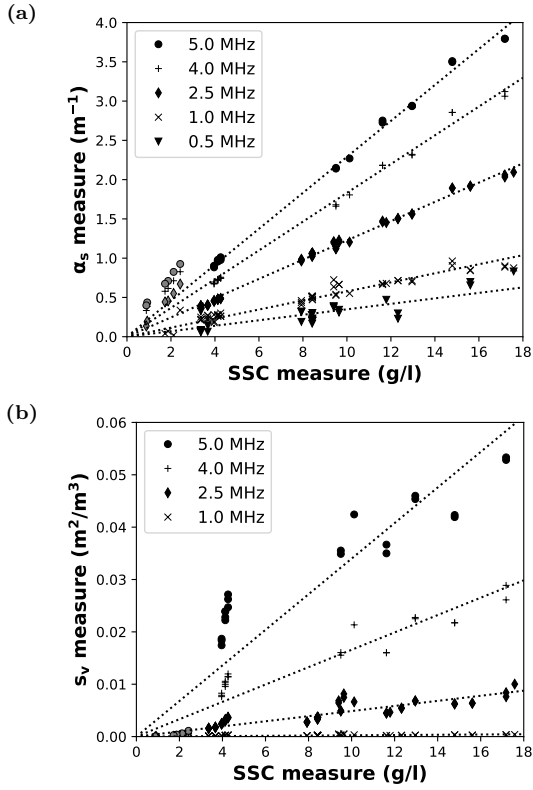


Figure 4: Measured SSC vs. (a) measured sediment attenuation and (b) measured volume backscattering coefficient (range-averaged). Dashed lines are regression lines computed for $SSC > 3$ g/l. Grey points ($SSC < 3$ g/l) indicate that the pumps were turned off in the tank.

et al. [2003] was not considered here, in order to remain consistent with laser diffraction PSD data that were obtained in spherical particle shape assumption.

Fig. 6a and 6b show the comparison between measured and modelled α_s and s_v respectively. Overall, the modelled attenuation is ~ 23 % lower than the measurements. This result is consistent with the recent field study of Haught et al. [2017]. Conversely, the backscatter is overestimated by ~ 3.5 times. Besides acoustic models themselves, numerous factors can play a role in these discrepancies. Some of these factors are explored in the next sections.

3.2 Sensitivity to particle size

As illustrated by SEM images in Fig. 2, the definition and the measurement of one single parameter for describing the size of highly irregular shape particles is challenging. Even if this problem was circumvented with the assumption of a statistically spherical shape for randomly oriented particles, large uncertainties could come out in the micron and sub-micron ranges when measuring a PSD by laser diffraction [Es-

hel et al., 2004]. Comparing Cilas 1190 measurements with a Malvern Mastersizer 2000 on some samples, we found an almost equal D_{50} but somewhat different PSD shape (not shown here). A detailed discussion on particle sizing is out of scope of this paper, but this illustrates the difficulties for precisely measuring a PSD in the case of small particles.

To test the acoustic model sensitivity in relation to particle size, we computed the model outputs from a set of automatically generated PSDs. As all the reasonably possible PSDs could not be tested, the following simple procedure was applied: 1. the mean PSD measured by laser diffraction was fitted with a 3-modes Gaussian mixture model (Fig. 5, cf. Masson et al. 2018 for a description of the method) ; 2. we introduced some variations from the initial (laser diffraction) value in each mode centre and weight – in the ranges ± 50 % and ± 20 %, respectively. Mode scaling parameters (σ) were not changed to keep the computational time reasonable. A set of $\sim 6.5 \times 10^4$ PSDs were tested following this method. Fig. 5 shows the PSD leading to the best regression slope (i.e. closest to 1) between the model outputs and the measurements. This PSD has a fairly similar shape as the laser diffraction PSD, but with about twice smaller particles. Using this PSD greatly improved the model performances (Fig. 6c and 6d). Hence, the discrepancies observed in Fig. 6a and 6b could be due to particles finer than what laser diffraction measured.

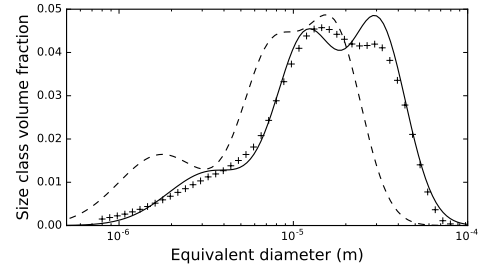


Figure 5: Size class volume particle probability distribution: + laser diffraction measurement ; - 3-modes Gaussian mixture model fitted to the laser diffraction measurement ; - - best PSD obtained from the sensitivity test, leading to the best agreement between acoustic model outputs (α_s and s_v) and the measurements, showed in Fig. 6c and 6d.

3.3 Sensitivity to sediment density

Sediment density in general, and clay density in particular, are known to potentially diverge from the typical value of 2650 kg.m⁻³ used in many studies. For instance, in a recent study of numerous soil samples, Schjønning et al. 2017 found a mean clay density of 2886 kg.m⁻³. As we were not able to measure ρ_s , we tested the model outputs for various sediment den-

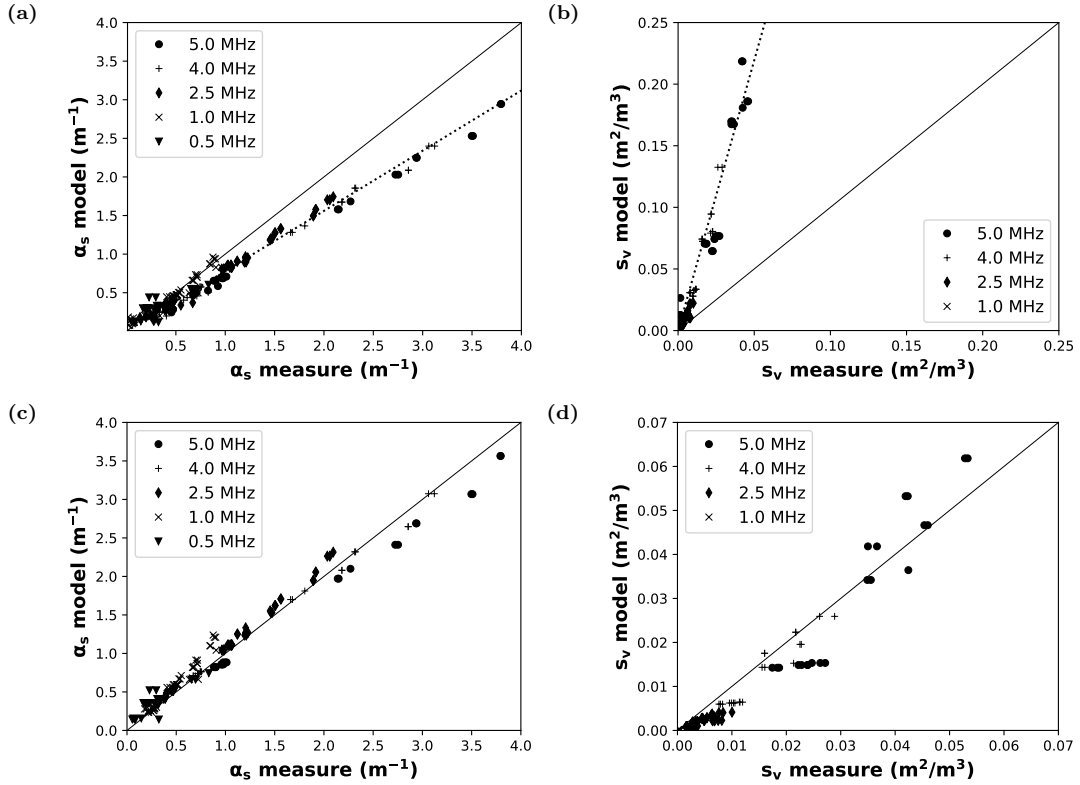


Figure 6: Acoustic model outputs vs. measurements: (a) sediment attenuation (α_s), using PSD data from laser diffraction ; (b) volume backscattering (s_v), using PSD data from laser diffraction ; (c) sediment attenuation, using the best PSD obtained from sensitivity test (cf. Fig. 5) ; (d) volume backscattering, using the best PSD obtained from sensitivity test. Dotted lines are regression lines and solid lines are perfect agreement lines.

sities in the range 2000 – 3000 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Density effect is already embedded in Moate and Thorne [2012] f and χ_{ss} models (eq. 5 and 12). Thus, the alternative models proposed by Thorne and Meral [2008] were used in order to observe s_v variations. Best model results were obtained for the highest value of ρ_s (3000 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), either for α_s (underestimation dropped from 23 to 13 %) and s_v (overestimation dropped from 350 to 200 %). We conclude that a sediment density $> 2650 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ could partly explain the discrepancies observed in Fig. 6a and 6b but cannot be the only source of error.

3.4 Sensitivity to flocculation

Fine natural clay sediment particles are cohesive and can aggregate in flocs in favourable conditions. Flocs acoustic response is different from primary individual solid-particles, at least regarding backscatter. Flocculation was not directly monitored in the experimental tank, but the high turbulence generated by the pumps and the agitators made the presence of large flocs unlikely.

In addition, flocculation of fine particles tends to increase the volume backscattering coefficient (s_v) for a

given SSC [MacDonald et al., 2013, Rouhnia et al., 2014]. For the same mass concentration and same primary particle type, a suspension of flocculated particles leads to stronger s_v than a suspension of non-flocculated particles. As ultrasounds were applied to break potential flocs prior to PSD measurement by laser diffraction, the model outputs in Fig. 6a and 6b should relate to the primary particles acoustic response. Hence, modelled s_v overestimation observed in Fig. 6b should be even more important if ever flocs were actually formed in the experimental tank. We doubt that flocculation was significant in the tank, but if ever that was the case, this effect could not explain the observed model errors at least on s_v .

4 Inversion method outputs

While some discrepancies were observed between acoustic model outputs and measurements, perfect physical models are not always required for efficient signal inversion. In this section, we show and discuss some outputs of each of the 4 inversion methods presented in Section 2.2. The analysis of inversion efficiency is mainly focused on SSC, as this parameter is the most used in river applications, and as SSC is probably the

suspension parameter that can be measured with most confidence from water sampling. "Real" values of other parameters like particle size are less certain, making the comparison with inversion outputs more difficult.

In the following, we sometimes fix the value of the PSD scaling parameter (σ) to 0.88. This value was obtained by fitting a log-normal distribution on the mean volume PSD measured by laser diffraction. Note that for a log-normal PSD, volume and number distributions share the same σ . We also used the value $h = 1/40$ when fixing the particle aspect ratio prior to the inversion. We used this value as it was given by Richards et al. [2003] and used by Moore et al. [2013] for similar sediment particles.

4.1 Multi-frequency backscatter inversion outputs (Method 1)

Fig. 7a shows inverse SSC outputs obtained from Method 1. Since the PSD scaling parameter (σ) was expected to be a sensitive factor, we tried both options of fixing it prior to the inversion process (case M1.1 of Tab. 1), and letting it free (case M1.2). In both cases, this inversion method led to quite underestimated SSC outputs. When letting σ free, inversion outputs were in addition highly scattered.

Backscatter-based (s_v) inversion methods were originally developed and tested on marine sand suspensions. Most of the time, sand suspensions are well-sorted, i.e. they have a narrow PSD with small σ . For this reason, only one parameter is usually used to describe the particle size, either by considering a single size, or by using a normal or log-normal PSD of fixed σ . For instance, Thorne and Hurther [2014] set $\sigma \approx 0.38$ in their study, that was focused on sand suspension.

Fine sediments often show a much broader PSD. In this case, σ becomes a critical parameter. At common ADCP or ABS frequencies, the backscatter response of fine sediments is likely to be located in the deep Rayleigh regime, i.e. $ka \ll 1$ where k is the wave number and a the particle radius. In this regime, s_v is proportional to $\sim a^3$. Therefore, the right-end of the PSD actually contributes much more to the backscatter than the left-end does. The broader the PSD is, the more important this effect is.

Fig. 7b shows a simulation of the fraction of the total s_v due to each particle-size class at 0.5 and 5.0 MHz, compared to the volume PSD measured by laser diffraction. At 5.0 MHz, 80 % of the backscatter is produced by particles $> 30 \mu\text{m}$ in diameter, although the mass concentration of these particles accounts for only ~ 20 % of the total SSC. This illustrates that inversion methods based on backscatter and applied in the deep Rayleigh regime tend to inverse only the right-end of a broad PSD. The inverse PSD is in a way extrapolated from its tail, making the inversion output very sensitive to any small error in the measurements or in the models.

This effect is also illustrated in Fig. 7c, showing an example of Φ objective function (eq. 15) values in the parameter space (a_0, σ). One can see that the minimum values of Φ draw a valley (dashed white line) rather than a single well. Therefore, multiple satisfactory solutions might exist. Note that as σ becomes smaller, the inverse number PSD median diameter $2a_0$ tends to a value close to the peak of s_v probability distribution ($\sim 50 \mu\text{m}$) shown in Fig. 7b.

Fig. 7c also shows that inverse a_0 is not very sensitive to σ for narrow PSDs. This means that an error on σ will not affect the inversion outputs strongly in such case. On the contrary, Fig. 7c shows that inverse a_0 becomes very sensitive to σ for wider PSDs. Thus, a small error in fixing σ prior to the inversion could lead to potentially large errors on inverse a_0 and SSC.

Inverting σ at the same time as a_0 and SSC would be preferable in such case, but Fig. 7c suggests that a single optimal couple (a_0, σ) might be difficult to find due to numerous satisfactory solutions. Qualitatively, these solutions vary from wide PSD of small a_0 to narrow PSD of large a_0 – close to the size that dominates s_v response. While these solutions may lead to similar s_v values, they will strongly differ in terms of inverse SSC.

We conclude that multi-frequency inversion methods only based on backscatter might not be suitable for suspensions having a broad PSD in the deep Rayleigh regime, which is usually the case for river fine sediments at common ADCP or ABS frequencies.

4.2 Multi-frequency attenuation inversion outputs (Method 2)

Fig. 8 shows Method 2 best inversion result. It was obtained from case M2.3 (cf. Tab. 1), using Moore et al. [2013] Γ objective function (eq. 16). The PSD was log-normal with σ set to 0.88 based on laser diffraction measurement, viscous attenuation was computed using the oblate spheroid model of Richards et al. [2003] with aspect ratio (h) set to $1/40$ and the scattering attenuation was neglected ($\chi_{ss} = 0$). The mean inverse D_{50} of the volume PSD found in this configuration was $15.2 \mu\text{m}$, which is close to the mean value of $16.0 \mu\text{m}$ obtained from laser diffraction. However, laser diffraction particle size relates to spherical particle diameter, while acoustic particle size in this case relates to the major axis of oblate spheroids. A drop in inverted particle size was also observed at the end of the experiment, when the pumps were turned off, which is consistent with the expected deposition of larger particles due to lower turbulence. The fact that the best inversion configuration is closer to real physical conditions (i.e. plate-like particles, broad PSD and realistic particle size) is encouraging. Note that Moore et al. [2013] also found their best results in similar inversion configurations.

In case M2.3, two sediment parameters (σ and h)

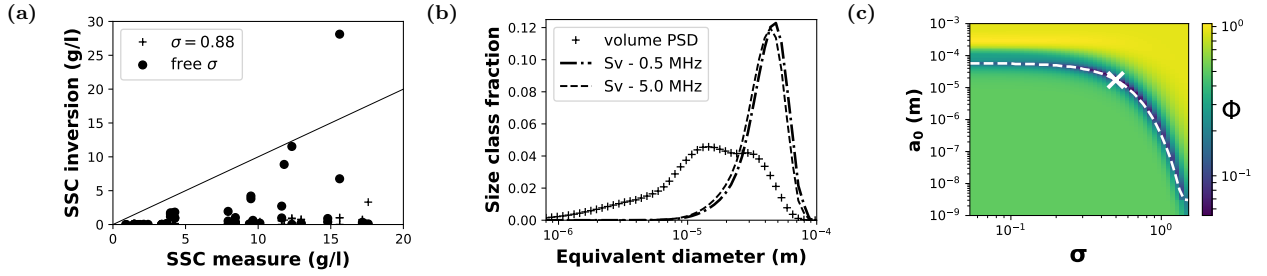


Figure 7: Backscatter multi-frequency inversion outputs (Method 1): (a) inverse SSC vs. measured SSC, in both cases of PSD scaling parameter (σ) fixed prior to the inversion (case M1.1 of Tab. 1) or left free (case M1.2). Solid line is perfect agreement line ; (b) size class volume probability distribution measured by laser diffraction compared to modelled s_v distribution (fraction per size class) at 0.5 and 5.0 MHz ; (c) example of Φ inversion objective function (eq. 15) values in the parameter space (a_0 , σ), the white dashed line shows the local minimum valley, the cross indicates the location of the absolute minimum of Φ that is used to retrieve inverse PSD and SSC.

were fixed prior to the inversion. As h is probably the most difficult parameter to estimate, error bars in Fig. 8 show inverse SSC intervals for h in the range $[1/80, 1/20]$. Very similar results were obtained for $h = 1/40$ and $h = 1/80$, while stronger aspect ratio ($h = 1/20$) led globally – but not always – to lower inverse SSC. When using Φ objective function (eq. 15) instead of Γ , inversion outputs were more scattered.

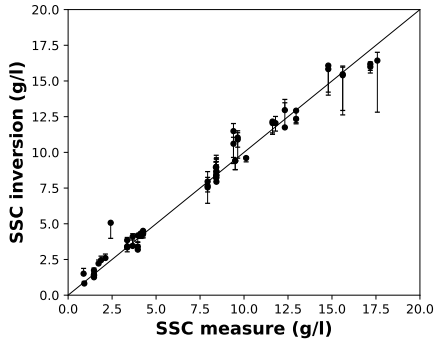


Figure 8: Method 2 inverse SSC obtained from case M2.3 (cf. Tab. 1) vs. measurements. Error bars show the intervals of inverse SSC for particle aspect ratio (h) in the range $[1/80, 1/20]$. Solid line is the line of perfect agreement.

When using Urick [1948] spherical model (case M2.1 and M2.2), we always found underestimated inverse SSC, even when taking the scattering attenuation into account. This was also observed by Moore et al. [2013]. When using Richards et al. [2003] oblate spheroid model with free σ (case M2.4), we obtained a good general output trend when comparing inverse SSC to measurements (regression slope of 1.07 and $R^2 = 0.99$) – but some values were highly overestimated (up to $\sim 300\%$). When letting h free (case M2.5), inverse SSC was underestimated by $\sim 50\%$ and inverse h values were close to 1, which is the aspect ratio of spheres.

As many inversion methods, Moore et al. [2013] technique basically looks for the point where inverse SSC is identical at all frequencies. This is illustrated graphically in Fig. 9, showing modelled SSC as a function of the median radius (a_0) of the log-normal number PSD, for two different concentrations in the tank. Theoretically, all the curves should meet at one single point, that will provide a_0 and SSC inversion outputs. Fig. 9a shows an example where this theoretical case is well achieved. However, the matching point could sometimes be much more difficult to find, as illustrated in Fig. 9b. In this figure, one can also observe the difference between Φ and Γ objective functions: the first one looks for the smallest relative standard deviation between the curves, while the second one looks for their minimal absolute distance. Thus, Γ will more likely lead to an inverse a_0 located in the region where the modelled SSC is minimal. Fortunately in the case of Fig. 9b, the expected output was also located in this region. However, for a different PSD, this bias on Γ could potentially lead to much larger and systematic inversion errors.

More generally, Fig. 9b illustrates the limits of multi-frequency inversion techniques only based on attenuation. Compared to backscatter (s_v), α_s increases relatively slowly with frequency. When using common ADCP or ABS instruments, only few frequencies are available, that are relatively low and close to each other. Then, precise measurement of α_s is needed to obtain a clear matching point between the curves at various frequencies as in Fig. 9a example. The inversion efficiency may decrease when the measured attenuation is low, i.e. when SSC is low and/or when using low frequencies. Moreover, the smaller the ratios between the frequencies are, the less accurate this method will be.

We conclude that Method 2 can produce fairly accurate outputs when using Richards et al. [2003] oblate spheroid model. One major advantage of this method

is that instrument calibration is not required. However, Method 2 relative success in this study could be partly due to Γ objective function bias. Two important parameters (σ and h) should also be fixed prior to the inversion. This study suggests that laser diffraction measurement could be used to determine σ . Another option would be using calibration data. Method 2 is also sensitive to α_s measurement precision. Further work would be needed to assess the efficiency of this method in rivers, particularly when α_s is small, i.e. when using low frequencies (< 1.0 MHz) and/or when SSC is low (< 1.0 g/l). As shown in ultrasound particle sizing science (see Povey 2013 for a review), using more and higher frequencies would greatly improve inversion techniques based on attenuation.

4.3 Single-frequency backscatter and attenuation inversion outputs (Method 3)

Fig. 10a shows Method 3 inversion results with PSD scaling parameter (σ) set to 0.88 based on laser diffraction measurement (case M3 of Tab. 1). Good agreement was found with SSC measurements, but inversion outputs were more scattered at 1.0 MHz. This is probably due to higher uncertainties in the acoustic measurements, as s_v in particular becomes very small at lower frequencies. The mean D_{50} of the inverse volume PSD varied from $6.4 \mu\text{m}$ at 5.0 MHz to $9.8 \mu\text{m}$ at 1.0 MHz. These values are smaller than the value of $16.0 \mu\text{m}$ obtained by laser diffraction. However, this is consistent with Section 3.2 results: when using the spherical model of Urick [1948] for computing viscous attenuation, particle size twice smaller than the PSD measured by laser diffraction leads to better agreement between acoustic modelling and measurements. A drop in inverse D_{50} was also observed at the very end of the experiment, when the pumps were turned off, which is consistent with the expected drop in particle size.

This method is obviously sensitive to σ parameter. Based on our experience on the Rhône River (France), we usually observe σ being approximately in the range 0.7 - 1.0 for fine sediments. However, these values may be subject to significant variations from site to site and should be used carefully. In Fig. 10b, error bars show inverse SSC range at 5.0 MHz for σ in the range 0.7 - 1.0. Using this range of σ led to a variation of inverse SSC of $\pm 23\%$ around the mean value shown by the points. Interestingly, this relative error is fairly constant with SSC, i.e. the absolute error becomes smaller as SSC decreases.

The cause of the relative success of this method is illustrated by Fig. 11, that shows α_s/s_v ratio as a function of the median radius (a_0) of the log-normal PSD, for $\sigma = 0.7$ and $\sigma = 1.0$ at 1.0 and 5.0 MHz. One can see that α_s/s_v ratio is very sensitive to a_0 for fine sediments. This is due to s_v increasing with size while viscous attenuation decreases, leading to a fast

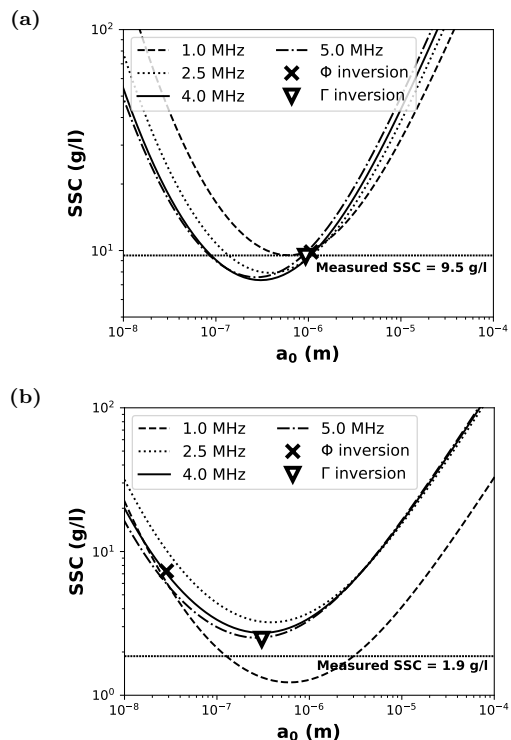


Figure 9: Examples of SSC modelled from measured acoustic attenuation at various frequencies in case M2.3 (cf. Tab. 1) – as a function of the median radius (a_0) of the number PSD for two different concentrations in the experimental tank: (a) SSC = 9.5 g/l ; (b) SSC = 1.9 g/l. Horizontal lines show the measured SSC, crosses show inversion outputs using Φ objective function and triangles show inversion outputs using Γ objective function.

drop of α_s/s_v when the particle size increases in the fine sediment mode. When scattering attenuation starts to become dominant, α_s reaches a local minimum and starts to increase with size. It makes α_s/s_v increasing slowly up to a constant value in the geometric regime ($\alpha_s/s_v \approx 6$).

We deduce from Fig. 11 that this inversion method should be applied only when viscous attenuation dominates. It approximately corresponds to $\alpha_s/s_v > 10$. For example, this threshold corresponds to a volume PSD D_{50} of $\sim 50 \mu\text{m}$ for $\sigma = 0.7$ at 1.0 MHz, and of $\sim 10 \mu\text{m}$ for $\sigma = 1.0$ at 5.0 MHz. Therefore, this inversion method is suitable for silt and clay sediment particles only.

An interesting feature showed in Fig. 11 is that the slope of α_s/s_v does not change with frequency, i.e. the sensitivity of this method does not depend on frequency. Theoretically, one will prefer using a lower frequency in order to raise the maximum particle size to which the inversion is possible. In practice however, using a lower frequency will make α_s and s_v measurements more uncertain, leading to less precise inversion

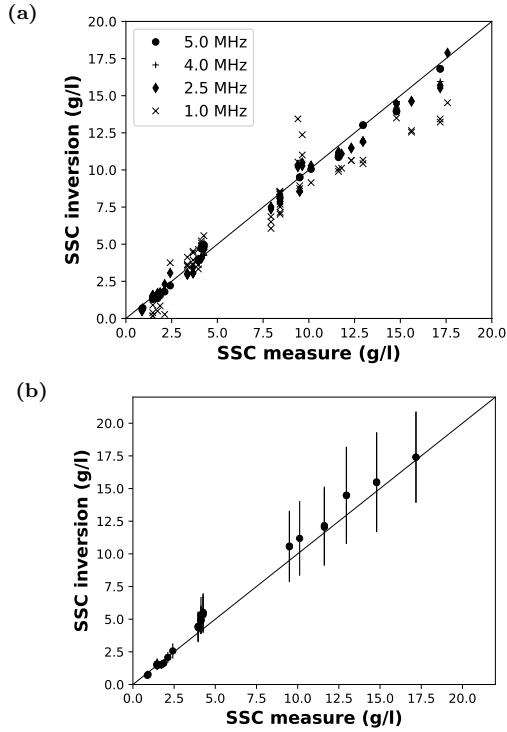


Figure 10: Single-frequency backscatter and attenuation inversion outputs (Method 3) vs. measurements: (a) for the various experimental frequencies, with PSD scaling parameter (σ) set to 0.88 ; (b) at 5.0 MHz, error bars showing inverse SSC range for σ in the range 0.7 - 1.0, points showing inverse SSC mean value in this range. Solid lines are lines of perfect agreement.

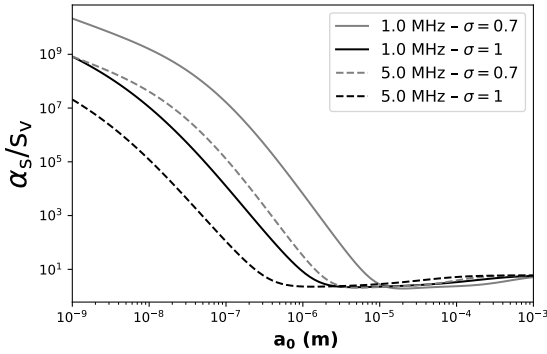


Figure 11: Theoretical ratio α_s/s_v as a function of the median radius a_0 of the log-normal number PSD for $\sigma = 0.7$ and $\sigma = 1.0$ at 1.0 and 5.0 MHz

outputs. The choice of an appropriate frequency might be a trade-off between these two aspects of the problem.

We conclude that this method might be suitable for monitoring fine river SSC with single frequency calibrated ABS. The use of this method with an ADCP

will first require instrument calibration, as absolute s_v measurement is needed. This method also requires water sampling or surrogate technique to estimate σ . This study suggests that σ can be measured by laser diffraction. Another option would be using surrogate SSC data and look for the value of σ leading to the best agreement between inverse and measured SSC. Obviously, the efficiency of this technique still needs to be confirmed by further *in situ* river experiments.

4.4 Multi-frequency backscatter and attenuation inversion outputs (Method 4)

Fig. 12a shows Method 4 inverse SSC outputs in the configuration of case M4.1 (cf. Tab. 1). A log-normal PSD was used and viscous attenuation was computed from Urick [1948] spherical model. Both PSD parameters (a_0 and σ) were inverted. One can see that inverse SSC is generally underestimated by $\sim 40\%$. Then, considering that attenuation is mainly driven by finer particles and backscatter by coarser ones, we tried to give more freedom to the particle size by using a bimodal PSD (case M4.2). However, besides a much longer computational time, the outputs shown in Fig. 12b were very similar to case M4.1.

We interpret these results as an acoustic model issue: for this experiment at least, there exists a solution (PSD + SSC) that makes the modelled α_s and s_v closer to the measurements than they would be if they were modelled from the real PSD and SSC. In other words, one can better model the acoustic response of the suspension when SSC is set to a value underestimated by $\sim 40\%$. Thus, we expect any (good) inversion algorithm using the same acoustic model to end up with similar results when no prior information is given on the PSD.

Fig. 12c shows case M4.3 inversion outputs. A log-normal PSD was used and viscous attenuation was computed from Richards et al. [2003] oblate spheroid model. Both a_0 and σ were inverted. Fine particles ($a \leq 1 \mu\text{m}$) aspect ratio was set to $h = 1/40$. Good results were obtained, with a mean relative error $< 10\%$. Error bars show inverse SSC range for h in the range $[1/80, 1/20]$.

Finally, Fig. 12d shows inversion outputs obtained when inverting h parameter at the same time as a_0 , σ and SSC (case M4.4). Inverse SSC values were a little bit underestimated and more scattered than when fixing h prior to the inversion, but the mean relative error of $\sim 13\%$ remained fairly acceptable.

In both cases M4.3 and M4.4 (Fig. 12c and 12d), inverse σ values were often very close to the upper bound of the inversion range, that was set to 1.2. This behaviour did not change when reducing or increasing σ inversion range upper limit. However, when setting this limit between 0.7 to 1.3, we did not observe strong inverse SSC variations. Beyond 1.3, inverse SSC out-

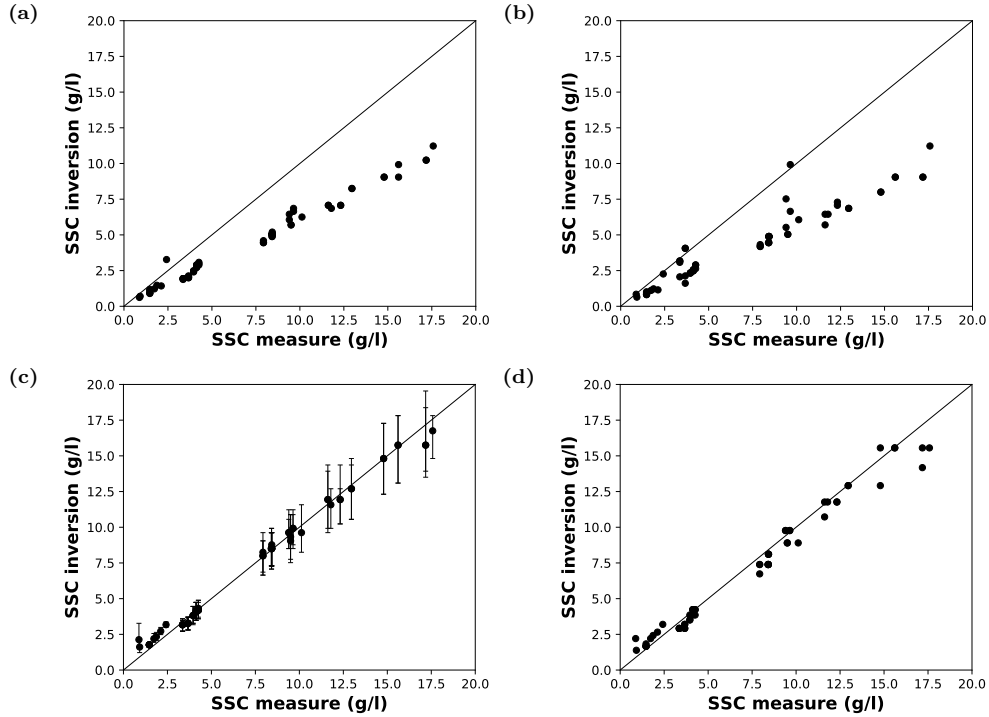


Figure 12: Multi-frequency backscatter and attenuation inverse SSC outputs (Method 4) vs. measurements: (a) case M4.1 (cf. Tab. 1), using Urick [1948] spherical model for computing viscous attenuation, log-normal PSD ; (b) case M4.2, bimodal PSD ; (c) case M4.3, using Richards et al. [2003] oblate spheroid model for computing viscous attenuation, log-normal PSD, particle aspect ratio (h) set to $1/40$ prior to the inversion, error bars show inverse SSC output range for h in the range $[1/80, 1/20]$; (d) case M4.4, inverting h at the same time as PSD parameters and SSC. Solid lines are lines of perfect agreement.

puts tended to be overestimated and more scattered.

These relatively high σ values led to a relatively small mean inverse volume PSD D_{50} of $3.6 \mu\text{m}$ for both cases of Fig. 12c and 12d. At the very end of the experiment, when the pumps were turned off, strong variations in inverse a_0 and σ were observed, without any clear drop in a_0 as expected. The reason why a broader PSD with smaller a_0 better satisfies the inversion optimization process is still unclear.

In case M4.4 (Fig. 12d), inverse h values were relatively scattered, but their mean value was $\sim 1/30$, which is close to the value of $1/40$ provided by Richards et al. [2003] for similar sediment particles.

We conclude that, while this inversion method led to similar SSC outputs as the multi-frequency inversion method of Moore et al. [2013] (Method 2), it might be less sensitive to the scaling parameter σ as well as the aspect ratio h . In particular, case M4.4 shown in Fig. 12d led to fairly good SSC outputs without specifying the value of σ or h prior to the inversion. However, inverse PSD parameters were somewhat unrealistic, with higher σ and lower a_0 than expected. To be applied, this method requires a calibrated multi-frequency instrument. Obviously, the efficiency of this technique needs to be validated on other case study.

5 Conclusion

In this study, we tried to assess the efficiency of existing acoustic models and inversion methods for fine sediments. We measured the acoustic response of a suspension of fine natural river particles at various concentrations in a tank, and used water sample SSC and PSD data to compute the theoretical acoustic response. Relatively poor agreement was found between modelled and measured responses, particularly regarding backscatter (s_v). However, a simple sensitivity test showed that a finer PSD than the PSD measured by laser diffraction could lead to a much better agreement between models and measurements. Then, it is hard to conclude which of the acoustic models or the particle characteristic measurements were wrong.

River SSC acoustic monitoring would greatly benefit from the development of fine sediment semi-empirical attenuation and backscatter models, as it has been done in marine science for sand particles. This study showed that developing such kind of models requires well-characterized sediment particles, particularly regarding their size. As shown by Schaafsma and Hay [1997], in a spherical approximation, the particle equivalent radius can relate to different quantities depending on the physical process that is considered. When

converting mass or volume concentration to number of particles, particle radius relates the radius of a sphere having the same volume as the particle. When considering scattering processes as backscattering and scattering attenuation, particle radius relates to the radius of a sphere having the same geometrical cross-section. Finally, when looking at viscous attenuation, particle radius relates to the radius of a sphere having the same outer surface. These different definitions illustrate the complexity of determining a single "particle equivalent radius" for highly non-spherical particles like fine sediments.

While modelling the acoustic response of fine particles is challenging, perfect acoustic models are not always required for efficient signal inversion. In that perspective, four inversion methods were evaluated in this study, in the simplest case of a homogeneous suspension along the acoustic beams.

Trying to retrieve suspension characteristics from acoustic measurements using a limited number of frequencies is typically an ill-posed inverse problem, even when using simplified acoustic models. Therefore, one usually needs to fix some suspension parameters prior to the inversion. The remaining free parameters are then inverted. The applicability of an inversion method in natural environment is a trade-off between the required prior information – that can be missing and/or difficult to estimate – and the precision of the inversion outputs.

In the deep Rayleigh regime ($ka \ll 1$), sediment attenuation (α_s) provides more information on suspended particles than backscatter. Backscatter-based inversion method (Method 1) led to unrealistic SSC outputs. Attenuation-based method (Method 2) better succeeded in retrieving SSC, when the right values of σ (PSD scaling parameter) and h (particle aspect ratio) were given prior to the inversion.

Combining both attenuation and backscatter information is a promising way of improving inversion techniques. Attenuation to backscatter ratio (Method 3) allowed to accurately invert SSC using only one frequency, when a proper value of σ was provided prior to the inversion. Using multiple frequencies (Method 4) eventually allowed to accurately retrieve SSC without prior assumption on σ or h . However, this last method led to unexpectedly high inverse σ values – the source of this problem being still unclear. Obviously, the efficiency of these techniques now needs to be assessed through field experiments.

The authors believe that this work is a step towards river fine sediment monitoring techniques that would rely less on *in situ* calibration. It claims for the development of multi-frequency and calibrated ABSs suitable for river deployment. Using more and higher frequencies would certainly improve α_s and s_v measurement precision, leading to better inversion outputs. Taking measurement uncertainties into account in the inversion process – for instance using Bayesian infer-

ence – also seems to be a promising field of research.

Acknowledgement

The authors wish to thank Alexis Buffet, Frédéric Lacroix and Fabien Thollet of Irstea technical staff for their assistance with the experimental work. Electron microscopy was made at the Centre Technologique des Microstructures (CT μ) of the University of Lyon. This work was supported by the Compagnie Nationale du Rhône (CNR).

Appendix

The viscous attenuation coefficient α_{sv} for the case of the oblate spheroid model developed by Richards et al. [2003] is expressed in a similar way as eq. (10) by:

$$\alpha_{sv} = \frac{3M \int_0^\infty a'^2 \chi_{sv}(a') n(a') da'}{4\rho_s \int_0^\infty a'^3 n(a') da'} \quad (\text{A.1})$$

where a' is the semi-major axis of the spheroid. The total normalized viscous cross-section χ_{sv} is re-written from Urick [1948] (eq. 11), replacing a by a' , and s and δ by:

$$s = \frac{9}{4\beta h a'} K_{sf}^2 \left(1 + \frac{1}{K_{sf} \beta a'} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$\delta = L_i + \frac{9}{4\beta h a'} K_{sf}^2$$

where L_i is an inertia factor, K_{sf} a shape factor and $h = b'/a'$ the ratio between the semi-minor and semi-major axis of the spheroid, known as spheroid aspect ratio. L_i and K_{sf} depend on the orientation of the spheroid in relation to the oscillatory motion axis. For oblate spheroids oscillating parallel to their axis of symmetry, L_i and K_{sf} are expressed as:

$$L_{i,\parallel} = \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} \quad \alpha_0 = \frac{2}{\epsilon^2} \left[1 - \sqrt{1 - \epsilon^2} \left(\frac{\sin^{-1} \epsilon}{\epsilon} \right) \right] \quad (\text{A.3})$$

$\epsilon = \sqrt{1 - h^2}$ (spheroid eccentricity)

$$K_{sf,\parallel} = \frac{8}{3} \left\{ \frac{2h}{1 - h^2} + \frac{2(1 - 2h^2)}{(1 - h^2)^{3/2}} \tan^{-1} \left[\frac{(1 - h^2)^{1/2}}{h} \right] \right\}^{-1}$$

For oblate spheroids oscillating perpendicularly to their axis of symmetry, L_i and K_{sf} are expressed as:

$$L_{i,\perp} = \frac{\gamma_0}{2 - \gamma_0} \quad \gamma_0 = \frac{\sqrt{1 - \epsilon^2}}{\epsilon^3} \sin^{-1} \epsilon - \left[\frac{1 - \epsilon^2}{\epsilon^2} \right] \quad (\text{A.4})$$

$$K_{sf,\perp} = \frac{8}{3} \left\{ -\frac{h}{1 - h^2} - \frac{2h^2 - 3}{(1 - h^2)^{3/2}} \sin^{-1}(1 - h^2)^{1/2} \right\}^{-1}$$

Richards et al. [2003] made the assumption of a random orientation of the particles and considered that

two-third of the particles have their axis perpendicular to the direction of sound propagation, and one-third have their axis parallel to this direction. Thus:

$$\chi_{sv}(a') = \frac{2}{3}\chi_{sv,\perp}(a') + \frac{1}{3}\chi_{sv,\parallel}(a') \quad (\text{A.5})$$

where $\chi_{sv,\perp}$ and $\chi_{sv,\parallel}$ are, respectively, the total normalized viscous cross-section computed in the case of perpendicular and parallel orientation of the oblate spheroid in relation to the direction of sound propagation.

References

- Y. C. Agrawal and D. M. Hanes. The implications of laser-diffraction measurements of sediment size distributions in a river to the potential use of acoustic backscatter for sediment measurements. *Water Resour. Res.*, 51:8854–8867, 2015.
- E. Armijos, A. Crave, R. Espinoza, P. Fraizy, A. L. M. R. Dos Santos, F. Sampaio, E. De Oliveira, W. Santini, J. M. Martinez, P. Autin, N. Pantoja, M. Oliveira, and N. Filizola. Measuring and modeling vertical gradients in suspended sediments in the Solimões/Amazon River. *Hydrological Processes*, 31:654–667, 2017.
- K. F. E. Betteridge, P. D. Thorne, and R. D. Cook. Calibrating multi-frequency acoustic backscatter systems for studying near-bed suspended sediment transport processes. *Cont. Shelf Res.*, 28:227–235, 2008.
- P.-Y. Burban, W. Lick, and J. Lick. The flocculation of fine-grained sediments in estuarine waters. *J. Geophys. Res. Oceans*, 94:8323–8330, 1989.
- A. Downing, P. D. Thorne, and C. E. Vincent. Backscattering from a suspension in the near field of a piston transducer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97:1614–1620, 1995.
- I. G. Droppo. Rethinking what constitutes suspended sediment. *Hydrological Processes*, 15:1551–1564, 2001.
- G. Eshel, G. J. Levy, U. Mingelgrin, and M. J. Singer. Critical evaluation of the use of laser diffraction for particle-size distribution analysis. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 68:763–743, 2004.
- R. E. François and G. R. Garrison. Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 75:896–907, 1982.
- L. Gostiaux and H. van Haren. Extracting meaningful information from uncalibrated backscattered echo intensity data. *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 27:943–949, 2010.
- J. R. Gray and J. W. Gartner. Technological advances in suspended-sediment surrogate monitoring. *Water Resour. Res.*, 45:W00D29, 2009.
- D. M. Hanes. On the possibility of single-frequency acoustic measurement of sand and clay concentrations in uniform suspensions. *Cont. Shelf Res.*, 46:64–66, 2012.
- D. Hought, J. G. Venditti, and S. A. Wright. Calculation of in situ acoustic sediment attenuation using off-the-shelf horizontal ADCPs in low concentration settings. *Water Resour. Res.*, 53:5017–5037, 2017.
- A. E. Hay. Sound scattering from a particle-laden, turbulent jet. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90:2055–2074, 1991.
- A. E. Hay and D. G. Mercer. A note on the viscous attenuation of sound in suspensions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85:2215–2216, 1989.
- A. E. Hay and J. Sheng. Vertical profiles of suspended sand concentration and size from multifrequency acoustic backscatter. *J. Geophys. Res.*, 97:15661–15677, 1992.
- T. N. Hunter, L. Darlison, J. Peakall, and S. Biggs. Using a multi-frequency acoustic backscatter system as an in situ high concentration dispersion monitor. *Chem. Eng. Sci.*, 80:409–418, 2012.
- D. Hurther, P. D. Thorne, M. Bricault, U. Lemmin, and J.-M. Barnoud. A multi-frequency Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes. *Coast. Eng. J.*, 58:594–605, 2011.
- M. N. Landers, T. D. Straub, M. S. Wood, and M. M. Domanski. Sediment acoustic index method for computing continuous suspended-sediment concentrations. USGS Techniques and Methods, book 3, chap. C5, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.3133/tm3C5>.
- I. T. MacDonald, C. E. Vincent, P. D. Thorne, and B. D. Moate. Acoustic scattering from a suspension of flocculated sediments. *J. Geophys. Res.*, 118:2581–2594, 2013.
- M. Masson, H. Angot, C. Le Boscond, M. Launay, A. Dabrin, C. Miège, J. Le Coz, and M. Coquery. Sampling of suspended particulate matter using particle traps in the Rhône River: relevance and representativeness for the monitoring of contaminants. *Sci Total Environ.*, 637-638:538–549, 2018.
- H. Medwin and C. S. Clay. *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. Academic Press, 1998.
- B. D. Moate and P. D. Thorne. Interpreting acoustic backscatter from suspended sediments of different and mixed mineralogical composition. *Cont. Shelf Res.*, 46:67–82, 2012.
- S. A. Moore, J. Le Coz, D. Hurther, and A. Paquier. On the application of horizontal ADCPs to suspended sediment transport surveys in rivers. *Cont. Shelf Res.*, 46:50–63, 2012.
- S. A. Moore, J. Le Coz, A. Paquier, and D. Hurther. Using multi-frequency acoustic attenuation to monitor grain size and concentration of suspended sediment in rivers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 133:1959–1970, 2013.
- M. J. W. Povey. Ultrasound particle sizing: A review. *Particleology*, 11:135–147, 2013.
- H. P. Rice, M. Fairweather, T. N. Hunter, and B. Mahmoud. Measuring particle concentration in multiphase pipe flow using acoustic backscatter: Generalization of the dual-frequency inversion method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 136:156–169, 2014.
- S. D. Richards, T. G. Leighton, and N. R. Brown. Visco-inertial absorption in dilute suspensions of irregular particles. *Proceedings of the Royal Society of London*, 459:2153–2167, 2003.
- M. Rouhnia, A. Keyvani, and K. Strom. Do changes in the size of mud flocs affect the acoustic backscatter values recorded by a Vector ADV? *Cont. Shelf Res.*, 84:84–92, 2014.
- A. S. Schaafsma and A. E. Hay. Attenuation in suspensions of irregularly shaped sediment particles: A two-parameter equivalent spherical scatter model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102:1485–1502, 1997.
- P. Schjønning, R. A. McBride, T. Keller, and P. B. Obour. Predicting soil particle density from clay and soil organic matter contents. *Geoderma*, 286:83–87, 2017.
- J. Sheng and A. E. Hay. An examination of the spherical scatterer approximation in aqueous suspensions of sand. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83:598–610, 1988.

- C. C. Sung, Y. J. Huang, J. S. Lai, and G. W. Hwang. Ultrasonic measurement of suspended sediment concentrations: an experimental validation of the approach using kaolin suspensions and reservoir sediments under variable thermal conditions. *Hydrological Processes*, 22:3149–3154, 2008.
- P. D. Thorne and M. J. Buckingham. Measurements of scattering by suspensions of irregularly shaped sand particles and comparison with a single parameter modified sphere model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116:2876–2889, 2004.
- P. D. Thorne and D. Hurther. An overview on the use of backscattered sound for measuring suspended particle size and concentration profiles in non-cohesive inorganic sediment transport studies. *Cont. Shelf Res.*, 73:97–118, 2014.
- P. D. Thorne and R. Meral. Formulations for the scattering properties of suspended sandy sediments for use in the application of acoustics to sediment transport processes. *Cont. Shelf Res.*, 28:309–317, 2008.
- P. D. Thorne, P. J. Hardcastle, and R. L. Soulsby. Analysis of acoustic measurements of suspended sediments. *J. Geophys. Res.*, 98:899–910, 1993.
- P. D. Thorne, D. Hurther, and B. D. Moate. Acoustic inversions for measuring boundary layer suspended sediment processes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130:1188–1200, 2011.
- P. D. Thorne, I. T. MacDonald, and C. E. Vincent. Modelling acoustic scattering by suspended flocculating sediments. *Cont. Shelf Res.*, 88:81–91, 2014.
- E. D. Thosteson and D. M. Hanes. A simplified method for determining sediment size and concentration from multiple frequency acoustic backscatter measurements. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104:820–830, 1998.
- D. J. Topping and S. A. Wright. Long-term continuous acoustical suspended-sediment measurements in rivers—Theory, application, bias, and error. USGS Professional Paper 1823, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.3133/pp1823>.
- D. J. Topping, S. A. Wright, T. S. Melis, and D. M. Rubin. High-resolution measurements of suspended-sediment concentration and grain size in the Colorado River in Grand Canyon using a multi-frequency acoustic system. In *Proceedings of the 10th International Symposium on River Sedimentation*, Russia, Moscow, August 2007.
- R. J. Urick. The absorption of sound in suspensions of irregular particles. *J. Acoust. Soc. Am.*, 20:283–289, 1948.
- J. G. Venditti, M. Church, M. E. Attard, and D. Haught. Use of ADCPs for suspended sediment transport monitoring: an empirical approach. *Water Resour. Res.*, 52:2715–2736, 2016.
- C. E. Vincent and I. T. MacDonald. A flocculi model for the acoustic scattering from flocs. *Cont. Shelf Res.*, 104:15–24, 2015.
- G. W. Wilson and A. E. Hay. Acoustic backscatter inversion for suspended sediment concentration and size: A new approach using statistical inverse theory. *Cont. Shelf Res.*, 106:130–139, 2015.
- S. A. Wright, D. J. Topping, and C. A. Williams. Discriminating silt-and-clay from suspended-sand in rivers using side-looking acoustic profilers. In *Proceedings of the 2nd Joint Federal Interagency Sedimentation Conference*, USA, Las Vegas, June 2010.

4.3 Conclusion sur la réponse acoustique des sédiments fins

Les travaux menés au laboratoire ont montré une certaine divergence entre la réponse acoustique des sédiments fins mesurée dans la cuve expérimentale, et la réponse acoustique modélisée. Cependant, nous n'avons pas pu conclure sur l'origine de ces divergences. Elles pourraient être dues aux modèles acoustiques eux-même, ou, comme l'a montré un test de sensibilité, à des problèmes liés à la caractérisation des particules en suspension, et notamment à la mesure de la distribution granulométrique. Ces travaux ont permis de souligner les difficultés liés à caractérisation des particules dans le cas de particules fines et très éloignées d'une forme sphérique.

Quatre méthodes d'inversion ont été testées. La première, basée uniquement sur l'information de rétrodiffusion (s_v), a donné de mauvais résultats. Les trois autres, utilisant l'information sur l'atténuation (α_s) à une ou plusieurs fréquences, dans certain cas complétée par l'information sur la rétrodiffusion, ont conduit à des résultats encourageants, avec une précision de la concentration inversée de l'ordre de $\pm 20\%$.

Ces travaux suggèrent que les modèles de rétrodiffusion et d'atténuation développés en océanographie gagneraient à être améliorés pour le cas d'une suspension de sédiments fins. Cependant, ces modèles permettent déjà d'inverser le signal acoustique de manière relativement performante.

Chapitre 5

Applications en rivière

5.1 Introduction

Dans le cadre de cette thèse, un certain nombre de mesures acoustiques ont été effectuées sur le terrain, principalement sur le Rhône, en déployant le plus souvent l'instrument verticalement depuis un bateau (cf. tableau synthétique présenté dans le Chap. 3). La plupart de ces mesures ont été réalisées en maintenant le bateau sur une position fixe, afin d'obtenir un profil acoustique moyen sur une verticale (moyenne sur de nombreux tirs sonar). Ces mesures sont exploitées dans le Chapitre 6. Quelques mesures, exploitées dans ce chapitre, ont aussi été réalisées en déplaçant le bateau d'une rive à l'autre, permettant d'enregistrer le signal acoustique sur l'ensemble de la section en travers.

L'objectif des travaux présentés dans ce chapitre est de tester la capacité actuelle des techniques hydro-acoustiques à fournir une information spatialisée sur la suspen-

sion. Il s'agit de montrer en quoi ces techniques peuvent d'ores et déjà être utiles, et dans quels cas, à travers une application concrète. Deux sites ont été étudiés. Le premier, à l'aval de la confluence Rhône-Saône, a été mesuré lors d'une petite crue du Rhône, avec une faible concentration de sédiments en suspension (~ 30 mg/l). Le second, à l'aval de la confluence Rhône-Isère, a été mesuré lors d'une chasse des barrages de l'Isère (pendant un épisode de crue), ayant entraîné une concentration beaucoup plus élevée dans l'Isère (~ 10 g/l) que dans le Rhône ($\sim 0,25$ g/l).

Ce chapitre est présenté sous la forme d'un article scientifique, soumis en vue d'une publication dans la revue *Water Resources Research*.

5.2 Using a down-looking multi-frequency Acoustic Backscatter System (ABS) for measuring suspended sediments in rivers (article)

Using a down-looking multi-frequency Acoustic Backscatter System (ABS) for measuring suspended sediments in rivers

Adrien Vergne^{a,*}, Jérôme Le Coz^a, Céline Berni^a, and Gilles Pierrefeu^b

^aIrstea, UR RiverLy, centre de Lyon-Villeurbanne, 5 rue de la Doua CS 20244, 69625 Villeurbanne, France

^bCNR, CACOH, 4 rue de Chalon sur Saône, 69007 Lyon, France

*Corresponding author: Adrien Vergne, adrien.vergne@irstea.fr

Abstract: In the last decade, much progress has been made in continuously measuring Suspended Sediment Concentration (SSC) in rivers using horizontal side-looking Acoustic Doppler Current Profilers (ADCPs). However, these techniques do not provide information on the spatial variability of the suspension. In this study, we explore some new possibilities offered by the down-looking deployment of a multi-frequency Acoustic Backscatter System (ABS) in order to obtain information on the suspension throughout an entire river cross-section. Two sites, with low and high levels of SSC, were investigated. A bi-frequency inversion method was used to process the acoustic signal. At the low SSC site (~ 30 mg/l), we found that suspended solid particles were probably not dominating the acoustic response throughout the river cross-section. Therefore, we were not able to retrieve the SSC from the acoustic measurements. At the high SSC site (~ 10 g/l), we successfully inverted the acoustic signal, using both calibration data and modelling for retrieving the acoustic properties of the suspended particles. Estimates of both fine and sand SSCs throughout the river cross-section were obtained, except in some areas close to the bottom where the acoustic signal was totally attenuated due to distance and high concentration of fine sediments. This work confirms the capacity of hydroacoustic technology for providing spatial information on river suspensions when the SSC is relatively high.

keywords: suspended sediment, hydroacoustics, acoustic backscatter, acoustic attenuation, inversion method, ABS

Highlights:

- Bi-frequency inversion method applied to down-looking multi-frequency ABS
- Successful inversion of bimodal river suspension for high fine and sand concentrations
- Acoustic response not dominated by solid suspended particles for low concentration

1 Introduction

The interest in measuring suspended sediment concentration (SSC) in rivers from acoustic backscatter has grown recently, following the success of Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) technology for measuring river discharge. Sonar monitoring of suspended sediments originates from marine science. These techniques are now relatively efficient for measuring suspended sand concentration and grain size profiles, either for ocean applications [e.g. Thorne and Hardcastle, 1997, Moate et al., 2016] or in laboratory flume [e.g. Hurther and Thorne, 2011]. Precise reviews of these techniques are given in Thorne and Hanes [2002] and Thorne and Hurther [2014].

Sediment suspensions in rivers often show a bimodal particle size distribution (PSD), with a fine sediment mode composed of silt and clay particles, and a coarser mode composed of sand particles [Agrawal and Hanes, 2015, Armijos et al., 2017]. Most ADCPs or Acoustic Backscatter Systems (ABS) have frequencies in the range 0.3 – 6.0 MHz. In this typical range, fine sediments are likely to dominate the acoustic attenuation, while sand particles are likely to dominate the acoustic backscatter. In the last decade, much progress has been made in developing river SSC monitoring techniques that take advantage of this acoustic behaviour [Topping et al., 2007, Wright et al., 2010, Moore et al., 2012, 2013, Hanes, 2012, Landers et al., 2016, Topping and Wright, 2016, Haught et al., 2017]. These

techniques are based on the assumption that the suspension is homogeneous along the acoustic beam. In practice, they are usually applied in rivers using horizontal (side-looking) ADCPs.

These techniques are promising for continuously recording SSC in rivers but they do not catch the spatial variability of the suspension. However, this variability can be a major source of uncertainty in suspended load estimation – particularly regarding the sand mode, as sand SSCs usually show strong lateral and vertical gradients throughout the river cross-section.

Unlike marine science, river studies rarely made use of the profiling capacities of sonar systems to extract spatial information on heterogeneous suspensions. In that perspective, a vertical down-looking deployment of the instrument would be more suitable. As far as the authors know, the studies conducted in rivers in this deployment configuration were mainly done with uncalibrated single-frequency ADCPs, usually using empirical calibration approaches to retrieve SSC from backscatter [e.g. Reichel and Nachtnebel, 1994, Holdaway et al., 1999, Defendi et al., 2010, Sassi et al., 2012, 2013, Baranya and Józsa, 2013, Latosinski et al., 2014, Boldt, 2015, Venditti et al., 2016, among others].

The objective of this study is to move forward suitable methods for obtaining information on heterogeneous suspensions in rivers, using a sonar instrument in a down-looking configuration. We used an ABS, that is more suitable than an ADCP for studying SSC: the instrument is calibrated, it provides multiple frequencies, it has vertical beams (which removes some side-lobe effects faced with ADCPs) and it offers a better spatial resolution. Two river cross-sections were investigated, in low and high sediment load conditions – SSC ~ 30 mg/l and SSC ~ 10 g/l, respectively. This paper explores the interest as well as some current limitations of vertical ABS deployment.

2 Backscatter theory

When using sonar piston transducers in the monostatic configuration – i.e. when the same transducer is used for emission and reception, which is the case of most ADCPs and ABSs – the sonar equation that describes the backscatter signal recorded by the instrument in the presence of an incoherent suspension of scatterers can be written as:

$$\overline{V^2} = \frac{16\pi}{3} \frac{k_t^2 s_v}{\psi^2 r^2} e^{-4(\alpha_w + \alpha_s)r} \quad (1)$$

where V [Volts] is the root mean square of the voltage recorded by the instrument in one sonar cell, $\overline{V^2}$ is the quadratic average of V over many sonar pings, k_t [$\text{V}\cdot\text{m}^{3/2}$] is the instrument calibration constant described by Betteridge et al. [2008], s_v [$\text{m}^2\cdot\text{m}^{-3}$] is the volume backscattering coefficient [Medwin and Clay, 1998], r [m] is the range from the transducer, ψ is a

near-field correction [Downing et al., 1995], and α_w and α_s [m^{-1}] are the acoustic attenuation due to water viscosity and suspended particles, respectively. In the following, we will consider only measurements in the far field of the transducers and thus ψ will be ignored ($\psi = 1$). Water attenuation (α_w) is computed from water temperature using François and Garrison [1982] formula.

In eq. (1), s_v describes the strength of the echo produced by an insonified volume of the water column located at range r from the transducer. When the backscatter is dominated by solid particle scattering, s_v is proportional to the mass concentration M [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] of the particles:

$$s_v = \frac{3}{16\pi} k_s^2 M \quad k_s = \left[\frac{\int_0^\infty a^2 f_\infty^2(a) n(a) da}{\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da} \right]^{1/2} \quad (2)$$

where k_s [$\text{m}\cdot\text{kg}^{-1/2}$] is sometimes called the "sediment backscatter constant" as it does not depend on SSC, ρ_s [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] is the sediment density, a [m] is the particle radius, $n(a)$ is the particle radius number probability density function and f_∞ is the form function. For spherical particles, f_∞ can be determined analytically [e.g. Hay and Schaafsma, 1989], whereas for natural particles, one usually uses semi-empirical models [e.g. Thorne and Meral, 2008, Moate and Thorne, 2012]. Many river applications using common ABS or ADCP frequencies are likely to be in the Rayleigh scattering regime, i.e. $ka < 1$ where k [m^{-1}] is the wave number. In this regime, f_∞ increases with a as a power law. Therefore, bigger particles like sand particles contribute substantially more to s_v than smaller ones.

Nevertheless, backscatter echo in rivers is relatively poorly understood for now. In particular, it is not certain that solid particle backscattering always dominates the echo response throughout the river cross-section. Other processes including flocculation [MacDonald et al., 2013, Rouhnia et al., 2014, Thorne et al., 2014, Vincent and MacDonald, 2015, Sahin et al., 2017, Fromant et al., 2017], air micro-bubbles [Schat, 1997, Trevorrow, 2003, Ainslie and Leighton, 2011], or micro-structures generated by turbulence, like temperature micro-gradients [Seim et al., 1995, Lavery et al., 2003, 2013] or concentration micro-structures of fine air bubbles [Shen and Lemmin, 1997] or of fine particles [Merkelbach, 2006] – might sometimes play a role in the received signal. The actual impact of these processes on the acoustic response in rivers is largely unknown currently.

Suspended solid particles in water can lead to non-negligible acoustic energy losses. Solid particle attenuation is mainly due to: i/ sound scattering by large particles (e.g. sand-like particles) that re-distribute energy in all space directions ; ii/ viscous drag at the interface between fine particles (e.g. clay) and water. These effects are proportional to the mass concentration M of the particles and are taken into account in

the sonar equation through the sediment attenuation term:

$$\alpha_s = \frac{1}{r} \int_0^r \zeta M dr \quad \zeta = \frac{\int_0^\infty a^2 (\chi_{ss} + \chi_{sv}) n(a) da}{4\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da} \quad (3)$$

where ζ [$\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$] is sometimes called the "sediment attenuation constant" as it does not depend on SSC, and χ_{ss} and χ_{sv} are the total normalized scattering and viscous cross-sections, respectively. One usually uses a theoretical model for computing χ_{sv} [e.g. Urick, 1948, Richards et al., 2003] and a semi-empirical model for computing χ_{ss} [e.g. Thorne and Meral, 2008, Moate and Thorne, 2012].

Other scatterers, in particular air micro-bubbles, are known to potentially produce non-negligible acoustic attenuation as well. The presence of air micro-bubbles and their impact on sound attenuation have been studied in marine science [Trevorrow, 2003, Dalen and Løvik, 1981, Richards and Leighton, 2001] but not in rivers as far as the authors know.

3 Measurements

3.1 Study sites

We investigated two river cross-sections. The first one (Site 1, $45^\circ 43' 39.7'' \text{N}$, $4^\circ 49' 07.0'' \text{E}$) was located at the confluence of the Saône River with the Rhône River in Lyon, France (Fig. 1a). The measurements were made on Dec. 13, 2017 during a moderate flood event that led to relatively low SSC ($\sim 30 \text{ mg/l}$) throughout the cross-section. The second site (Site 2, $44^\circ 52' 28.9'' \text{N}$, $4^\circ 52' 02.4'' \text{E}$) was located $\sim 80 \text{ km}$ downstream, at the confluence of the Isère River with the Rhône River (Fig. 1b). This site was investigated on Jan. 7, 2018 while an upstream dam flushing was carried out in the Isère River during a flood event. As a result, Isère River SSC was much higher ($\sim 10 \text{ g/l}$) than Rhône River SSC ($\sim 0.25 \text{ g/l}$).

3.2 Acoustic measurements

We used a multi-frequency ABS Aquascat 1000R to measure the backscatter response throughout the river cross-section on the transects shown in Fig. 1 (orange dashed lines). Four down-looking transducers mounted on a boat were used at the same time. The used frequencies were 0.5, 1.0, 2.5, 5.0 MHz at Site 1, and 0.3, 0.5, 1.0, 5.0 MHz at Site 2. The boat moved slowly from one bank to the opposite one. The position of the boat was tracked by differential GPS, Aquascat and GPS clocks having been previously synchronized. The sonar bin size was set to 4 cm. The ping frequency was set to 8 Hz. As the boat was moving at $\sim 0.25 \text{ m/s}$, the lateral distance between two measurements was around 3 cm.

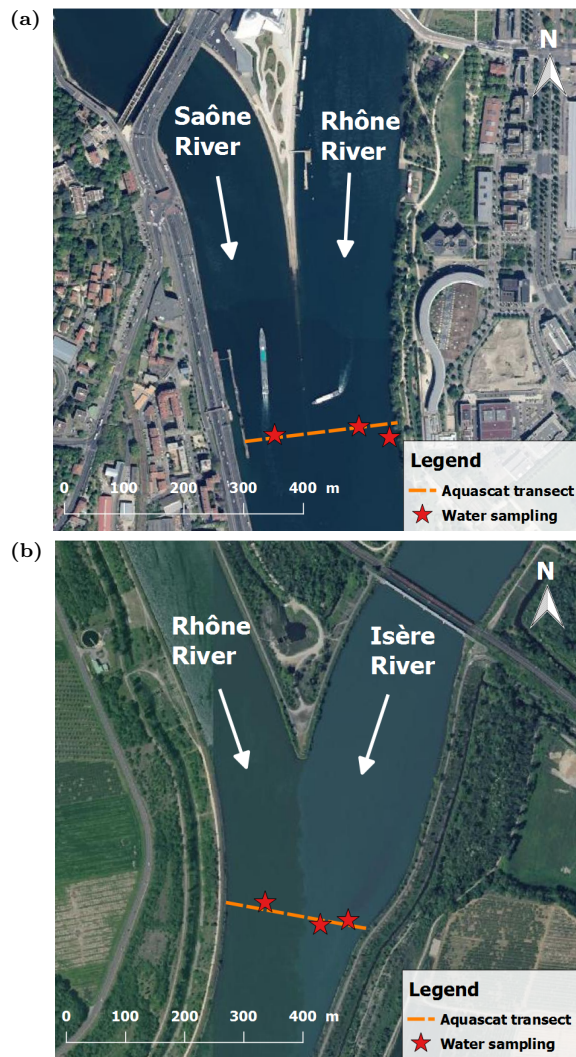


Figure 1: Maps of the study sites (a) Site 1, located in Lyon (France) at the confluence of the Saône River with the Rhône River ; (b) Site 2, located $\sim 80 \text{ km}$ downstream of Lyon, at the confluence of the Isère River with the Rhône River. Dashed lines show Aquascat measurements over the river cross-section, stars show locations where water samples were collected.

3.3 Suspended sediment measurements

Water samples were collected at various locations of the river transect, shown by stars in Fig. 1, and at various depths throughout the water column using a 2 Litre Niskin bottle-sampler. Sample SSC was measured by filtering, while PSD was measured by laser-diffraction using a Malvern Mastersizer 2000 particle-sizer. Relatively high concentration of suspended sand was expected at Site 2. Therefore, Site 2 samples were previously sieved at $63 \mu\text{m}$ to separate sand and fine sediment fractions, as a non-negligible part of the sand fraction can sometimes be lost in the usual sub-sampling process [Dramais et al., 2018]. SSC and PSD

of both the fine and sand fractions were measured separately.

3.4 Backscatter signal pre-processing

We briefly describe in this section some basic backscatter signal treatments. The raw measurements were previously despiked and laterally averaged as described in the Appendix.

3.4.1 Bottom detection

The river bed is usually much denser than the sediment-laden flow above the bed, even for the highest values of SSC. Thus, the river bed echo is often much stronger and more coherent, i.e. less variable temporally, than the backscatter produced by the suspension. At low frequency (e.g. 0.3 or 0.5 MHz), as acoustic attenuation is lower, a clear bottom reflection peak is usually obtained. This bottom reflection peak was used for detecting the position of the river bed.

3.4.2 Signal to Noise Ratio

We estimated the background noise level – that mainly comes from instrument electronics generally – at each frequency from a time-averaged backscatter profile obtained by averaging ~ 200 individual sonar profiles recorded in a shallow zone of the cross-section. As backscatter echo was totally attenuated at the tail of the mean profile, the instrument was actually recording only background noise. Background noise level was estimated by manually fitting the tail of the mean profile, as shown in Fig. 2.

We computed the Signal to Noise Ratio (SNR) at each frequency throughout the river cross-section as:

$$\text{SNR} = \frac{\overline{V_{rec}^2}}{V_{noise}^2} \quad (4)$$

where $\overline{V_{rec}^2}$ is the recorded backscatter signal that had been previously despiked and averaged laterally as described in the Appendix, and V_{noise} is the background noise level. Background noise starts to have a noticeable influence on the recorded backscatter for $\text{SNR} \leq 10$ [Gostiaux and van Haren, 2010]. We also considered that the backscatter signal was totally attenuated for $\text{SNR} \leq 2$, i.e. when the mean power of the background noise was higher than 50 % of the mean power of the recorded signal.

Fig. 3 shows examples of SNR throughout the river cross-section for the two study sites. These plots allow to visualize the effective detection range of the instrument at each frequency. One can see that, even for less attenuated low frequencies, some "blank areas" ($\text{SNR} \leq 2$) are observed. At Site 1, this is mainly due to the weakness of the echo produced by the suspension, as low SSC and small particle size led to low volume backscattering (s_v). At Site 2, "blank areas"

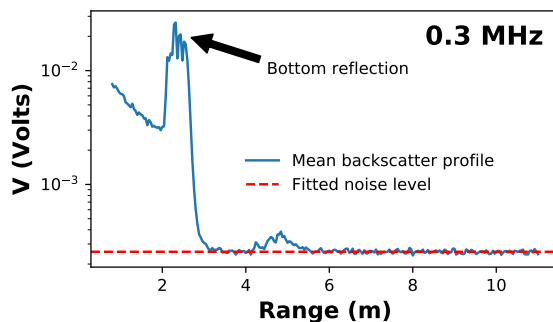


Figure 2: Example of the use of a time-averaged backscatter profile (solid line) for determining the background noise level (dashed line) at 0.3 MHz at Site 2

mainly arise from high concentration of fine sediments, leading to strong sediment attenuation (α_s).

Fig. 3 also illustrates the fact that "seeing" the bottom reflection at a given frequency is not a proper way to evaluate the effective detection range of the instrument. As bottom reflection is much stronger than the echo produced by the suspension, it can sometimes be recorded although the backscatter signal produced by the suspension above the bed is totally attenuated – as was the case around 70 m from the left bank at Site 2 at 0.3 MHz for instance.

3.4.3 Background noise correction

We roughly corrected the influence of the background noise by subtracting its mean level to the recorded signal:

$$\overline{V}^2 = \overline{V_{rec}^2} - V_{noise}^2 \quad (5)$$

where $\overline{V_{rec}^2}$ is the despiked and laterally averaged recorded signal (see Appendix), and V_{noise} is the background noise level. In the following, \overline{V}^2 is considered as the "suspension backscatter signal" and is used in the sonar equation (eq. 1). Subtracting the background noise level from the recorded signal is supported by the fact that background noise is usually Rayleigh-distributed. More details on Rayleigh distribution are given in the Appendix.

4 Inversion methods

4.1 Volume Backscatter Index

In the following, the acoustic signal is interpreted under the assumption that un-flocculated suspended sediments dominate the acoustic response throughout the river cross-section. When one makes this hypothesis, low frequency (≤ 1.0 MHz) river suspension backscatter is likely to be located in the Rayleigh scattering regime. In this regime, s_v is rapidly increasing with

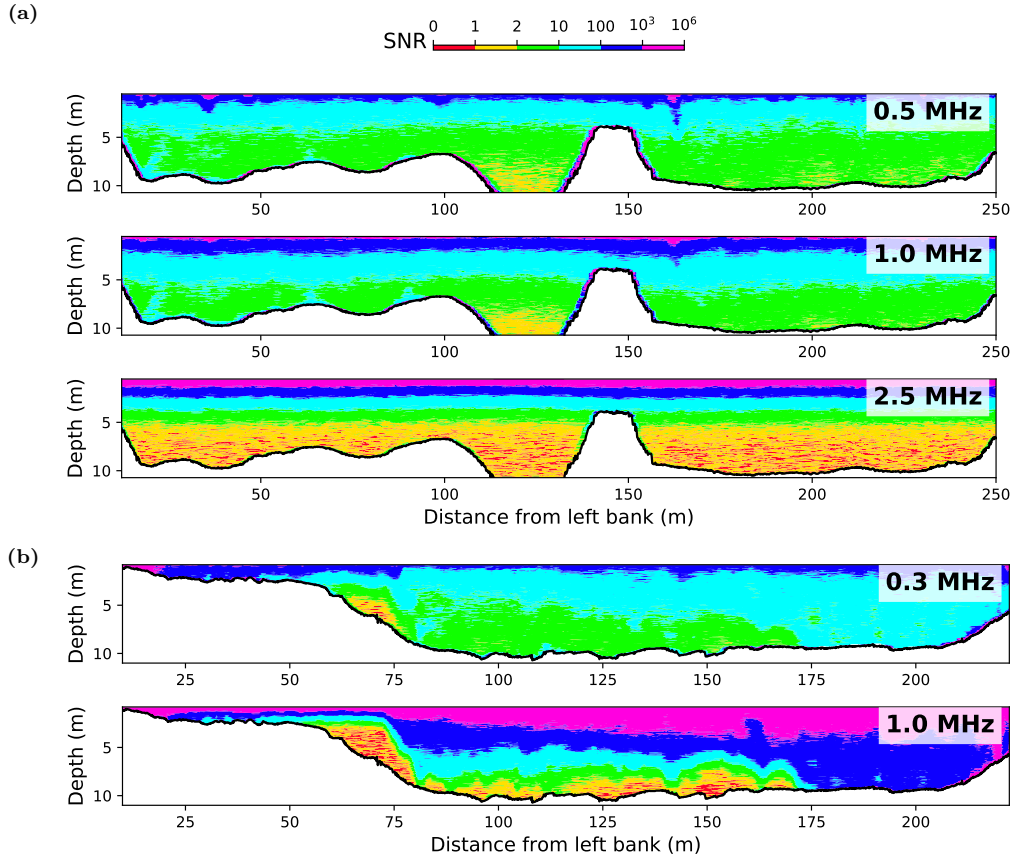


Figure 3: Examples of Signal to Noise Ratio (SNR) throughout the river cross-section at various frequencies at (a) Site 1 ; (b) Site 2

frequency and could be roughly approximated in the form:

$$s_v = \text{VBI} \times f^X \quad (6)$$

where VBI refers to a quantity we named Volume Backscatter Index that is expressed in $\text{s}^X \cdot \text{m}^{-1}$ and f is the frequency in Hz. Rearranging the sonar equation (eq. 1), we have:

$$\begin{aligned} \text{VBI} \times f^X &= J e^{4r(\alpha_s + \alpha_w)} \\ \text{with } J &= \frac{3}{16\pi} \frac{\sqrt{2} r^2}{k_t^2} \end{aligned} \quad (7)$$

The VBI and X contain information on the suspension. For well-sorted narrow PSD suspended solid particles deep in the Rayleigh regime ($ka \ll 1$), $X \approx 4$ and $\text{VBI} \approx M \times \Omega(a)$ where M is the SSC and $\Omega(a)$ is a function of particle size given by Medwin and Clay [1998]:

$$\Omega(a) = \frac{12\pi^3 a^3}{c_0^4 \rho_s} \left[\frac{e-1}{3e} + \frac{g-1}{2g+1} \right]^2 \quad (8)$$

where c_0 [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] is the sound speed, ρ_s is still the particle density set to $2650 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ for quartz sand,

$g = \rho_s / \rho_0$, ρ_0 is the water density ($1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) and $e = E_s / E_0$ is the ratio of the elasticity of the particles to water. For quartz sand, $e = 39$ [Thorne and Meral, 2008].

In practice, X and VBI may deviate from this theoretical model. However, getting information on the VBI and/or X throughout the river cross-section can bring interesting information on the the suspension. Eventually, it will allow to retrieve the SSC.

4.2 Low SSC acoustic inversion (Site 1)

When SSC is low as it was the case at Site 1 ($\sim 30 \text{ mg/l}$), water attenuation is likely to be much stronger than the sediment attenuation, i.e. $\alpha_w \gg \alpha_s$. Therefore, α_s can be neglected in the sonar equation at first approximation. As pure water attenuation is proportional to f^2 [François and Garrison, 1982] where f is the frequency, one can write:

$$\alpha_w = f^2 \times \frac{1}{r} \int_0^r A(T(r)) dr \quad (9)$$

where $A(T)$ is a function of water temperature, that can be variable throughout the river cross-section.

Note that the impact of pressure and salinity on α_w is negligible in rivers.

Then, a modified version of the Hurther et al. [2011] bi-frequency inversion technique can be applied. This technique was designed to "eliminate" the impact of acoustic attenuation on the backscatter. Taking the logarithm of eq. (7) at two frequencies f_1 and f_2 , one obtains:

$$\left\{ \begin{array}{l} \log_e(\text{VBI}.f_1^X) = \log_e(J_1) + 4f_1^2 \int_0^r A(T)dr \quad (10a) \\ \log_e(\text{VBI}.f_2^X) = \log_e(J_2) + 4f_2^2 \int_0^r A(T)dr \quad (10b) \end{array} \right.$$

These equations are combined in the following way: $f_2^2 \times (10a) - f_1^2 \times (10b)$. It leads to an estimation of the VBI that does not depend on acoustic attenuation:

$$\log_e(\text{VBI}) = \frac{f_2^2 \log_e(J_1/f_1^X) - f_1^2 \log_e(J_2/f_2^X)}{f_2^2 - f_1^2} \quad (11)$$

Here, one only needs to know X to estimate the VBI. As a first step, we computed the VBI throughout the river cross-section using the 0.5/1.0 MHz frequency couple for $X = 4$, i.e. assuming that the backscatter signal was only due to small suspended solid particles deep in the Rayleigh regime ($ka \ll 1$). To facilitate the interpretation of the results, VBI values were converted in dB: $\text{VBI}_{\text{dB}} = 10 \log_{10}(\text{VBI}/\text{VBI}_{\text{ref}})$ where VBI_{ref} is a reference value that was computed from eq. (8) for a suspension of sand particles of 100 μm in diameter, at 1.0 g/l.

Then, we estimated X throughout the river cross-section using the following method: i/ the VBI was computed for various values of X for the frequency couples 0.5/1.0, 0.5/2.5, 1.0/2.5 MHz ; ii/ we extracted the value of X that minimized the differences in VBI between the three frequency couples.

4.3 High SSC acoustic inversion (Site 2)

When SSC is high as it was the case at Site 2 (~ 10 g/l), sediment attenuation (α_s) is no longer negligible. Then, one can suppose that α_s is more variable than α_w , as it is likely that the SSC is more variable than water temperature throughout the river cross-section. Therefore, we assumed that α_w was approximately constant throughout the river cross-section, while α_s was supposed variable. Fine and sand sediments were considered independently. Their respective concentrations were considered variable throughout the river cross-section, but their respective PSDs were considered constant. We also made the hypothesis that acoustic attenuation was only due to fine sediments, and acoustic backscatter was only due to sand sediments. Under these hypotheses, the Hurther et al.

[2011] bi-frequency inversion method can be applied to get rid of sediment attenuation.

Taking the logarithm of eq. (7) at two frequencies f_1 and f_2 , one obtains:

$$\left\{ \begin{array}{l} \log_e(\text{VBI}.f_1^X) = \log_e(J_1 e^{4r\alpha_w,1}) + 4\zeta_1 \int_0^r M_f dr \quad (12a) \\ \log_e(\text{VBI}.f_2^X) = \log_e(J_2 e^{4r\alpha_w,2}) + 4\zeta_2 \int_0^r M_f dr \quad (12b) \end{array} \right.$$

where ζ_1 and ζ_2 are the sediment attenuation constants (eq. 3) at f_1 and f_2 frequency, respectively, and M_f is the SSC of fine sediments. These equations are combined in the following way: $\zeta_2 \times (12a) - \zeta_1 \times (12b)$. Then, one obtains an expression of the VBI that does not depend on sediment attenuation:

$$\log_e(\text{VBI}) = \frac{\zeta_2 \log_e(J_1 e^{4r\alpha_w,1}/f_1^X)}{\zeta_2 - \zeta_1} - \frac{\zeta_1 \log_e(J_2 e^{4r\alpha_w,2}/f_2^X)}{\zeta_2 - \zeta_1} \quad (13)$$

Note that under the assumption of constant PSD of the fine sediment fraction, ζ_1 and ζ_2 are constant throughout the river cross-section. In addition, under the assumption of constant PSD of the sand fraction, X is also constant throughout the cross-section. We estimated the values of ζ_1 , ζ_2 and X using calibration data from water samples collected at various depths on the same vertical. The following method was applied:

1. a near-bottom "calibration water sample" with high concentration of sand particles was selected. We call this sample WS_{NB} . We used the sand SSC and PSD data of this sample to compute s_v from eq. (2) using Moate and Thorne [2012] model, under the hypothesis that sand particles dominate the backscatter signal. Then, X was determined from eq. (6) as $X = \log_e(s_{v,1}/s_{v,2})/\log_e(f_1/f_2)$;
2. the estimation of s_v for the WS_{NB} sample was used to retrieve α_s at the sampling location from eq. (7): $\alpha_s = \log_e(s_v/J)/(4r_s) - \alpha_w$, where r_s is the distance between the WS_{NB} sampling location and the ABS. As the ABS was deployed down-looking from the surface, r_s is actually the depth at which WS_{NB} was collected. Then, the fine sediment concentration profile above WS_{NB} was estimated by linearly interpolating fine SSC data obtained from water sampling at various depths on the vertical. This allowed to roughly estimate $\int_0^{r_s} M_f(r)dr$. Finally, the sediment attenuation constants were estimated from eq. (3): $\zeta = \alpha_s/[(1/r_s) \int_0^{r_s} M_f(r)dr]$, under the assumption that fine sediments dominate the sediment attenuation.

Once X , ζ_1 , and ζ_2 are known, one can estimate the VBI throughout the river cross-section. This was

done at Site 2 using the frequency couple 0.3/1.0 MHz. Then, assuming that acoustic backscatter was only due to sand particles, sand SSC was estimated throughout the river cross-section as:

$$M_s = \frac{16\pi \times \text{VBI} \times f^X}{3k_s^2} \quad (14)$$

where M_s is the concentration of sand particles and k_s is the sediment backscatter constant computed from eq. (2) using the sand PSD of the WS_{NB} sample.

Under the assumption that sediment attenuation was only due to fine sediments, the mean concentration of fine sediments between the ABS and a water volume located at range r can be estimated as:

$$\frac{1}{r} \int_0^r M_f dr = \frac{1}{\zeta} \times \left[\frac{1}{4r} \log_e \left(\frac{\text{VBI} \times f^X}{J} \right) - \alpha_w \right] \quad (15)$$

5 Results

5.1 Site 1 (low SSC)

To confirm that $\alpha_s \ll \alpha_w$ at Site 1, we used the Fluid Corrected Backscatter slope in the first meters of the water column to roughly estimate sediment attenuation [cf. Wright et al., 2010]. As sediment concentration was low, we were able to estimate α_s only at high frequency. At 5.0 MHz, we found $\alpha_s \sim 0.07 \text{ m}^{-1}$, which was actually much lower than water attenuation $\alpha_w \sim 1.0 \text{ m}^{-1}$ estimated from water temperature.

Fig. 4a shows the VBI computed throughout the river cross-section from eq. (11), using the 0.5/1.0 MHz frequency couple with X set to 4. White areas correspond to $\text{SNR} \leq 2$: the acoustic signal was not analysed because we considered it was too close to the background noise level. Measured SSC from water samples is also shown. SSCs in the Rhône River (left-hand side of the cross-section) might have been slightly larger than SSCs in the Saône River (right-hand side of the cross-section) but the sampled SSCs showed no substantial differences.

Whereas sampled SSCs do not show large variations, the VBI plot is more contrasted. In particular, one can observe unexpectedly strong VBI vertical patterns in the first meters of the water column, that actually do not look like real sediment patterns. The origin of these features is unclear. The VBI is also slightly higher on the very left side of the cross-section, close to the river bed. Stronger backscatter in this region could indicate slightly higher SSC and/or particle size, that was not caught by water sampling.

Fig. 4b shows the estimation of X using the three frequencies 0.5, 1.0, and 2.5 MHz. Interestingly, the strong VBI patterns observed close to the surface in Fig. 4a correspond to very low X values (< 2) in Fig. 4b. This indicates that the scattering response in these regions was close to the geometric regime, i.e. $ka \sim 1$.

5.2 Site 2 (high SSC)

Water sample PSD and SSC data at Site 2 were used to model the theoretical volume backscattering (s_v) from eq. (2) and the theoretical sediment attenuation (α_s) from eq. (3). We found that sand particles were theoretically the source of 91 to 99 % of the total volume backscattering. Conversely, fine particles theoretically accounted for 85 to 98 % of the total sediment attenuation. Therefore, the hypothesis that sand particles dominate the backscatter while fine particles dominate the sediment attenuation was fairly met.

We used the water sample collected close to the bottom of the Isère River on the left side of the cross-section as the WS_{NB} "calibration sample" introduced in section 4.3. We chose this sample because it had the highest concentration of sand. It gave more confidence on PSD and SSC measurements, as well as on acoustic measurements due to higher backscatter signal. The sand PSD of this sample corresponds to the black line in Fig. 5. It is relatively representative of the sand PSD of other water samples collected at Site 2. Note that, in Fig. 5, fine and sand distributions partially overlap. This was unexpected as the water samples were sieved at $63 \mu\text{m}$ prior to PSD measurements to separate fine and sand sediment fractions. The observed overlapping can be due to laser-diffraction uncertainties and/or effects of the non-spherical shape of the particles.

The values of ζ and X were estimated as described in section 4.3. We found $X = 3.54$ for the 0.3/1.0 MHz frequency couple, and ζ values of 0.048 and $0.091 \text{ l.g}^{-1}.\text{m}^{-1}$ at 0.3 and 1.0 MHz, respectively. Finally, we obtained an estimation of sand SSC (Fig. 6a) from eq. (14) and fine SSC (Fig. 6b) from eq. (15). Note that in the later case, we considered that $M_f(r) \approx (1/r) \int_0^r M_f dr$ as a first approximation. Obtaining the "real" value of $M_f(r)$ from $(1/r) \int_0^r M_f dr$ would have required a proper method to deal with noisy α_s profiles, that was not developed in this study.

The crosses in Fig. 6 indicate water sampling locations, black figures show SSC measurement from water samples and red figures show the corresponding acoustic inversion outputs averaged in a rectangle of $\sim 2 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$ (laterally/vertically) around the sampling point. Unfortunately, acoustic data were missing in some areas close to the river bed due to high concentration of fine sediments that led to strong acoustic attenuation. Therefore, white areas above the bed in Fig. 6 actually correspond to areas of high concentration of fine sediments.

Interestingly, one clearly sees in Fig. 6 what happened at this river confluence. Due to the upstream dam flushing, the Isère River SSC was much higher than the Rhône River SSC. In addition, water temperature was lower in the Isère River by $\sim 1.5^\circ\text{C}$. Therefore, Isère water (left side of the cross-section) was denser and plunged under Rhône water at the confluence. This is particularly well illustrated in Fig. 6b by the contrast in fine SSC that fairly precisely shows the

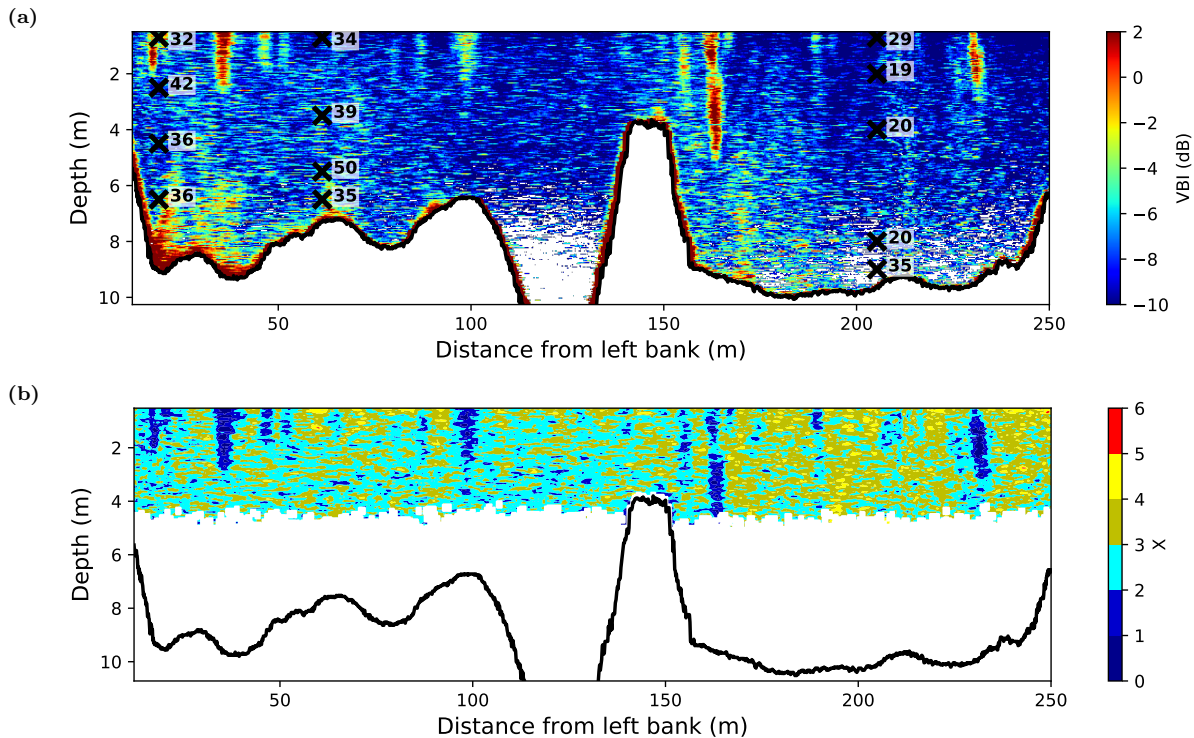


Figure 4: Site 1 river cross-section: (a) VBI plot obtained from the 0.5/1.0 MHz frequency couple with X set to 4, labelled crosses indicate water sample SSC in mg/l ; (b) values of X obtained using the three frequencies 0.5, 1.0 and 2.5 MHz. Note that missing values close to the bottom are due to limitations in detection range, that vary depending on the frequency.

interface between the two fluxes.

Fig. 7 compares fine and sand inverse SSCs at the sampling locations with the measurements. The results are relatively scattered and inverse sand SSC was prob-

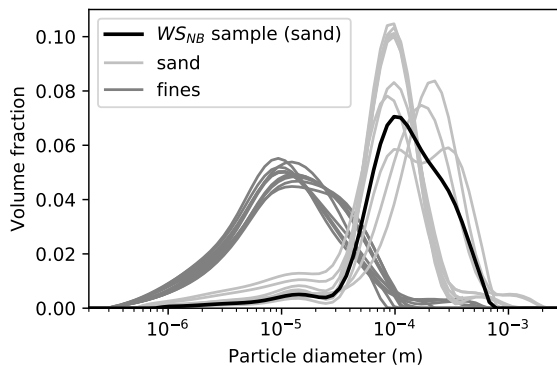


Figure 5: Water sample fine (dark grey) and sand (light grey) volume PSDs measured by laser-diffraction at Site 2. The water samples were previously sieved at $63 \mu\text{m}$ to separate fine and sand particles. The black curve shows the sand PSD of the WS_{NB} "calibration water sample". Note that fine and sand distributions are not weighted by their relative mass concentrations in this figure.

ably underestimated. Strongest relative errors are in the order of 100 %. In terms of absolute error, extreme values are -3.2 g/l for fine SSC (relative error of 25 %) and -0.4 g/l for sand (relative error of 76 %). Despite these relatively large errors, the results are encouraging: they were obtained with strong simplifications on the suspension. In addition, acoustic measurements and water sampling were not performed at the same time. The Niskin bottle used to collect water samples is an instantaneous sampler: it does not provide time-integrated data as isokinetic samplers do. Therefore, Fig. 7 also includes errors due to the high temporal variability of the suspension and to the large spatial gradients. This is particularly true for some samples taken near the flow interface between Isère and Rhône waters.

The results presented in this section were obtained using the 0.3/1.0 MHz frequency couple, because this couple led to the best match between inverse SSCs and water sample measurements. Using the 0.5/1.0 MHz frequency couple led to similar results, although the mean relative error was slightly higher (60 % vs. 50 % for 0.5/1.0 MHz and 0.3/1.0 MHz frequency couples, respectively). Using the 0.3/0.5 MHz couple was less successful: errors in inverse SSC were much higher, reaching one order of magnitude in some areas of the cross-section.

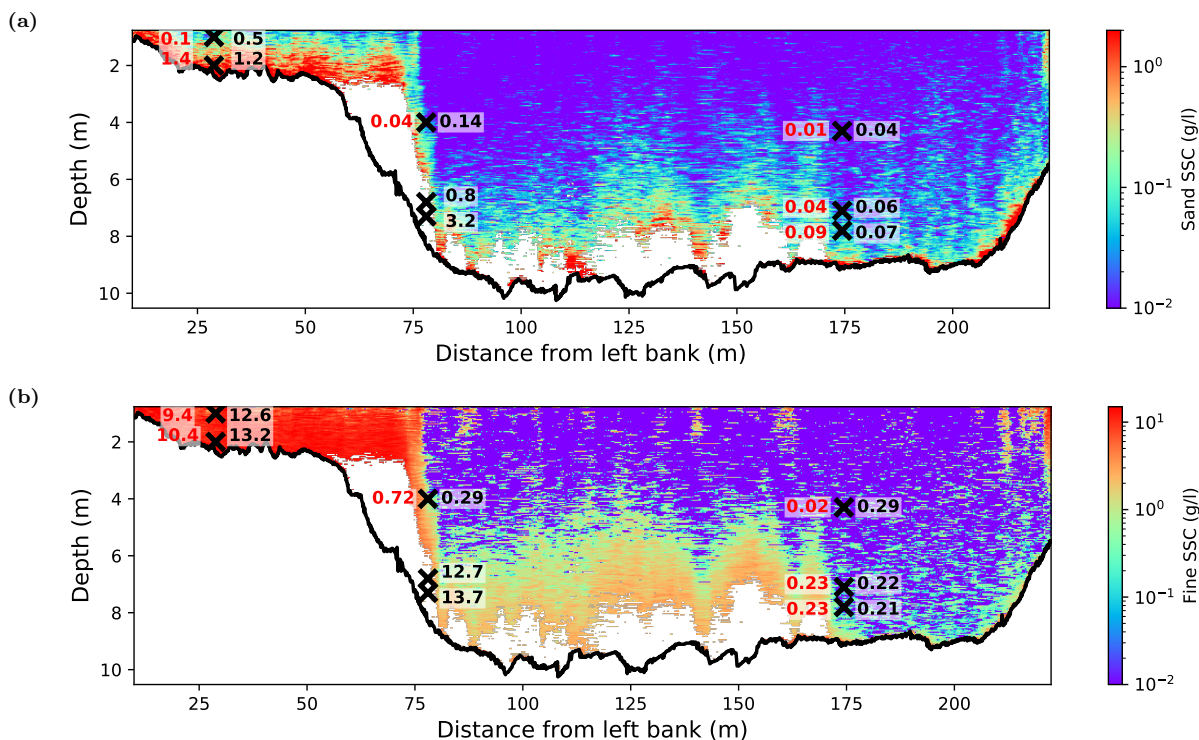


Figure 6: Site 2 inverse SSC outputs (a) sand SSC ; (b) fine SSC. Crosses show sampling locations, black labels show SSC data from water samples in g/l, red labels show inverse SSC around the sampling point in g/l. Missing data close to the bottom of the cross-section are due to high concentration of fine sediments that led to strong acoustic attenuation.

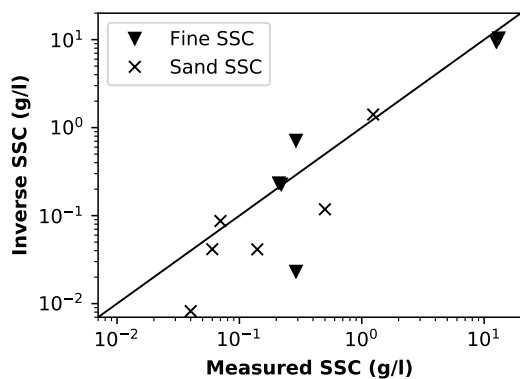


Figure 7: Inverse SSC outputs at the sampling points vs. measurements. Solid line is the line of perfect agreement.

6 Discussion

What does produce sound backscatter in rivers?

Many studies dealing with acoustic measurement of suspended sediments considered that sound backscattering was only due to solid suspended particles. Most of these studies were dedicated to the measurement

of marine sand suspensions, where: i/ the presence of other scatterers like air micro-bubbles or flocs is more unlikely ; ii/ sand particles produce strong backscatter signal at common ABS or ADCP frequencies. These conditions are not obviously met in rivers. However, as far as we know, this issue has not been studied yet.

We identified five potential sources of backscatter in rivers: solid particles, flocs, air micro-bubbles, micro-organisms and micro-structures generated by turbulence. The authors believe that the first three processes are probably the most important ones – at least when the SSC is relatively high – but this needs to be confirmed in further studies. Fig. 8 shows the theoretical backscattering cross-section σ_{bs} [cf. Medwin and Clay, 1998] as a function of frequency for the following scatterers: a clay particle of $10 \mu\text{m}$ in diameter [Thorne and Meral, 2008], a sand particle of $140 \mu\text{m}$ in diameter [Thorne and Meral, 2008] ; a floc of density $1550 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ and diameter $140 \mu\text{m}$ [Thorne et al., 2014] ; a bubble of $10 \mu\text{m}$ in diameter [Medwin and Clay, 1998]. In the frequency range $0.3 - 5.0 \text{ MHz}$ of the ABS used in this study, that corresponds to the white area of Fig. 8, we observe that fine particle backscatter is by far the weakest. Therefore, scatterers with larger σ_{bs} like flocs or air micro-bubbles can dominate the backscatter response, even if they are few in numbers. Air micro-bubble backscattering

is particularly strong, with a resonance effect close to $ka = 0.0136$ [Medwin and Clay, 1998].

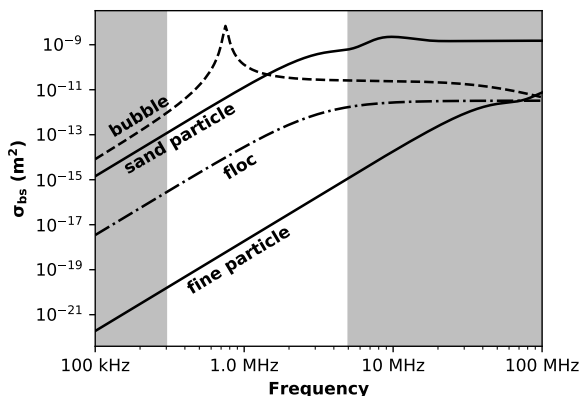


Figure 8: Theoretical backscattering cross-section σ_{bs} as a function of frequency for: a fine solid particle of $10 \mu\text{m}$ in diameter ; a floc of density 1550 kg.m^{-3} and diameter $140 \mu\text{m}$; a sand particle of $140 \mu\text{m}$ in diameter ; an air bubble of $10 \mu\text{m}$ in diameter. The white area shows the frequency range $0.3 - 5.0 \text{ MHz}$ covered by the ABS used in this study.

Evidences of non-solid particle backscattering at Site 1

Fig. 8 well illustrates that, in the frequency range of the ABS used in this study, the backscatter response of fine particles is located deep in the Rayleigh regime. In this regime, $X = 4$ and σ_{bs} as well as s_v are proportional to f^4 . However, the strange vertical patterns observed at Site 1 in Fig. 4 have low X values ($X < 2$), which means that the backscatter response was close to the geometric regime ($ka \sim 1$). For solid particles, this would mean a particle diameter in the order of $\sim 500 \mu\text{m}$, which is very unlikely to happen at the top of the water column. In addition, laser-diffraction measurements at Site 1 showed that 90 % of the total volume of the suspended sediments was composed of particles $< 60 \mu\text{m}$. Therefore, we suspect that solid-particle backscattering might not dominate the backscatter response throughout the entire river cross-section at Site 1.

Can air micro-bubbles impact the acoustic response?

Air micro-bubbles ($1 - 100 \mu\text{m}$) could be generated by a number of causes: wind waves, wake waves, navigation, obstacle backwash, living organisms, etc. Small bubbles ($< 1 \mu\text{m}$) tend to dissolve into water, while bigger bubbles tend to come up to the surface. Therefore, air micro-bubbles have a typical size of one to a few dozens of microns, and could be more likely found at the top of the water column.

The authors suspect air micro-bubbles to be the cause of the strange vertical patterns observed at Site 1. This could explain the high VBI as well as low X values obtained. Studying air micro-bubbles close to the sea surface, Trevorrow [2003] found similar plume-like vertical patterns, that could penetrate down to 25 m depth.

At Site 2, Fig. 6b also shows strange vertical patterns of high fine SSC close to the surface and close to the right bank. As fine SSC was derived from α_s , it makes the authors suspect that air micro-bubbles could also potentially impact acoustic attenuation in a non-negligible way.

Why are better results obtained for high SSC?

The authors believe that the relative success of acoustic inversion at Site 2 was due to rather high levels of fine and sand SSCs, that made solid particles dominate the acoustic backscatter and attenuation. The calibration process was fairly successful probably because sand backscattering was strong enough and was relatively well modelled thanks to marine science studies. It allowed to estimate the sediment attenuation constant ζ with acceptable accuracy, which in turn allowed to invert sand and fine SSCs throughout the river cross-section with a relative success. Therefore, the method used at Site 2 may be suitable only when solid particles dominate the acoustic response, i.e. for relatively high levels of fine and sand SSCs.

The authors also believe that, using the bi-frequency inversion technique, a greater range between the two frequencies increases the method accuracy, as the acoustic responses are more contrasted. This may be the reason why the frequency couple $0.3/1.0 \text{ MHz}$ led to much better results than the $0.3/0.5 \text{ MHz}$ couple, typically.

The critical estimation of ζ

When sediment attenuation is not negligible, the sediment attenuation constant ζ is needed to properly invert the acoustic signal. This parameter is critical, as small errors in the estimation of ζ can lead to rather large errors in inverse SSC.

One option for estimating ζ is to use the "horizontal ADCP" technique [Wright et al., 2010], that requires a homogeneous suspension along the acoustic beam, or at least in a sufficient portion of the beam. The condition of homogeneity is usually met in horizontal deployment configurations. Sometimes, it can also be met in the first meters of the water column when deploying the instrument vertically. When the condition of homogeneity is fairly met, one can measure α_s from the slope of the Fluid Corrected Backscatter [FCB, cf. Moore et al., 2012] and use fine SSC data from water sampling to estimate $\zeta = \alpha_s/M_f$.

However, an area with homogeneous suspension is not always found when deploying the instrument down-

looking. It was the case at Site 2 on the left side of the cross-section: the concentration was increasing from the surface to the bed. Even when the suspension is fairly homogeneous, another problem can be that α_s is too small ($< 0.1 \text{ m}^{-1}$) at low frequency to be measured accurately. It was the case at Site 2 on the right side of the cross-section. Then, we could not use the FCB to estimate ζ at Site 2.

Another option for estimating ζ would be using water sample PSD data to model it from eq. (3). However, this method is often rather inaccurate. For instance, at Site 2, we compared the value of ζ obtained from in situ calibration to the modelled value computed from water sample PSD data, using Urick [1948] viscous attenuation model and Thorne and Meral [2008] scattering attenuation model, with ρ_s set to 2650 kg.m^{-3} . At 0.3 and 1.0 MHz, in situ ζ values were higher than modelled values by 46 % and 30 %, respectively. Note that such model underestimation was also observed in other similar recent studies [Haught et al., 2017].

The gap between in situ ζ estimation and the model prediction could be partly due to the fact that laser-diffraction technology measures the geometric cross-section of the particles, while acoustic viscous attenuation depends on their outside surface. For highly non-spherical particles like river fine suspended sediments, we usually observe that the "effective" particle size leading to accurate modelling of acoustic attenuation is smaller than the particle size measured by laser-diffraction.

Therefore, we tried to find an "optimal" log-normal PSD that could lead to better agreement between in situ and modelled ζ . This approach was unsuccessful: for all simulated PSDs as well as for laser-diffraction measurements, the ratio of modelled ζ at 0.3 MHz to modelled ζ at 1.0 MHz was always smaller than the in situ ratio. In other words, we did not find a PSD that could make the model fit both 0.3 and 1.0 MHz in situ ζ values. This could mean that Urick [1948] formula is not suitable for modelling fine sediment acoustic attenuation in rivers. However, the authors also suspect that other processes like air micro-bubbles could increase acoustic attenuation, in particular at low frequency.

Finally, ζ can also be estimated using a target of known backscatter associated with water sampling. The target could be the river bed, if the reflection coefficient of the bed is known (it may be possible to measure it in clear water conditions). In this study (Site 2), we used the near-bottom sand suspension on the left side of the cross-section as a calibration target. When the backscatter produced by the target is known, one can estimate α_s between the target and the sonar. If the fine SSC profile between the target and the sonar is also known, ζ can be estimated as $\zeta = \alpha_s / \int_0^r M_f dr$.

The best way for determining ζ (i.e. FCB slope, modelling or calibration target) certainly depends on the study site and the experimental conditions.

7 Conclusion

In this paper, we explored some possibilities offered by the deployment of a multi-frequency ABS to investigate SSC throughout a river cross-section. Two different sites were investigated: one with low sediment load conditions (Site 1), and the other one with relatively high and heterogeneous levels of SSC (Site 2). The most positive result is probably that we managed to obtain a realistic estimation of fine and sand SSC throughout the river cross-section at Site 2. This was made by using a modified version of the Hurther et al. [2011] bi-frequency inversion technique, assuming that sand particles dominate the backscatter and fine particles dominate the attenuation. To apply the bi-frequency technique, one should know the "sediment backscatter constant" (k_s) and the "sediment attenuation constant" (ζ), the later parameter being rather critical. We used sand PSD data from water sampling to model k_s . As modelling ζ was unsuccessful, it was estimated using an in situ calibration approach: i/ a near-bottom water sample with high amount of suspended sand was selected ; ii/ the volume backscatter (s_v) of this sample was modelled ; iii/ the sediment attenuation (α_s) between the sampling location and the ABS was estimated ; iv/ the measured fine SSC profile between the near-bottom sample and the ABS was used to estimate ζ .

Behind the relative success of this inversion method, the present work faced many issues. First, the effective detection range of the instrument was limited, either by acoustic attenuation or by weak suspension echo. Consequently, "blank areas" were observed in both case studies. More powerful instruments would be useful for reducing this problem. At Site 1 (low concentration), vertical patterns of strong backscatter were observed, that do not look like sediment patterns. This raises the important issue of determining the sources of sound backscattering and attenuation in rivers: the authors strongly suspect that other scatterers (flocs, air micro-bubbles, ...) may sometimes significantly contribute to the acoustic response. We attribute the relative success of SSC inversion at Site 2 to favourable conditions, where solid particles probably dominated the acoustic backscatter and attenuation throughout the river cross-section.

We conclude that hydroacoustic techniques using multiple frequencies are promising for extracting information on the sediment suspension throughout an entire river cross-section. Eventually, these techniques can lead to retrieve fine and sand SSCs in favourable conditions, i.e. when the acoustic response is dominated by solid suspended particles, and when prior information (e.g. water samples) is available in sufficient quantity and quality. This work claims for more field research in order to determine the type and the relative importance of the sources of backscatter and attenuation in rivers. It also calls for the development of more

powerful calibrated multi-frequency ABSs suitable for river deployment.

Acknowledgement

Alexander E. Hay (Dalhousie University, Canada) is gratefully acknowledged for his insightful comments on this manuscript, as well as Guillaume Fromant and David Hurther (LEGI, France), and Stephanie Moore (ECC, Canada). The authors thank Guillaume Dramais, Mickaël Lagouy and Frédéric Lacroix of Irstea technical staff, as well as Xavier Martin of the Compagnie Nationale du Rhône (CNR) for their assistance with the experimental work. Adrien Vergne’s PhD was partly funded by the CNR. Particle size laser-diffraction measurements were made at the Ecole Nationale des Travaux Publics de l’Etat (ENTPE). This study contributes to the Rhône Sediment Observatory (OSR), a multi-partner research program funded through the Plan Rhône by the European Regional Development Fund (ERDF), Agence de l’eau RMC, CNR, EDF and three regional councils of France (Auvergne-Rhône-Alpes, PACA and Occitanie).

Appendix

Signal despiking

Backscatter signal in rivers can be “polluted” by strong isolated echoes from large scatterers (fishes, small woody debris, large air bubbles, etc.), that result in “spikes” in the raw backscatter signal. These spikes being rare but much stronger than the echo produced by the suspension, they can significantly increase the quadratic mean of the backscatter signal used in many inversion algorithms. Applying a simple threshold to remove these spikes is not recommended as their intensity strongly depends on acoustic attenuation and numerous other factors. In this study, we applied a rather simple method based on signal statistics to roughly remove these spikes.

An incoherent suspension of sufficiently numerous scatterers theoretically leads to a Rayleigh signal distribution [Siddiqui, 1962, Thorne and Campbell, 1992]. One property of Rayleigh distributions is that the ratio $\overline{V^2}/\overline{V}^2$ – sometimes called “signal to noise ratio” – should be theoretically equal to $4/\pi$. Sparse strong echo values result in “heavy tail” Rayleigh distributions, i.e. they make the signal statistics deviate from Rayleigh at the very (right) end of the distribution. As a consequence, this raises the echo distribution “signal to noise ratio” above $4/\pi$.

To detect unwanted spikes, we divided the backscatter signal of the river cross-section in small samples of ~ 120 echo values, i.e. rectangle areas of ~ 25 cm in height (7 vertical sonar cells) and ~ 50 cm in width (17 sonar pings). In each sample, we iteratively removed

the highest echo value until satisfying the condition $\overline{V^2}/\overline{V}^2 \leq 1.15 \times 4/\pi$. We chose to stop the algorithm 15 % above the theoretical ratio of $4/\pi$ to avoid removing too many echoes, but this threshold is rather arbitrary. We kept track of the removed values. As the sampling areas were partially overlapping, each single backscatter echo was actually tested several times. Echo values that had been removed by the algorithm more than once, i.e. that were detected as “too strong” at least in 2 overlapping samples, were considered as “spikes” and were removed from the raw backscatter data. Fig. 9 illustrates the impact of this algorithm on a backscatter echo sample. In this example, the algorithm removed the highest 3 values of the sample over 119 echo values, which made the despiked signal distribution closer to Rayleigh theory. Removing these values made $\overline{V^2}$ drop by 41 %.

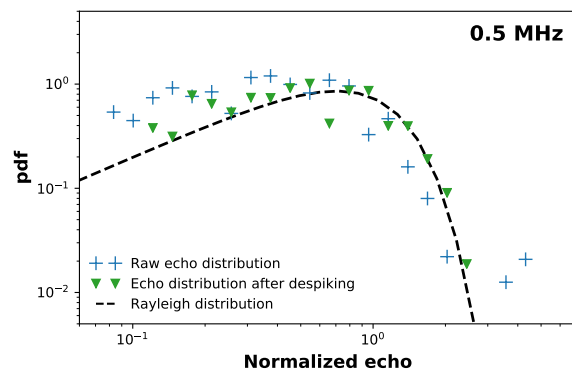


Figure 9: Example of the impact of the despiking algorithm on the distribution of a backscatter echo sample. The sample was composed of 119 echo values at 0.5 MHz taken from Site 2 around the location ~ 192 m from left bank at ~ 3 m depth. Crosses show the initial echo distribution, triangles show the distribution after despiking, dashed line shows the theoretical Rayleigh distribution. Echo values were normalized following the method explained in Appendix B of Lee and Stanton [2014].

This rough and simple method relatively efficiently detected the strongest signal spikes. However, we did not investigate its impact in detail, in particular when the raw echo distribution strongly deviated from Rayleigh theory. Further research on more sophisticated despiking techniques would certainly be useful.

Lateral averaging

In order to “smooth” the raw backscatter signal, i.e. to reduce the intrinsic variability of the acoustic signal due to the random position of the scatterers in the water column, we averaged the signal laterally. This was done by applying a moving average algorithm: for each cell of the backscatter echo matrix, we computed the quadratic average over ± 8 lateral echoes, i.e. ± 8 sonar

pings. It corresponded roughly to a lateral distance of ± 0.25 m, given the ping frequency of 8 Hz and the vessel speed of ~ 0.25 m/s. Note that as the vessel speed varied, the lateral distance on which the averaged echo was actually computed also varied. We did not average the signal on more echoes in order to keep as much spatial information as possible. In order to plot backscatter echoes against distance from left bank, we divided the river transect in 30 cm range gates. Only the first (despiked and averaged) ping in each gate was selected and used in the inversion algorithms.

When applying these rough treatments to the raw backscatter signal, the lateral spatial range on which the signal was averaged and the "real" lateral position of the echoes can actually vary by a few dozens of centimetres. This may not be significant compared to the lateral scale of the river cross-sections investigated (~ 250 m).

References

- Y. C. Agrawal and D. M. Hanes. The implications of laser-diffraction measurements of sediment size distributions in a river to the potential use of acoustic backscatter for sediment measurements. *Water Resour. Res.*, 51:8854–8867, 2015.
- M. A. Ainslie and T. G. Leighton. Review of scattering and extinction cross-sections, damping factors, and resonance frequencies of a spherical gas bubble. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130:3184–3208, 2011.
- E. Armijos, A. Crave, R. Espinoza, P. Fraizy, A. L. M. R. Dos Santos, F. Sampaio, E. De Oliveira, W. Santini, J. M. Martinez, P. Autin, N. Pantoja, M. Oliveira, and N. Filizola. Measuring and modeling vertical gradients in suspended sediments in the Solimões/Amazon River. *Hydrological Processes*, 31:654–667, 2017.
- S. Baranya and J. Józsa. Estimation of suspended sediment concentrations with ADCP in Danube River. *J. Hydrol. Hydromech.*, 61:232–240, 2013.
- K. F. E. Betteridge, P. D. Thorne, and R. D. Cook. Calibrating multi-frequency acoustic backscatter systems for studying near-bed suspended sediment transport processes. *Cont. Shelf Res.*, 28:227–235, 2008.
- J. A. Boldt. From mobile ADCP to high-resolution SSC: a cross-section calibration tool. In *Proceedings of the SEDHYD 2015 Conference*, pages 1258–1260, USA, Nevada, Reno, 2015.
- J. Dalen and A. Løvnik. The influence of wind-induced bubbles on echo integration surveys. *J. Acoust. Soc. Am.*, 69:1653–1659, 1981.
- A. Defendi, V. Kovačević, F. Arena, and L. Zaggiaa. Estimating sediment transport from acoustic measurements in the Venice Lagoon inlets. *Cont. Shelf Res.*, 30:883–893, 2010.
- A. Downing, P. D. Thorne, and C. E. Vincent. Backscattering from a suspension in the near field of a piston transducer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97:1614–1620, 1995.
- G. Dramais, B. Camenen, J. Le Coz, F. Thollet, C. Le Bescond, M. Lagouy, A. Buffet, and F. Lacroix. Comparison of standardized methods for suspended solid concentration measurements in river samples. In *Proceedings of the River Flow 2018 Conference*, volume 40, 2018. URL <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20184004018>.
- R. E. François and G. R. Garrison. Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 75:896–907, 1982.
- G. Fromant, F. Floc'h, A. Lebourges-Dhaussy, F. Jourdin, Y. Perrot, N. Le Dantec, and C. Delacourt. In situ quantification of the suspended load of estuarine aggregates from multifrequency acoustic inversions. *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 34:1625–1643, 2017.
- L. Gostiaux and H. van Haren. Extracting meaningful information from uncalibrated backscattered echo intensity data. *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 27:943–949, 2010.
- D. M. Hanes. On the possibility of single-frequency acoustic measurement of sand and clay concentrations in uniform suspensions. *Cont. Shelf Res.*, 46:64–66, 2012.
- D. Haught, J. G. Venditti, and S. A. Wright. Calculation of in situ acoustic sediment attenuation using off-the-shelf horizontal ADCPs in low concentration settings. *Water Resour. Res.*, 53:5017–5037, 2017.
- A. E. Hay and A. S. Schaafsma. Resonance scattering in suspensions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85:1124–1138, 1989.
- G. P. Holdaway, P. D. Thorne, D. Flatt, S. E. Jones, and D. Prandle. Comparison between ADCP and transmissometer measurements of suspended sediment concentration. *Cont. Shelf Res.*, 19:421–441, 1999.
- D. Hurther and P. D. Thorne. Suspension and near-bed load sediment transport processes above a migrating, sand-rippled bed under shoaling waves. *J. Geophys. Res.*, 116(C07001), 2011.
- D. Hurther, P. D. Thorne, M. Bricault, U. Lemmin, and J.-M. Barnoud. A multi-frequency Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes. *Coast. Eng. J.*, 58:594–605, 2011.
- M. N. Landers, T. D. Straub, M. S. Wood, and M. M. Domanski. Sediment acoustic index method for computing continuous suspended-sediment concentrations. USGS Techniques and Methods, book 3, chap. C5, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.3133/tm3C5>.
- F. G. Latosinski, R. N. Szupiany, C. M. García, M. Guerrero, and M. L. Amsler. Estimation of concentration and load of suspended bed sediment in a large river by means of acoustic doppler technology. *J. Hydraul. Eng.*, 140(04014023), 2014.
- A. C. Lavery, R. W. Schmitt, and T. K. Stanton. High-frequency acoustic scattering from turbulent oceanic microstructure: The importance of density fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114:2685–2698, 2003.
- A. C. Lavery, W. R. Geyer, and M. E. Scully. Broadband acoustic quantification of stratified turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 134:40–54, 2013.
- W.-J. Lee and T. K. Stanton. Statistics of echoes from mixed assemblages of scatterers with different scattering amplitudes and numerical densities. *IEEE J. Ocean. Eng.*, 39:740–754, 2014.
- I. T. MacDonald, C. E. Vincent, P. D. Thorne, and B. D. Moate. Acoustic scattering from a suspension of flocculated sediments. *J. Geophys. Res.*, 118:2581–2594, 2013.
- H. Medwin and C. S. Clay. *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. Academic Press, 1998.
- L. M. Merckelbach. A model for high-frequency acoustic Doppler current profiler backscatter from suspended sediment in strong currents. *Cont. Shelf Res.*, 26:1316–1335, 2006.

- B. D. Moate and P. D. Thorne. Interpreting acoustic backscatter from suspended sediments of different and mixed mineralogical composition. *Cont. Shelf Res.*, 46:67–82, 2012.
- B. D. Moate, P. D. Thorne, and R. D. Cook. Field deployment and evaluation of a prototype autonomous two dimensional acoustic backscatter instrument: the Bedform And Suspended Sediment Imager (BASSI). *Cont. Shelf Res.*, 112:78–91, 2016.
- S. A. Moore, J. Le Coz, D. Hurther, and A. Paquier. On the application of horizontal ADCPs to suspended sediment transport surveys in rivers. *Cont. Shelf Res.*, 46:50–63, 2012.
- S. A. Moore, J. Le Coz, A. Paquier, and D. Hurther. Using multi-frequency acoustic attenuation to monitor grain size and concentration of suspended sediment in rivers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 133:1959–1970, 2013.
- G. Reichel and H. P. Nachtnebel. Suspended sediment monitoring in a fluvial environment: advantages and limitations applying an Acoustic Doppler Current Profiler. *Water Res.*, 28:751–761, 1994.
- S. D. Richards and T. G. Leighton. Acoustic sensor performance in coastal waters: solid suspensions and bubbles. In *Acoustical Oceanography, Proceedings of the the Institute of Acoustics*, volume 23, pages 399–406, 2001.
- S. D. Richards, T. G. Leighton, and N. R. Brown. Visco-inertial absorption in dilute suspensions of irregular particles. *Proceedings of the Royal Society of London*, 459:2153–2167, 2003.
- M. Rouhnia, A. Keyvani, and K. Strom. Do changes in the size of mud flocs affect the acoustic backscatter values recorded by a Vector ADV? *Cont. Shelf Res.*, 84:84–92, 2014.
- C. Sahin, R. Verney, A. Sheremet, and G. Voulgaris. Acoustic backscatter by suspended cohesive sediments: Field observations, Seine Estuary, France. *Cont. Shelf Res.*, 134:39–51, 2017.
- M. G. Sassi, A. J. F. Hoitink, and B. Vermeulen. Impact of sound attenuation by suspended sediment on ADCP backscatter calibrations. *Water Resour. Res.*, 48(W09520), 2012.
- M. G. Sassi, A. J. F. Hoitink, B. Vermeulen, and H. Hidayat. Sediment discharge division at two tidally influenced river bifurcations. *Water Resour. Res.*, 49:2119–2134, 2013.
- J. Schat. Multifrequency acoustic measurement of concentration and grain size of suspended sand in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101:209–217, 1997.
- H. E. Seim, M. C. Gregg, and R. T. Miyamoto. Acoustic backscatter from turbulent microstructure. *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 12:367–380, 1995.
- C. Shen and U. Lemmin. Ultrasonic scattering in highly turbulent clear water flow. *Ultrasonics*, 35:57–64, 1997.
- M. M. Siddiqui. Some problems connected with Rayleigh distributions. *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, 66D:167–174, 1962.
- P. D. Thorne and S. C. Campbell. Backscattering by a suspension of spheres. *J. Acoust. Soc. Am.*, 92:978–986, 1992.
- P. D. Thorne and D. M. Hanes. A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes. *Cont. Shelf Res.*, 22:603–632, 2002.
- P. D. Thorne and P. J. Hardcastle. Acoustic measurements of suspended sediments in turbulent currents and comparison with in-situ samples. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101:2603–2614, 1997.
- P. D. Thorne and D. Hurther. An overview on the use of backscattered sound for measuring suspended particle size and concentration profiles in non-cohesive inorganic sediment transport studies. *Cont. Shelf Res.*, 73:97–118, 2014.
- P. D. Thorne and R. Meral. Formulations for the scattering properties of suspended sandy sediments for use in the application of acoustics to sediment transport processes. *Cont. Shelf Res.*, 28:309–317, 2008.
- P. D. Thorne, I. T. MacDonald, and C. E. Vincent. Modelling acoustic scattering by suspended flocculating sediments. *Cont. Shelf Res.*, 88:81–91, 2014.
- D. J. Topping and S. A. Wright. Long-term continuous acoustical suspended-sediment measurements in rivers — Theory, application, bias, and error. USGS Professional Paper 1823, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.3133/pp1823>.
- D. J. Topping, S. A. Wright, T. S. Melis, and D. M. Rubin. High-resolution measurements of suspended-sediment concentration and grain size in the Colorado River in Grand Canyon using a multi-frequency acoustic system. In *Proceedings of the 10th International Symposium on River Sedimentation*, Russia, Moscow, August 2007.
- M. V. Trevorrow. Measurements of near-surface bubble plumes in the open ocean with implications for high-frequency sonar performance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114:2672–2684, 2003.
- R. J. Urlick. The absorption of sound in suspensions of irregular particles. *J. Acoust. Soc. Am.*, 20:283–289, 1948.
- J. G. Venditti, M. Church, M. E. Attard, and D. Haught. Use of ADCPs for suspended sediment transport monitoring: an empirical approach. *Water Resour. Res.*, 52:2715–2736, 2016.
- C. E. Vincent and I. T. MacDonald. A flocculi model for the acoustic scattering from flocs. *Cont. Shelf Res.*, 104:15–24, 2015.
- S. A. Wright, D. J. Topping, and C. A. Williams. Discriminating silt-and-clay from suspended-sand in rivers using side-looking acoustic profilers. In *Proceedings of the 2nd Joint Federal Interagency Sedimentation Conference*, USA, Las Vegas, June 2010.

5.3 Conclusion sur les applications en rivière

Les travaux présentés dans ce chapitre ont confirmé l'intérêt des techniques hydro-acoustiques pour obtenir une information spatiale sur la suspension. En particulier, sur le second site étudié, une estimation réaliste de la concentration des sédiments fins et du sable a été obtenue sur toute la section en travers, sauf dans certaines zones près du fond (du fait de la portée limitée de l'instrument, liée à une forte concentration des sédiments fins). Le relatif succès de la méthode appliquée pourrait être dû à une concentration relativement élevée des sédiments en suspension, entraînant une domination de la réponse acoustique par les particules solides en suspension. Couplé à une mesure de vitesse sur la section, ce type d'application pourrait à terme largement améliorer l'estimation du flux solide en suspension.

Ces travaux ont aussi soulevé un certain nombre de questionnements sur l'origine du signal de rétrodiffusion enregistré en rivière. En particulier, sur le premier site étudié (faible concentration), nous avons parfois observé un signal de rétrodiffusion fort et inattendu, produisant des motifs difficilement attribuables à des sédiments en suspension. Nous suspectons d'autres corps diffusants, par exemple des floes et/ou des micro-bulles d'air, d'être à l'origine de ce signal. La présence potentielle d'autres sources de diffusion dans les rivières est discutée plus en détail dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Discussion sur la réponse acoustique en rivière

6.1 Introduction

Les travaux réalisés dans cette thèse ont montré la possibilité d'obtenir une estimation de la concentration des sédiments en suspension à partir du signal acoustique, au moins dans certains cas (cf. Chap. 4 et 5). Cependant, d'importantes divergences ont souvent été observées entre la réponse acoustique modélisée à partir des données de concentration et de granulométrie obtenues par prélèvement, et la réponse acoustique enregistrée en rivière.

Nous avons dans un premier temps suspecté que la réponse acoustique des sédiments fins pouvait éventuellement être mal modélisée. Les travaux expérimentaux réalisés au laboratoire (cf. Chap. 4) ont montré des divergences entre la modéli-

sation et les mesures acoustiques pour une suspension de sédiments fins, mais ces divergences sont largement plus faibles que celles parfois observées sur le terrain.

Ce chapitre présente certains écarts régulièrement observés entre la modélisation et les mesures acoustiques en rivière, à partir d'un ensemble de mesures effectuées sur le Rhône. L'origine de ces écarts est discutée, ainsi que la pertinence et les limites du modèle physique actuellement couramment utilisé, c'est-à-dire la théorie de la rétrodiffusion acoustique par des particules solides non-cohésives, initialement développée en océanographie. Ce chapitre est présenté sous la forme d'un article scientifique.

6.2 Sound scattering by river suspended sediments: limitations of the solid particle theory (article)

Sound scattering by river suspended sediments: limitations of the solid particle theory

Adrien Vergne^a, Céline Berni^a, and Jérôme Le Coz^a

^aIrstea, UR RiverLy, centre de Lyon-Villeurbanne, 5 rue de la Doua CS 20244, 69625 Villeurbanne, France

ABSTRACT

The measurement of suspended sediments from acoustic backscatter was originally developed in marine science for monitoring near-bottom suspensions usually composed of sand particles. In the last decade, there has been a growing interest in adapting these techniques to rivers. The theoretical background developed in oceanography (so called here "solid particle theory") mainly applies to incoherent suspensions of non-cohesive solid particles. So far, this theory has been used for interpreting river backscatter even if it relies on hypotheses that are not obviously met in rivers. This study uses a set of measurements made on the Rhône River (France) to discuss the relevance and the limitations of the solid particle theory for interpreting sound backscattering in rivers. Large discrepancies between model outputs and measurements for frequencies lower than 2.5 MHz suggest that other scattering processes including flocculation and air micro-bubbles may have a large impact on acoustic backscatter and attenuation. Deviations of the backscatter echo distribution from Rayleigh statistics were observed, suggesting that the assumption of incoherent backscattering is not always met. This work calls for the development of a more complete theory for interpreting river backscatter.

keywords: river suspended sediment, river backscatter, acoustic backscatter, ADCP, ABS, echo statistics

Highlights:

- Multi-frequency measurement of river acoustic backscatter at various experimental sites
- Suspended solid particles do not always dominate sound backscattering
- Mixed assemblages of scatterers challenge the classic sonar equation

1 Introduction

Suspended sediments in rivers often show a bi-modal grain size distribution, with a fine sediment mode composed of silt and clay particles, and a coarser mode composed of sand particles [Agrawal and Hanes, 2015, Armijos et al., 2017]. Estimating the suspended sediment load typically requires to measure the suspended sediment concentration (SSC) throughout the river cross-section. Traditionally, SSC measurements have been made by collecting water samples [Gray and Landers, 2014]. However, water sampling techniques result in a poor spatial and temporal measurement resolution. It can lead to large errors in the sediment load estimation, in particular regarding the sand mode [Grams et al., 2018].

Hydroacoustic science is a promising field of research for increasing SSC measurement resolution in rivers. Such techniques were originally developed in acoustical oceanography for measuring near-bottom sediment suspensions [Hay, 1983]. In the last three decades, acoustic backscatter models as well as inversion algorithms have been improved with a focus on sand suspensions [Hay, 1991, Hay and Sheng, 1992, Moate and Thorne, 2012, Sheng and Hay, 1988, Thorne and Buckingham, 2004, Thorne and Meral, 2008, Thorne et al., 1993, among others]. Today, hydroacoustic techniques are used to efficiently retrieve sand SSC from acoustic backscatter at high spatial and temporal resolution, either in the ocean [Thorne and Hardcastle, 1997] or in laboratory flumes [Hurther and Thorne, 2011]. Following the success of Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) technology for monitoring river discharge, there has been a growing interest in adapting SSC measurement techniques developed in oceanography to river environment. In particular, much progress has been made in the last decade in continuously monitoring fine and sand SSCs using side-looking ADCPs [Moore et al., 2013, Topping and Wright, 2016, Topping et al., 2007, among others].

Most studies dealing with acoustic measurement of SSC in rivers used the theoretical background developed in acoustical oceanography. We call this background the "solid particle theory", as the suspended particles are supposed to be non-cohesive and made of solid material. This theory was summarized by Thorne and Hanes [2002] and Thorne and Hurther [2014]. Nonetheless, the relevance of the use of this theory for studying river suspensions is not obvious. Some important differences may exist between ocean and river environments, in particular regarding the particle size distribution (PSD). The main purpose of this paper is to test and question the suitability of the solid particle theory for interpreting sound scattering by river suspensions.

We used a set of measurements made on the Rhône River (France) at various experimental sites, in various sediment load conditions. Water sample data were used to compute the theoretical acoustic response from the solid particle theory. Model outputs are compared to in situ acoustic measurements made with a multi-frequency Acoustic Backscatter System (ABS). The results are discussed. The presentation of the theoretical framework and data set used in this study is relatively succinct. The objective is not to demonstrate any new theory or method. The authors rather intend to open a discussion on various issues, possibilities and limitations related to the use of the solid particle theory in rivers.

2 Solid particle theory

2.1 Hypotheses and sonar equation

The solid particle theory is based on the following hypotheses: i/ sound scattering in the insonified volume is only due to non-cohesive solid particles. Flocculation is excluded, as well as the presence of other sources of backscatter like air micro-bubbles ; ii/ the suspension is incoherent, i.e. the scatterers have a random position ; and iii/ there are enough particles of each type in the insonified volume.

Under these hypotheses, the sonar equation that describes the acoustic backscatter signal recorded by a monostatic sonar system in the presence of suspended scatterers can be written as [Thorne and Hanes, 2002, Thorne and Hurther, 2014]:

$$\overline{V^2} = \frac{16\pi}{3} \frac{k_t^2 s_v}{\psi^2 r^2} e^{-4r(\alpha_w + \alpha_s)} \quad (1)$$

where V is the root mean square of the voltage recorded by the sonar instrument in one sonar cell, $\overline{V^2}$ is the quadratic average of V over many sonar pings, k_t is the instrument calibration constant described by Betteridge et al. [2008], s_v is the volume backscattering coefficient [Medwin and Clay, 1998], r is the range from the transducer, ψ is a near-field correction [Downing et al., 1995], α_w is the acoustic attenuation due to water viscosity and α_s is the attenuation due to the suspended particles. As all the measurements in this study were made in the far field of the transducers, ψ will be ignored ($\psi = 1$). Water attenuation (α_w) was computed from water temperature using the François and Garrison [1982] formula.

2.2 Acoustic backscatter and attenuation

In eq. (1), two parameters depend on the suspension: s_v , that describes the strength of the echo produced by an insonified volume of the water column located at range r from the transducer ; and α_s , that describes the acoustic attenuation due to the suspended particles along the acoustic path. In the solid particle theory, both s_v and α_s are theoretically proportional to SSC.

In the following, we used SSC and PSD data derived from water samples to model s_v and α_s based on the solid particle theory. We used the Thorne and Meral [2008] model to compute s_v and scattering attenuation, and we used the Urick [1948] model to compute viscous attenuation.

2.3 Backscatter frequency response

We call X the slope of the relation of s_v to frequency in log scale:

$$X = \frac{d[\log_e(s_v)]}{d[\log_e(f)]} \quad (2)$$

where f is the acoustic frequency. In the solid particle theory, one usually makes a distinction between two backscattering regimes: the Rayleigh regime, i.e. $ka \ll 1$ where k is the wave number and a is the particle radius ; and the geometric regime, i.e. $ka \gg 1$. The solid particle theory predicts that $X \approx 4$ in the Rayleigh regime and $X \approx 0$ in the geometric regime [Medwin and Clay, 1998].

2.4 Echo statistics

As in most sonar applications, the backscatter signal produced by a suspension of particles is of a statistical nature. The backscatter recorded by the instrument is the sum of all individual echoes produced by the scatterers within the insonified volume. These individual echoes interact in a constructive or destructive way, i.e. in-phase or out-of-phase. As the positions of the

scatterers vary in space and time, the magnitude of the resulting backscatter recorded by the instrument fluctuates from one sonar cell to another, and from ping to ping. Some authors called this signal variability "configurational noise" [Libicki et al., 1989], as it depends on the configuration of the scatterers.

One usually supposes that the positions of the scatterers are random, i.e. that individual echoes are statistically independent with random phases. Then, the suspension is called an incoherent suspension. When summing many sinusoids of same frequency, similar amplitudes, and random phases equally distributed over $[0, 2\pi]$, the amplitude of the resulting wave is a random variable that follows a Rayleigh distribution. This result comes out from the Central Limit Theorem [Siddiqui, 1962]. Therefore, the backscatter signal produced by an incoherent suspension of similar scatterers is theoretically Rayleigh-distributed. This was confirmed experimentally for suspensions of solid particles with narrow PSD [Thorne and Campbell, 1992, Thorne et al., 1993].

The probability density function of a Rayleigh distribution is:

$$\text{pdf}(V, \gamma) = \frac{2V}{\gamma} e^{-V^2/\gamma} \quad (3)$$

where V is the variable that is, in our case, the backscatter signal (voltage) recorded by the ABS, and γ is the Rayleigh distribution parameter. The best way to estimate γ is to use the quadratic mean of the variable (V) over many realizations (e.g. sonar pings): $\gamma \approx \overline{V^2}$ [Siddiqui, 1962]. For instance, averaging 100 values of V will theoretically lead to an accuracy of $\sim 10\%$ in the determination of γ [Thorne and Hanes, 2002].

A very interesting property of γ is:

$$\gamma = \sum_i V_i^2 \quad (4)$$

where V_i is the backscatter signal that would be recorded by the instrument if the i^{th} scatterer were alone in the insonified volume. For solid particles, V_i depends on particle characteristics such as density and particle size ; sonar system characteristics ; and acoustic energy losses [Hay, 1991]. The solid particle theory is actually based on eq. (4), i.e. it makes the assumption that the suspension is incoherent and that backscatter echoes are Rayleigh-distributed. Under these hypotheses, γ can provide information on the number of particles in the insonified volume. As this parameter can be estimated from the quadratic mean of the recorded voltage, the signal distribution is usually not inspected.

3 Measurements

3.1 Study sites

Data were collected at seven experimental sites on the Rhône River, between 2016 and 2018. We were able to observe various levels of SSC, from ~ 0.03 g/l to ~ 10 g/l. Fig. 1 shows a map

of the study sites, the date of data collection, and an order of magnitude of the level of SSC.

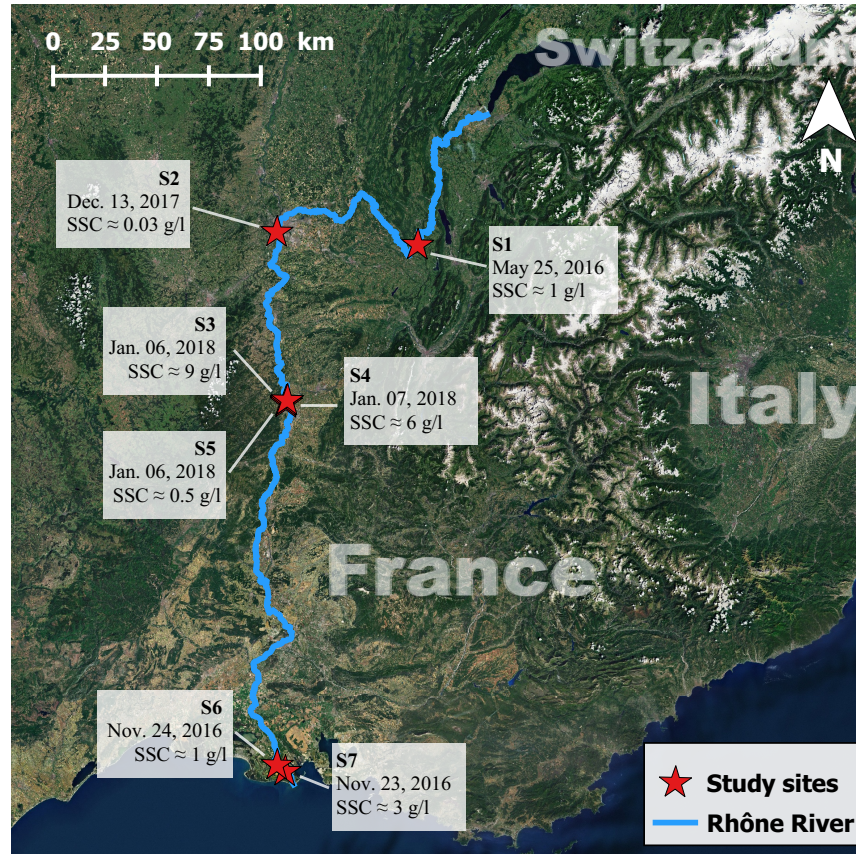


Figure 1. Map of the study sites. Labels indicate the site reference (e.g. S1), the date of data collection and an order of magnitude of the level of suspended sediment concentration (SSC) in the water column.

3.2 Acoustic measurements

At each experimental site, we measured the backscatter response throughout the water column using an ABS Aquascat 1000R. Four frequencies were used at the same time and up to six frequencies were spanned, using the transducers alternatively: 0.3, 0.5, 1.0, 2.5, 4.0 and 5.0 MHz. The instrument was previously calibrated by the manufacturer following Betteridge et al. [2008] procedure.

The instrument was mounted down-looking on a boat. During the time lapse of one acoustic measurement, that lasted for ~ 4 min typically, the boat was kept as stationary as possible, using a GPS. Hundreds to thousands of individual sonar pings were averaged to obtain a mean acoustic backscatter profile throughout the water column at each measurement location.

Often, measurements were made at various locations along the river transect. Typically, one to three verticals were investigated at each experimental site. Sometimes, fairly different data were obtained between the various verticals, particularly when the suspension was not homogeneous laterally throughout the river cross-section.

3.3 Suspended sediment measurements

At each measurement location, water samples were collected at various depths throughout the water column using a 2 Litre Niskin bottle sampler. Water sampling was performed right before or right after acoustic measuring. Water sample SSC was obtained by filtering, and PSD was measured using a laser grain-sizer Cilas 1190 or Malvern Mastersizer 2000.

3.4 Near-surface backscatter and attenuation estimation

The Fluid Corrected Backscatter (FCB) has been widely used for measuring α_s and s_v in the case of a homogeneous suspension along the acoustic beam [e.g. Moore et al., 2012, Wright et al., 2010]. The FCB can be derived from the sonar equation (eq. 1) as:

$$\begin{aligned} \text{FCB} &= \frac{1}{2} \log_e \left(\overline{V^2} r^2 e^{4r\alpha_w} \right) \\ &= \frac{1}{2} \log_e \left(\frac{16\pi}{3} s_v k_t^2 e^{-4r\alpha_s} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

Outside the transducer near field area, the FCB often varies fairly linearly with range r in the first cells of the sonar profile. This was observed at many experimental sites, even when the suspension was not homogeneous along the acoustic beam. Then, it was possible to fit the first cells of the FCB profiles with a linear regression, as shown in Fig. 2. In these cases, one can write $\text{FCB} \approx Ar + C$. The FCB is not defined at the location of the transducer ($r = 0$), but it can be extrapolated from the linear fit. As acoustic attenuation is equal to 0 for $r = 0$, one can estimate s_v close to the surface as:

$$s_v(r = 0) = \frac{3}{16\pi k_t^2} e^{2C} \quad (6)$$

When the suspension was fairly homogeneous in the first meters of the water column (e.g. Fig. 2b), it was also possible to estimate α_s from the FCB slope following the method described in Wright et al. [2010].

4 Results

4.1 Vertical backscatter profiles

Theoretical backscatter profiles were computed from the solid particle theory, using water sample SSC and PSD data interpolated throughout the water column. SSC data were interpolated linearly on the vertical. For PSD interpolation, the following procedure was applied: i/ the volume fraction of each size class was linearly interpolated on the vertical ; ii/ the obtained values were normalized to end up with a PSD in each cell of the sonar profile. Fig. 3 shows examples of modelled and recorded backscatter profiles at three different experimental sites. A similar trend was observed at all the other sites: acoustic backscatter was dramatically underestimated by the solid particle theory at low frequencies (≤ 1.0 MHz). Below 1.0 MHz,

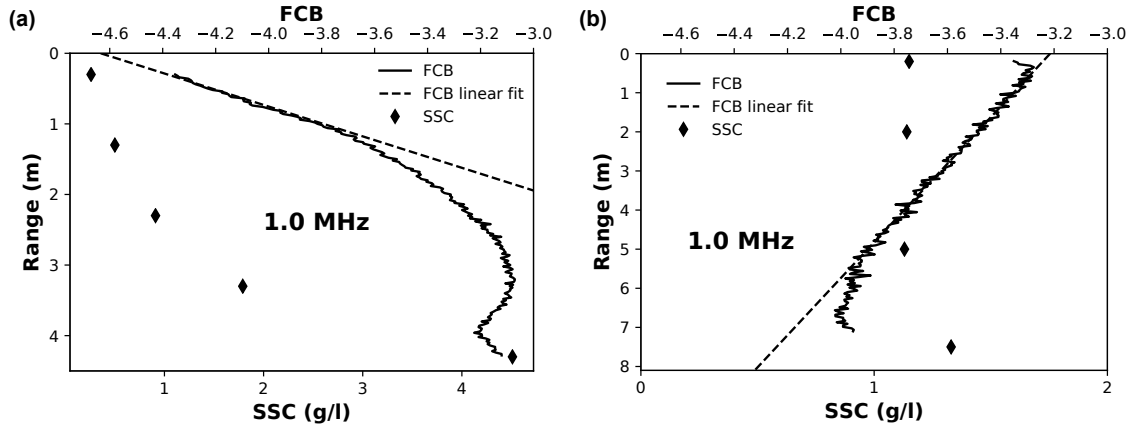


Figure 2. Examples of Fluid Corrected Backscatter (FCB, solid lines) recorded at 1.0 MHz (a) at Site S1 with non-homogeneous suspension ; (b) at Site S6 with homogeneous suspension. Dashed lines show linear fits of the first cells of the FCB profiles, diamonds show measured SSC from water samples.

model errors can be as high as two orders of magnitude. At high frequency (> 1.0 MHz), better agreement was observed between model and measurements. However, we often observed that the slope of the modelled profile was less steep than the slope of the recorded profile (e.g. Fig. 3b). This probably indicates that acoustic attenuation was underestimated by the model. Note that the backscatter profiles shown in Fig. 3 tend to become constant below a given depth at high frequency (> 1.0 MHz). This is due to strong sound attenuation that makes the backscatter signal falling below the background noise level.

4.2 Near-surface acoustic response

Surface water sample SSC and PSD data were used to compute theoretical s_v and α_s in the near-surface area. Fig. 4a compares modelled s_v values to the measurements. The tendencies observed in the backscatter profiles (Fig. 3) are confirmed: modelled s_v values computed using the solid particle theory are systematically underestimated at the lowest frequencies. The absolute error can be as dramatic as two orders of magnitude at 0.3 and 0.5 MHz. Model outputs better agree with the measurements at 4.0 and 5.0 MHz. Fig. 4a also shows that s_v clearly increases with SSC at all frequencies, although s_v values are very scattered at low frequency.

Fig. 4b compares modelled and measured α_s close to the surface at various frequencies. At low frequency (0.3 and 0.5 MHz), modelled α_s values are particularly underestimated for low concentrations (< 1.0 g/l). The discrepancies between modelled and measured α_s tend to decrease when SSC increases. This is consistent with other recent observations made using side-looking ADCPs [Haught et al., 2017]. At higher frequencies (4.0 and 5.0 MHz), modelled α_s values tend to be systematically underestimated, which is consistent with the less steep slopes of modelled backscatter profiles observed in Fig. 3.

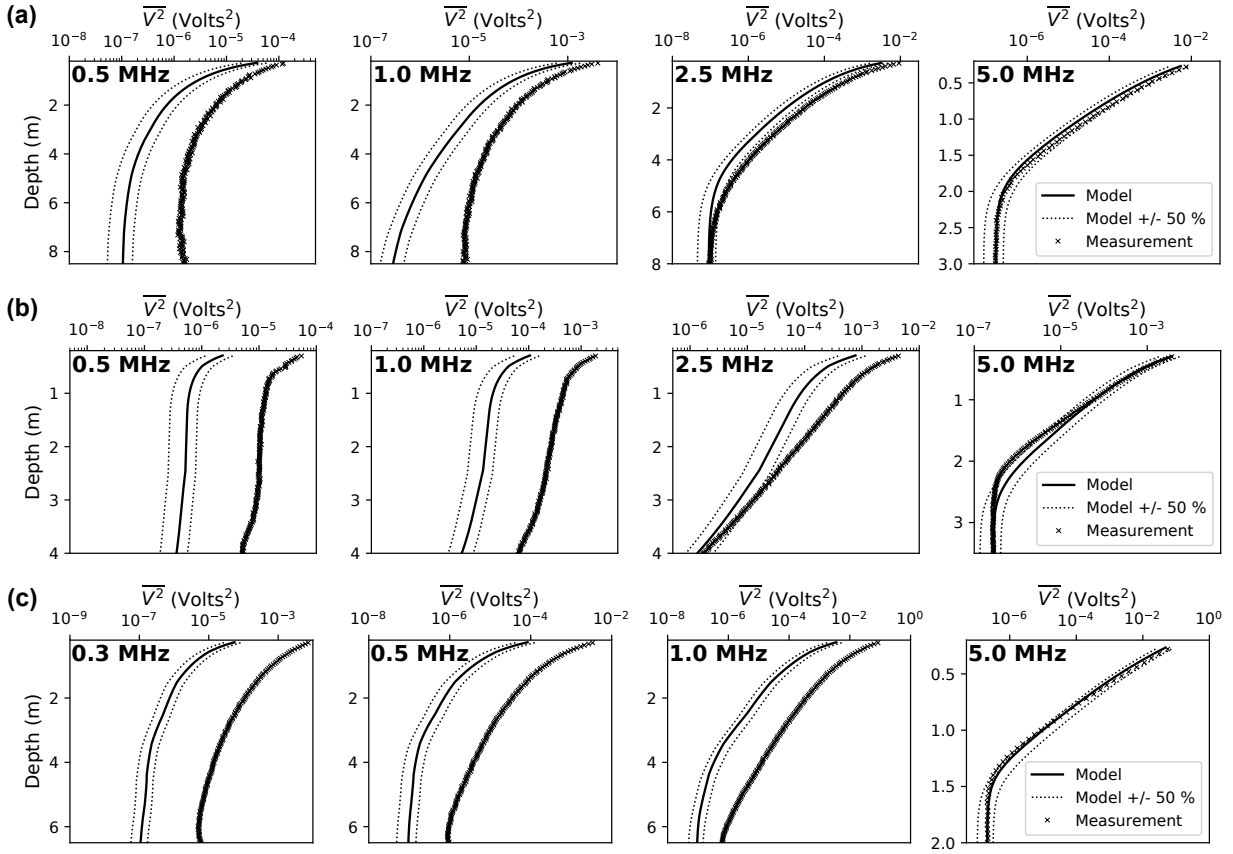


Figure 3. Examples of vertical backscatter profiles throughout the water column: (a) at Site S2, SSC ~ 0.03 g/l ; (b) at Site S1, SSC ~ 1 g/l ; (c) at Site S7, SSC ~ 3 g/l. Solid lines show acoustic backscatter profile simulations computed from water sample PSD and SSC data, dotted lines show the range of $\pm 50\%$ around the simulated profiles, crosses show the acoustic measurements.

4.3 Backscatter frequency response

Fig. 5 shows the evolution of near-surface s_v (modelled and measured) with frequency at two different experimental sites with SSC differing by a factor 100. Usually, the PSD close to the surface is largely dominated by the fine sediment mode. Therefore, solid particle backscattering is theoretically located in the Rayleigh regime ($ka \ll 1$) for all frequencies. In Fig. 5, the variable X defined in section 2.3 actually corresponds to the slope of the s_v -frequency curves. In the Rayleigh regime, the solid particle theory predicts that X should be close to 4. It is approximately the slope of the modelled curves (dotted lines). However, one can observe that the slopes of the measured curves (solid lines) are not always close to 4. In particular, measured X values are substantially smaller than 4 at higher frequencies (> 2.5 MHz). This was observed at all experimental sites. It means that the backscatter response was probably closer to the geometric regime than predicted by the solid particle theory.

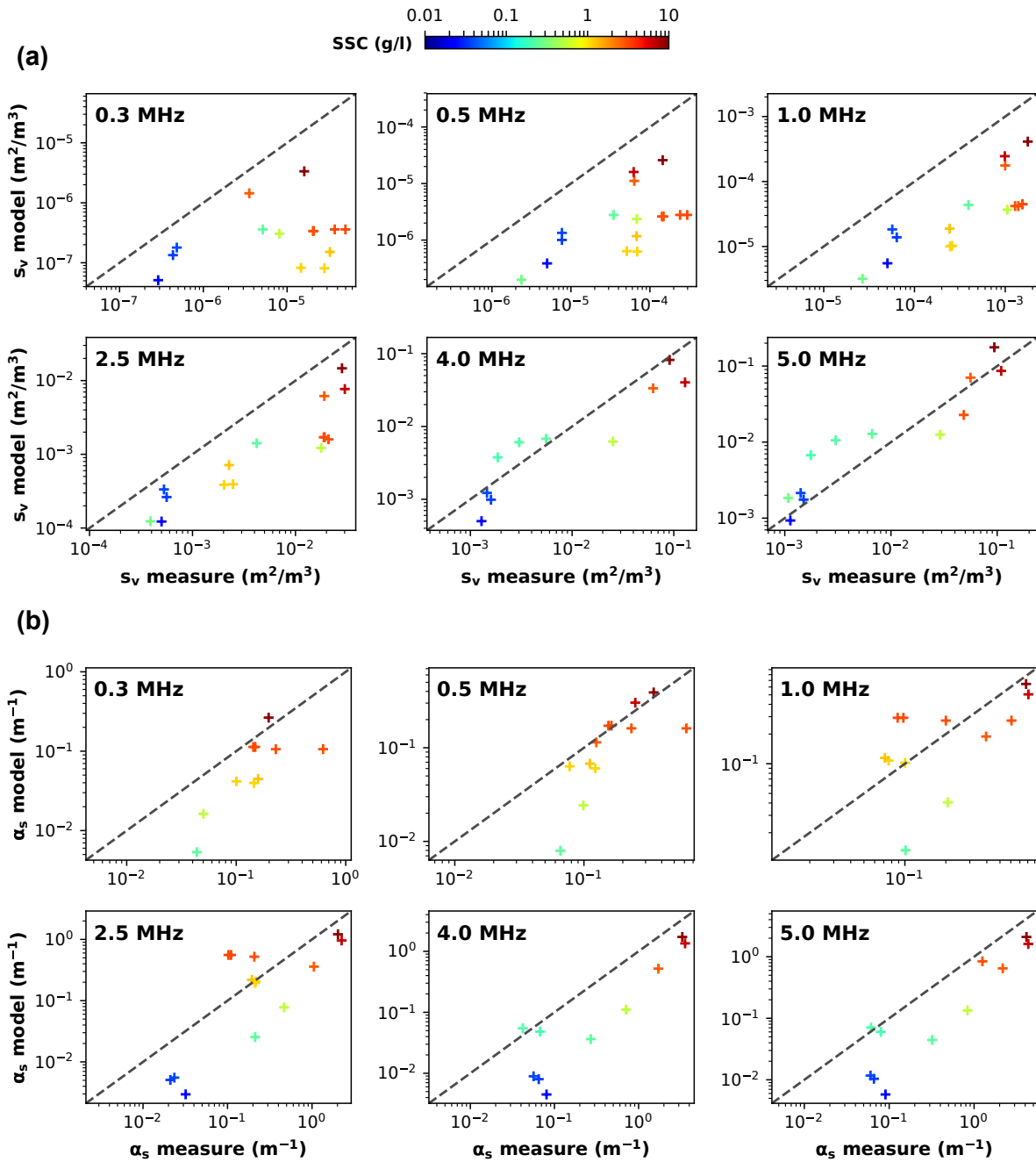


Figure 4. Model outputs computed using surface water sample PSD and SSC data vs. near-surface acoustic measurements (a) volume backscattering (s_v) ; (b) sediment attenuation (α_s). Dashed lines are perfect agreement lines.

4.4 Backscatter echo distribution

Fig. 6 compares various experimental backscatter echo distributions recorded in the Rhône River with the theoretical Rayleigh distribution, with γ computed as $\gamma = \overline{V^2}$. It illustrates the three following typical cases that were often observed:

1. the recorded echo distribution well follows Rayleigh statistics at all frequencies (Fig. 6a) ;

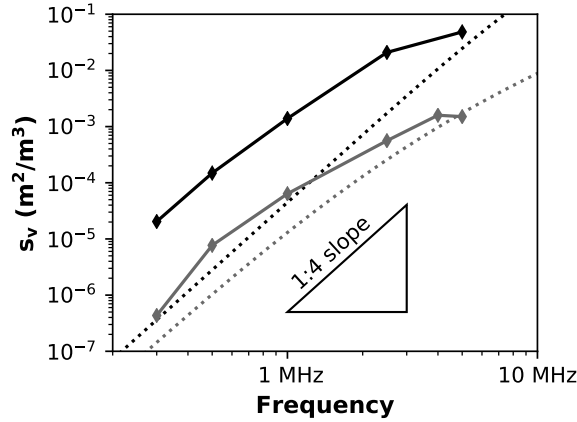


Figure 5. Modelled (dotted lines) and measured (solid lines) near-surface volume backscatter (s_v) vs. frequency, at Site S2 (SSC ~ 0.03 g/l, grey) and at Site S7 (SSC ~ 3 g/l, black).

2. a strong deviation from Rayleigh statistics is observed, most often at low frequency (Fig. 6b), but sometimes at high frequency (Fig. 6c) ;
3. a deviation from Rayleigh statistics is observed only in the "tail" of the distribution, i.e. at the right-end of the distribution (Fig. 6d).

In our experiments, the first case (Fig. 6a), i.e. agreement with the solid particle theory, is not the most frequent. Generally, better agreement with Rayleigh statistics was observed at higher frequencies.

5 Discussion on the deviation from the solid particle theory

5.1 Uncertainties in particle characterisation

Part of the discrepancies between modelled and measured α_s and s_v observed in the previous sections could be due to errors in suspended particle characterisation. In particular, large uncertainties could come out when measuring the PSD of fine sediments using laser diffraction [Eshel et al., 2004]. However, these uncertainties are difficult to estimate.

It may be possible that particle sizing issues result in α_s underestimation. Such underestimation was also observed in a similar recent study [Haught et al., 2017]. As shown by Schaafsma and Hay [1997], the particle "radius" used in the models is rather ambiguous. Fine suspended sediment acoustic attenuation is mainly due to viscous drag between water and particles. The particle "radius" used in α_s modelling [Urick, 1948] is actually the radius a_S of a sphere having the same outer surface as the particle. On the other hand, laser diffraction rather measures the radius a_G of a sphere having the same geometrical cross-section as the particle. For highly non-spherical particles like natural fine sediments, a_S and a_G are likely to diverge, which could participate in α_s modelling errors. Note that modelling fine particle shape by oblate spheroids instead of spheres could improve α_s estimation [Moore et al., 2013, Richards et al., 2003].

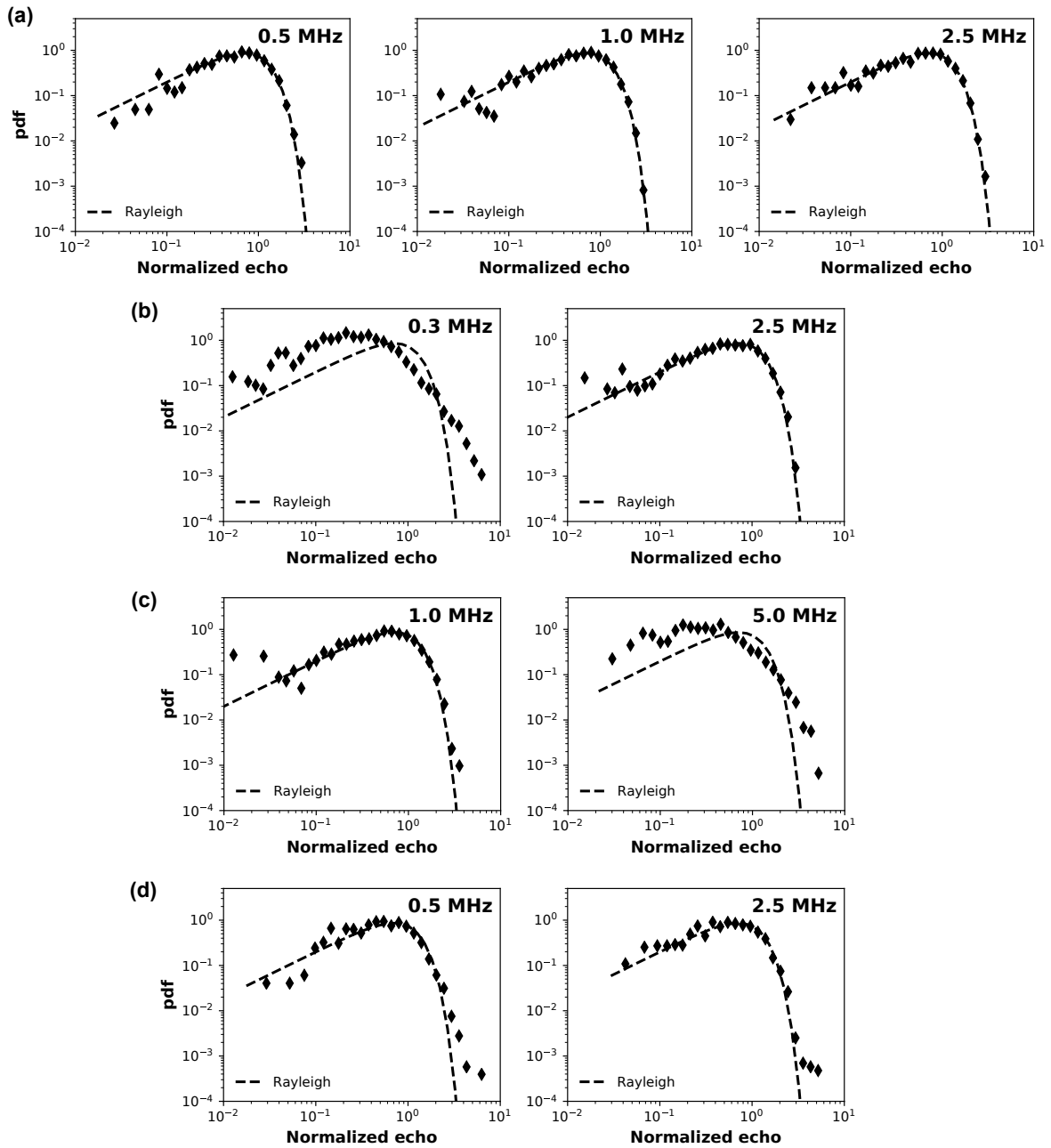


Figure 6. Backscatter echo distributions recorded: (a) at Site S1, 3.0 m depth ; (b) at Site S6, 1.0 m depth ; (c) at Site S5, 1.2 m depth ; (d) at Site S6, 2.9 m depth (see Fig. 1 for site locations). Solid lines show the theoretical Rayleigh probability density function (pdf). Echo values were normalized using the method explained in Appendix B of Lee and Stanton [2014]. All backscatter data were recorded with a signal to noise ratio (SNR) higher than 10.

While the model/measurement discrepancies observed for α_s could be partly due to particle sizing issues, the authors believe that model errors observed on s_v at low frequency (≤ 1.0 MHz) are too large to be explained only by biased particle characterisation.

5.2 Other sources of sound scattering?

The backscatter frequency response shown in Fig. 5 suggests that the measured s_v is not just unexpectedly large but also does not evolve with frequency as predicted by the solid particle theory. In Fig. 5, the measured backscatter response is much closer to the geometric regime than expected, i.e. X is fairly smaller than 4 at higher frequencies (≥ 2.5 MHz). If sound scattering was only due to solid particles, this would mean that some particles were much larger than the PSD measured by laser diffraction. It is rather unlikely, all the more since the measurements shown in Fig. 5 were made close to the surface, where the presence of large particles (sand) is not realistic.

This makes the authors suspect that modelled s_v underestimation could be due to the presence of other sources of sound scattering, that are examined in the next two sections.

5.3 Flocculation

Fine river sediment particles are known to be able to aggregate in flocs that could be orders of magnitude larger than the primary clay or silt particles. Flocculation is a very complex phenomenon that involves a number of physical, chemical, and biological processes [Droppo, 2001]. Recent studies showed that flocculation can increase the level of backscatter (s_v) of a suspension of fine sediments [MacDonald et al., 2013, Rouhnia et al., 2014]. Larger floc size tends to increase the floc target strength, i.e. the magnitude of the backscatter echo produced by a floc. On the other hand, floc density is usually smaller than the density of the primary particles, and tends to decrease when floc size increases. Therefore, the target strength of a floc is expected to be much smaller than the target strength of a solid particle having the same size [Fromant et al., 2017, Sahin et al., 2017, Thorne et al., 2014, Vincent and MacDonald, 2015].

In Fig. 4a, measured s_v increases with SSC at all frequencies. It makes the authors suspect that flocculation could have impacted the recorded backscatter: such relation of s_v with SSC would have been less probable if sound scattering was dominated only by non-sediment scatterers (e.g. air micro-bubbles).

Let us imagine, in a very simplified view, a suspension composed of numerous small primary particles and few large flocs. At low frequency, say 0.3 MHz, the target strength of a floc could be orders of magnitude larger than the target strength of a primary particle. Therefore, floc backscattering may be dominant, even if flocs are few. As primary particles are small, their scattering response is likely to be located deep in the Rayleigh regime. Their target strength is expected to increase with f^X when frequency increases, with $X \approx 4$. On the other hand, as flocs are much larger, their scattering response is likely to be close to the geometric regime. When frequency increases, their target strength is expected to grow slower than the target strength of the primary particles. Above a certain frequency, primary particle backscattering might become dominant.

The authors suspect that flocculation could have a greater impact on the recorded backscatter at lower frequencies. This could be the reason why, in the previous sections, it was observed

that the solid particle theory better agrees with the measurements at higher frequencies (4.0 and 5.0 MHz). Using more and higher frequencies could improve the understanding of the backscatter sources in rivers. Simulations of the backscatter frequency response of primary particles and other scatterers in various configurations may also be helpful.

5.4 Air micro-bubbles, micro-organisms and turbulence

Other scattering processes might also play a role in the backscatter response throughout the water column. In particular, the presence of air micro-bubbles could strongly impact both s_v and α_s [Ainslie and Leighton, 2011, Dalen and Løvik, 1981, Medwin and Clay, 1998, Richards and Leighton, 2001, Schat, 1997]. Air micro-bubbles can be generated by a number of sources, including wind waves, bank wake waves, weirs, obstacle backwash, cavitation or navigation. Air micro-bubble target strength is particularly large around the bubble resonance frequency [Medwin and Clay, 1998]. The authors believe that resonant bubble backscattering could explain that $X > 4$ between 0.3 and 0.5 MHz in Fig. 5 for the measured s_v at Site S2 (grey solid curve) – which is theoretically not possible for solid particle or floc backscattering. Above the resonance frequency, the target strength of an air micro-bubble is approximately constant with frequency. Therefore, as for flocs, the potential impact of air micro-bubbles on the recorded backscatter signal is expected to be larger at lower frequencies.

In addition to air micro-bubbles, we identified two other potential sources of sound scattering in rivers: micro-organisms [Stanton and Chu, 2000] and micro-structures generated by turbulence. The latter could be, in particular, temperature micro-gradients [Lavery et al., 2003, 2013, Ross and Lueck, 2003, Seim et al., 1995], or concentration micro-structures of micro-bubbles [Shen and Lemmin, 1997] or fine particles [Merckelbach, 2006]. However, we did not find any evidence of these processes in this study.

5.5 Possible reasons for the deviation from Rayleigh statistics

5.5.1 Large echoes from resolved scatterers

In the sonar theory, two scatterers are "resolved" if they have a sufficiently strong target strength and differ in range by more than half the emitted pulse length into water [Simmonds and MacLennan, 2005]. Then, resolved scatterers produce separate echoes that can be clearly identified in the sonar profile [Chu and Stanton, 2010]. In rivers, examples of resolved scatterers include fishes or small debris like leaves or branches. Conversely, individual echoes from suspended particles cannot be separated. These scatterers are called unresolved.

Resolved scatterers occasionally bring much larger echoes than the backscatter typically produced by the suspension. In terms of statistics, rare and strong echo values could lead to a deviation from the Rayleigh theory at the very right end of the distribution, as observed in Fig. 6d. Even if they are rare, large echoes from resolved scatterers can significantly increase the value of the Rayleigh estimator computed as $\gamma \approx \overline{V^2}$. Then, measured s_v could be overestimated. As large echo values result in signal "spikes", the authors suggest that they could be detected and removed using despiking algorithms.

5.5.2 *Small number of unresolved dominant scatterers*

When the number of scatterers in the insonified volume is too small, say below 20 [Tuthill et al., 1988], the resulting backscatter echo is no longer Rayleigh-distributed [Stanton and Clay, 1986]. The obtained distribution is sometimes called "heavy-tailed": strong echoes are more probable than predicted by Rayleigh statistics. The same issue comes out when the suspension is composed of scatterers of significantly different target strengths. Even if the total number of scatterers is large, echo statistics can diverge from Rayleigh if the number of dominant scatterers is too small [Lee and Stanton, 2014].

The authors suspect this effect to be the source of some observed deviations from Rayleigh statistics, for instance in Fig. 6b. River PSDs are broad, usually covering several orders of magnitude of particle size. The right-end of the PSD (larger particles) contributes much more to the backscatter (s_v) than the left-end does. Even if they are much fewer than smaller particles, large solid particles, or potentially flocs and/or air micro-bubbles, may dominate the backscatter. The number of these scatterers per unit volume could be rather small, leading to a deviation of the backscatter echo distribution from Rayleigh statistics. This effect may be stronger at low frequency: as small particle target strengths may increase faster than large particle target strengths, the number of particles actually contributing to the backscatter may increase with frequency.

To illustrate this effect, we simulated the volume backscattering (s_v) of a suspension of fine sediments of particle diameter $15 \mu\text{m}$ and of density $2650 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. We compared it with the volume backscattering of a suspension of sand particles of diameter $200 \mu\text{m}$ and of density $2650 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ as well. According to the simulations made using Thorne and Meral [2008] model, at 0.5 MHz , the sand fraction only needs to represent 4.4×10^{-4} of the fine fraction by mass concentration to produce the same volume backscattering. For instance, a suspension of fine sediments of 0.5 g/l will produce the same s_v as a suspension of sand particles of 0.22 mg/l .

The 0.5 MHz transducer used in this study had a radius of 12 mm . At 1 m from this transducer, for a typical cell size of 2 cm , the insonified volume is approximately $0.26 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ – computing this value as the volume where the acoustic power is at least equal to 50% of the maximum power (i.e. -3 dB compared to the acoustic axis). A concentration of $200 \mu\text{m}$ sand particles at 0.22 mg/l as above will lead to approximately 5 particles in this insonified volume.

Note that narrower sonar beam and/or smaller cell size result in smaller insonified volume and fewer dominant scatterers, which may increase the deviation of the echo distribution from Rayleigh statistics [Chu and Stanton, 2010]. The optimal beam opening and sonar cell size may be a trade-off between insonifying enough dominant scatterers and obtaining a precise spatial resolution.

5.5.3 *Clusters of small scatterers*

Turbulence is suspected to be able to "gather" small scatterers in turbulence structures, leading to clusters of scatterers. Then, the scatterers do not have a random position: the suspension is

no longer incoherent. Clusters of scatterers may result in larger echoes than if the suspension were fully incoherent, finally leading to a deviation of the backscatter echo distribution from Rayleigh statistics. Merckelbach [2006] argued that clusters of fine solid particles were the cause of the excess of backscatter observed with a vertical ADCP in a tidal inlet. Shen and Lemmin [1997] showed that clusters of very small air bubbles could be the cause of the backscatter echoes recorded in laboratory facilities (flume and grid-stirred tank) in the absence of other scattering sources. However, we did not find any evidence of these processes in this study.

6 Conclusion

The objective of this study was to question the suitability of the solid particle theory for interpreting sound backscattering by river suspensions. The solid particle theory was originally developed in acoustical oceanography and relies on hypotheses that are not obviously met in rivers: the backscatter must be dominated by solid particles, the suspension should be incoherent, and the insonified volume should contain a sufficient number of scatterers.

Using hydroacoustic data collected at various experimental sites of the Rhône River (France) for various levels of SSC, we found a number of discrepancies between the predictions of the solid particle theory and in situ acoustic measurements. In particular, the acoustic backscatter (s_v) was systematically underestimated by the solid particle theory for frequencies lower than 2.5 MHz. Model/measurement discrepancies increased when the frequency decreased. They could be as large as two orders of magnitude at 0.3 and 0.5 MHz. Acoustic attenuation (α_s) also tended to be underestimated by the models, particularly at low concentration (< 0.1 g/l). The observed backscatter–frequency response did not follow the solid particle theory as well. In particular, at high frequency (> 2.5 MHz), the backscatter response was closer to the geometric regime than predicted by the solid particle theory.

We suspect that other backscatter sources including flocs and/or air micro-bubbles could be the cause of the observed deviations from the solid particle theory. Turbulence could also increase the level of recorded backscatter by setting up either temperature micro-gradients and/or clusters of scatterers.

When looking at the backscatter echo distribution, we often observed deviations from the theoretical Rayleigh distribution predicted by the solid particle theory. Such deviations could be either due to resolved scatterers, or due to a small number of dominant unresolved scatterers, and/or due to clusters of small scatterers. These effects could lead to heavy-tailed echo distributions where strong echoes are more probable than for Rayleigh distributions. As a consequence, s_v could be overestimated when computing the Rayleigh estimator as $\gamma \approx \overline{V^2}$. Strong deviations from Rayleigh statistics may be the most complicated problem to account for. When other sources of sound backscatter are found, these sources can be easily added to s_v in the sonar equation (eq. 1) if they produce a Rayleigh-distributed echo. However, it is not certain that eq. (1) is still valid when the backscatter echo distribution strongly deviates from Rayleigh statistics.

While severe limitations may arise when using the solid particle theory for interpreting sound backscattering in rivers, we believe that this theory is still valid when incoherent backscattering from solid particles is dominant. This is more likely to happen at higher frequency and/or higher level of SSC. Whereas a number of processes could play a role in the backscatter response as mentioned in this paper, their actual impact is still unclear. Hopefully, some of these processes might be negligible in usual conditions.

This study calls for the development of a more complete theory suitable for interpreting river backscattering or, at least, for defining the area of validity of the solid particle theory in terms of frequency, SSC, PSD, etc. This is necessary to increase the accuracy and robustness of calibration methods as well as inversion methods for river applications.

Acknowledgments

Guillaume Fromant (LEGI, France), Alexander E. Hay (Dalhousie University, Canada), Stephanie Moore (ECC, Canada) and David Hurther (LEGI, France) are gratefully acknowledged for their insightful comments on this manuscript. Adrien Vergne's PhD was partly funded by the Compagnie Nationale du Rhône. Particle size laser-diffraction measurements were partly made at the Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat (ENTPE). This study contributes to the Rhône Sediment Observatory (OSR), a multi-partner research program funded through the Plan Rhône by the European Regional Development Fund (ERDF), Agence de l'eau RMC, CNR, EDF and three regional councils of France (Auvergne-Rhône-Alpes, PACA and Occitanie).

References

- Y. C. Agrawal and D. M. Hanes. The implications of laser-diffraction measurements of sediment size distributions in a river to the potential use of acoustic backscatter for sediment measurements. *Water Resour. Res.*, 51: 8854–8867, 2015.
- M. A. Ainslie and T. G. Leighton. Review of scattering and extinction cross-sections, damping factors, and resonance frequencies of a spherical gas bubble. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130:3184–3208, 2011.
- E. Armijos, A. Crave, R. Espinoza, P. Fraizy, A. L. M. R. Dos Santos, F. Sampaio, E. De Oliveira, W. Santini, J. M. Martinez, P. Autin, N. Pantoja, M. Oliveira, and N. Filizola. Measuring and modeling vertical gradients in suspended sediments in the Solimões/Amazon River. *Hydrological Processes*, 31:654–667, 2017.
- K. F. E. Betteridge, P. D. Thorne, and R. D. Cook. Calibrating multi-frequency acoustic backscatter systems for studying near-bed suspended sediment transport processes. *Cont. Shelf Res.*, 28:227–235, 2008.
- D. Chu and T. K. Stanton. Statistics of echoes from a directional sonar beam insonifying finite numbers of single scatterers and patches of scatterers. *IEEE J. Ocean. Eng.*, 35:267–277, 2010.
- J. Dalen and A. Løvik. The influence of wind-induced bubbles on echo integration surveys. *J. Acoust. Soc. Am.*, 69:1653–1659, 1981.
- A. Downing, P. D. Thorne, and C. E. Vincent. Backscattering from a suspension in the near field of a piston transducer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97:1614–1620, 1995.
- I. G. Droppo. Rethinking what constitutes suspended sediment. *Hydrological Processes*, 15:1551–1564, 2001.
- G. Eshel, G. J. Levy, U. Mingelgrin, and M. J. Singer. Critical evaluation of the use of laser diffraction for particle-size distribution analysis. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 68:763–743, 2004.
- R. E. François and G. R. Garrison. Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 75:896–907, 1982.

- G. Fromant, F. Floc'h, A. Lebourges-Dhaussy, F. Jourdin, Y. Perrot, N. Le Dantec, and C. Delacourt. In situ quantification of the suspended load of estuarine aggregates from multifrequency acoustic inversions. *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 34:1625–1643, 2017.
- P. E. Grams, D. Buscombe, D. J. Topping, M. Kaplinski, and J. E. Hazel. How many measurements are required to construct an accurate sand budget in a large river? Insights from analyses of signal and noise. *Earth Surf. Process. Landf.*, 2018. doi: doi:10.1002/esp.4489.
- J. R. Gray and M. N. Landers. 1.10 - Measuring suspended sediment. In *Comprehensive Water Quality and Purification*, pages 157–204. Elsevier, 2014. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-382182-9.00012-8>.
- D. Hought, J. G. Venditti, and S. A. Wright. Calculation of in situ acoustic sediment attenuation using off-the-shelf horizontal ADCPs in low concentration settings. *Water Resour. Res.*, 53:5017–5037, 2017.
- A. E. Hay. On the acoustic detection of suspended sediment at long wavelengths. *J. Geophys. Res.*, 88:7525–7542, 1983.
- A. E. Hay. Sound scattering from a particle-laden, turbulent jet. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90:2055–2074, 1991.
- A. E. Hay and J. Sheng. Vertical profiles of suspended sand concentration and size from multifrequency acoustic backscatter. *J. Geophys. Res.*, 97:15661–15677, 1992.
- D. Hurther and P. D. Thorne. Suspension and near-bed load sediment transport processes above a migrating, sand-rippled bed under shoaling waves. *J. Geophys. Res.*, 116(C07001), 2011.
- A. C. Lavery, R. W. Schmitt, and T. K. Stanton. High-frequency acoustic scattering from turbulent oceanic microstructure: The importance of density fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114:2685–2698, 2003.
- A. C. Lavery, W. R. Geyer, and M. E. Scully. Broadband acoustic quantification of stratified turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 134:40–54, 2013.
- W.-J. Lee and T. K. Stanton. Statistics of echoes from mixed assemblages of scatterers with different scattering amplitudes and numerical densities. *IEEE J. Ocean. Eng.*, 39:740–754, 2014.
- C. Libicki, K. W. Bedford, and J. F. Lynch. The interpretation and evaluation of a 3-MHz acoustic backscatter device for measuring benthic boundary layer sediment dynamics. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85:1501–1511, 1989.
- I. T. MacDonald, C. E. Vincent, P. D. Thorne, and B. D. Moate. Acoustic scattering from a suspension of flocculated sediments. *J. Geophys. Res.*, 118:2581–2594, 2013.
- H. Medwin and C. S. Clay. *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. Academic Press, 1998.
- L. M. Merckelbach. A model for high-frequency acoustic Doppler current profiler backscatter from suspended sediment in strong currents. *Cont. Shelf Res.*, 26:1316–1335, 2006.
- B. D. Moate and P. D. Thorne. Interpreting acoustic backscatter from suspended sediments of different and mixed mineralogical composition. *Cont. Shelf Res.*, 46:67–82, 2012.
- S. A. Moore, J. Le Coz, D. Hurther, and A. Paquier. On the application of horizontal ADCPs to suspended sediment transport surveys in rivers. *Cont. Shelf Res.*, 46:50–63, 2012.
- S. A. Moore, J. Le Coz, A. Paquier, and D. Hurther. Using multi-frequency acoustic attenuation to monitor grain size and concentration of suspended sediment in rivers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 133:1959–1970, 2013.
- S. D. Richards and T. G. Leighton. Acoustic sensor performance in coastal waters: solid suspensions and bubbles. In *Acoustical Oceanography, Proceedings of the the Institute of Acoustics*, volume 23, pages 399–406, 2001.
- S. D. Richards, T. G. Leighton, and N. R. Brown. Visco-inertial absorption in dilute suspensions of irregular particles. *Proceedings of the Royal Society of London*, 459:2153–2167, 2003.
- T. Ross and R. Lueck. Sound scattering from oceanic turbulence. *Geophys. Res. Lett.*, 30:1343–1346, 2003.

- M. Rouhnia, A. Keyvani, and K. Strom. Do changes in the size of mud flocs affect the acoustic backscatter values recorded by a Vector ADV? *Cont. Shelf Res.*, 84:84–92, 2014.
- C. Sahin, R. Verney, A. Sheremet, and G. Voulgaris. Acoustic backscatter by suspended cohesive sediments: Field observations, Seine Estuary, France. *Cont. Shelf Res.*, 134:39–51, 2017.
- A. S. Schaafsma and A. E. Hay. Attenuation in suspensions of irregularly shaped sediment particles: A two-parameter equivalent spherical scatter model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102:1485–1502, 1997.
- J. Schat. Multifrequency acoustic measurement of concentration and grain size of suspended sand in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101:209–217, 1997.
- H. E. Seim, M. C. Gregg, and R. T. Miyamoto. Acoustic backscatter from turbulent microstructure. *J. Atmospheric Ocean. Technol.*, 12:367–380, 1995.
- C. Shen and U. Lemmin. Ultrasonic scattering in highly turbulent clear water flow. *Ultrasonics*, 35:57–64, 1997.
- J. Sheng and A. E. Hay. An examination of the spherical scatterer approximation in aqueous suspensions of sand. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83:598–610, 1988.
- M. M. Siddiqui. Some problems connected with Rayleigh distributions. *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, 66D:167–174, 1962.
- J. Simmonds and D. MacLennan. *Fisheries Acoustics - second edition*. Blackwell, 2005.
- T. K. Stanton and D. Chu. Review and recommendations for the modelling of acoustic scattering by fluid-like elongated zooplankton: euphausiids and copepods. *ICES J. Mar. Sci.*, 57:793–807, 2000.
- T. K. Stanton and C. S. Clay. Sonar echo statistics as a remote-sensing tool: Volume and seafloor. *IEEE J. Ocean. Eng.*, 11:79–95, 1986.
- P. D. Thorne and M. J. Buckingham. Measurements of scattering by suspensions of irregularly shaped sand particles and comparison with a single parameter modified sphere model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116:2876–2889, 2004.
- P. D. Thorne and S. C. Campbell. Backscattering by a suspension of spheres. *J. Acoust. Soc. Am.*, 92:978–986, 1992.
- P. D. Thorne and D. M. Hanes. A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes. *Cont. Shelf Res.*, 22:603–632, 2002.
- P. D. Thorne and P. J. Hardcastle. Acoustic measurements of suspended sediments in turbulent currents and comparison with in-situ samples. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101:2603–2614, 1997.
- P. D. Thorne and D. Hurther. An overview on the use of backscattered sound for measuring suspended particle size and concentration profiles in non-cohesive inorganic sediment transport studies. *Cont. Shelf Res.*, 73: 97–118, 2014.
- P. D. Thorne and R. Meral. Formulations for the scattering properties of suspended sandy sediments for use in the application of acoustics to sediment transport processes. *Cont. Shelf Res.*, 28:309–317, 2008.
- P. D. Thorne, P. J. Hardcastle, and R. L. Soulsby. Analysis of acoustic measurements of suspended sediments. *J. Geophys. Res.*, 98:899–910, 1993.
- P. D. Thorne, I. T. MacDonald, and C. E. Vincent. Modelling acoustic scattering by suspended flocculating sediments. *Cont. Shelf Res.*, 88:81–91, 2014.
- D. J. Topping and S. A. Wright. Long-term continuous acoustical suspended-sediment measurements in rivers — Theory, application, bias, and error. USGS Professional Paper 1823, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.3133/pp1823>.

- D. J. Topping, S. A. Wright, T. S. Melis, and D. M. Rubin. High-resolution measurements of suspended-sediment concentration and grain size in the Colorado River in Grand Canyon using a multi-frequency acoustic system. In *Proceedings of the 10th International Symposium on River Sedimentation*, Russia, Moscow, August 2007.
- T. A. Tuthill, R. H. Sperry, and K. J. Parker. Deviations from Rayleigh statistics in ultrasonic speckle. *Ultrasonic Imaging*, 10:81–89, 1988.
- R. J. Urick. The absorption of sound in suspensions of irregular particles. *J. Acoust. Soc. Am.*, 20:283–289, 1948.
- C. E. Vincent and I. T. MacDonald. A flocculi model for the acoustic scattering from flocs. *Cont. Shelf Res.*, 104:15–24, 2015.
- S. A. Wright, D. J. Topping, and C. A. Williams. Discriminating silt-and-clay from suspended-sand in rivers using side-looking acoustic profilers. In *Proceedings of the 2nd Joint Federal Interagency Sedimentation Conference*, USA, Las Vegas, 2010.

6.3 Complément : analyse de la réponse acoustique en surface

Relation empirique entre la concentration et la réponse acoustique en surface

Malgré d'importantes divergences entre la réponse acoustique modélisée et les mesures in situ, la rétrodiffusion (s_v) mesurée en surface (Fig. 4 de l'article précédent) augmente globalement avec la fréquence et la concentration. Sur la base des mesures de concentration et de rétrodiffusion réalisées près de la surface, nous avons calé la relation empirique suivante :

$$\text{SSC} \approx 1.53 \times 10^{20} \times f^{-2.79} \times s_v \quad (6.1)$$

où SSC est la concentration en g/l, f est la fréquence (Hz) et s_v le coefficient de rétrodiffusion volumique (m^2/m^3) extrapolé au niveau de la surface à partir du profil de FCB. Ce calage intègre la rétrodiffusion (moyenne) éventuellement générée par des floes ou des bulles d'air, la taille (moyenne) des particules en suspension près de la surface dans le Rhône, etc. La Figure 6.1 compare la concentration estimée à partir de cette formule avec les mesures réalisées par prélèvement. Bien que d'importantes erreurs soient observées, l'ordre de grandeur de la concentration est globalement respecté. Cette formule pourrait donc éventuellement être utilisée en première approximation.

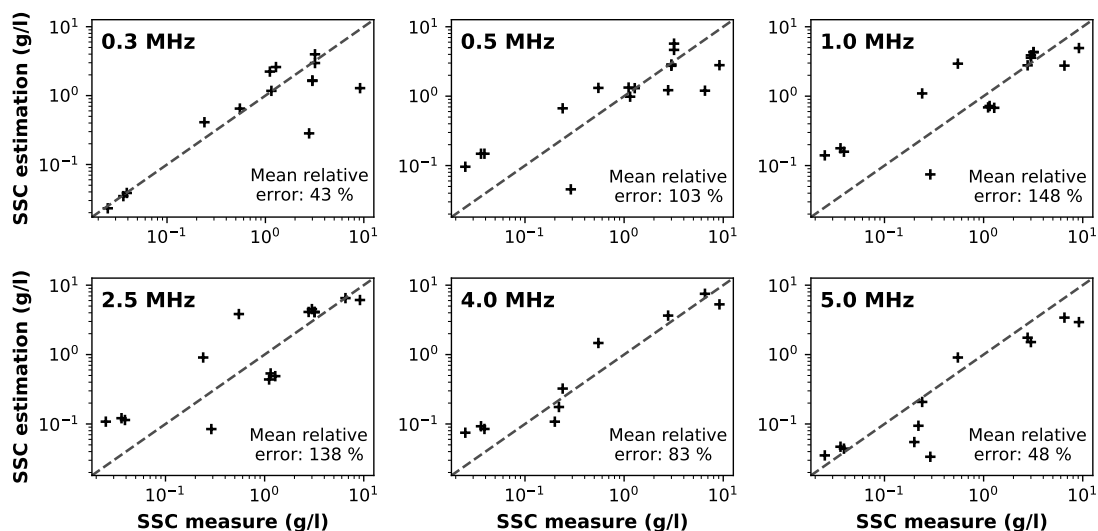


FIGURE 6.1 – Comparaison entre la concentration estimée à partir de la rétrodiffusion (s_v) près de la surface en utilisant la formule empirique (eq. 6.1), et la concentration mesurée en surface par prélèvement. Les lignes en pointillés sont les lignes d'accord parfait, l'erreur relative moyenne entre l'estimation par la formule et la valeur mesurée par prélèvement est indiquée pour chaque fréquence.

Comparison of SSC estimation obtained from measured backscatter (s_v) close to the surface using the empirical formula of eq. (6.1), with the SSC measured from surface water sampling. Dashed lines are perfect agreement lines. The relative errors between SSC estimated from the formula and measured SSC are given at each frequency.

Inversion mono-fréquence en surface

Lorsqu'une mesure de l'atténuation (α_s) et de la rétrodiffusion (s_v) près de la surface étaient disponibles, nous avons utilisé la technique d'inversion mono-fréquence décrite dans le Chapitre 4 pour estimer la concentration près de la surface, en fixant la largeur de distribution granulométrique des particules à $\sigma = 1.1$. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures par prélèvement sur la Figure 6.2. Globalement, la concentration inversée est surestimée et de larges erreurs sont observées. L'er-

reur globale (moyenne sur l'ensemble des données) est relativement peu sensible au paramètre σ . Les erreurs observées pourraient être dues à une mauvaise modélisation acoustique, due par exemple à la présence d'autres corps diffusants. L'ordre de grandeur de la concentration inversée est cependant globalement respecté, sauf pour les concentrations faibles ($< 0,1$ g/l). Cette technique pourrait éventuellement être utilisée en première approximation.

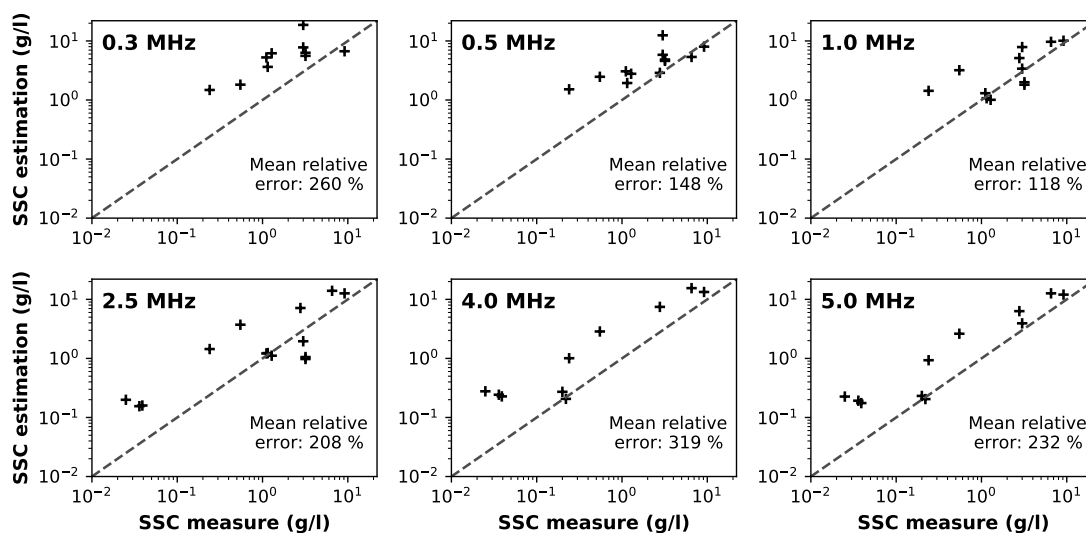


FIGURE 6.2 – Comparaison entre la concentration estimée près de la surface en utilisant la méthode d'inversion mono-fréquence décrite dans le Chap. 4, et la concentration mesurée en surface par prélèvement. Les lignes en pointillés sont les lignes d'accord parfait, l'erreur relative moyenne entre l'estimation par la méthode d'inversion et la valeur mesurée par prélèvement est indiquée pour chaque fréquence.

Comparison of inverse SSC close to the surface obtained using the single-frequency inversion technique described in Chap. 4, with SSC measured from surface water sampling. Dashed lines are perfect agreement lines. The relative errors between inverse SSC and measured SSC are given at each frequency.

Comparaison avec la rétrodiffusion d'une suspension de sable

Nous avons utilisé le modèle de rétrodiffusion de Moate et Thorne (2012) pour modéliser la rétrodiffusion volumique théorique (s_v) d'une suspension de sable à différentes concentrations, pour des particules présentant une largeur de distribution granulométrique $\sigma = 0.4$ et un diamètre médian $D_{50} = 100 \mu\text{m}$ ou $D_{50} = 200 \mu\text{m}$. La Figure 6.3 compare les valeurs du s_v théorique obtenues pour du sable avec les valeurs du s_v mesurées près de la surface, à différentes fréquences.

On remarque qu'à basse fréquence (≤ 1.0 MHz), le signal de rétrodiffusion mesuré près de la surface, lié aux sédiments fins, aux éventuels floes et bulles d'air, etc. – est du même ordre de grandeur que le signal théoriquement produit par une suspension de sable de $100 \mu\text{m}$, de même concentration massique que celle mesurée en surface. Autrement dit, l'hypothèse que le mode sableux domine la réponse acoustique, hypothèse souvent utilisée en rivière (e.g. Wright et al., 2010), ne semble pas toujours valide à basse fréquence, au moins près de la surface et pour du sable fin. La Figure 6.3 montre que cette hypothèse a plus de chance d'être valide à haute fréquence ($> 1,0$ MHz) et lorsque la taille des particules de sable est plus importante (e.g. $200 \mu\text{m}$). Le relatif succès de la méthode d'estimation de la concentration du sable et des sédiments fins sur une section en travers présentée dans le Chapitre 5 pourrait être dû à des particules de sable suffisamment grossières (de l'ordre de $150 - 200 \mu\text{m}$).

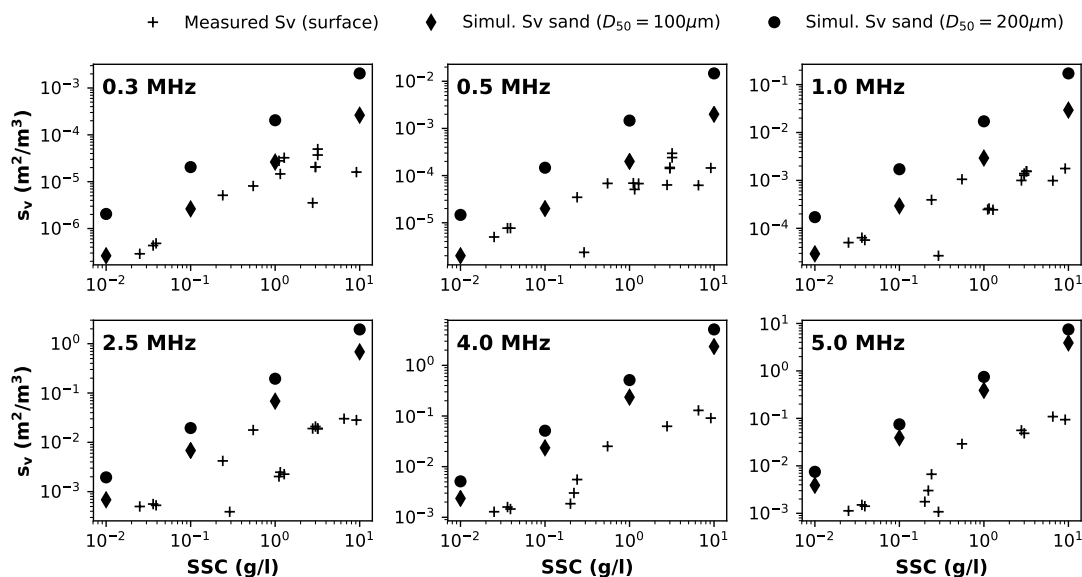


FIGURE 6.3 – Rétrodiffusion volumique (s_v) en fonction de la concentration massique (SSC) : mesures près de la surface (croix), simulation pour une suspension de sable de diamètre médian $D_{50} = 100 \mu m$ (losanges), simulation pour une suspension de sable $D_{50} = 200 \mu m$ (ronds).

Volume backscattering (s_v) vs. suspended sediment concentration (SSC): measurements close to the surface (crosses), simulation for a suspension of sand particles of median diameter $D_{50} = 100 \mu m$ (diamonds), simulation for a suspension of sand of $D_{50} = 200 \mu m$ (circles).

6.4 Conclusion sur la réponse acoustique en rivière

Les travaux présentés dans ce chapitre ont soulevé d'importantes questions sur la pertinence de l'utilisation de la théorie de la rétrodiffusion par des particules solides non-cohésives en suspension pour interpréter le signal acoustique en rivière. En particulier, il n'est pas certain que la rétrodiffusion par des particules solides domine

toujours la réponse acoustique. Nous suspectons d'autres sources de rétrodiffusion (flocs, bulles d'air, ...) de jouer un rôle important, voire dominant, dans la réponse acoustique, en particulier à basse fréquence et à faible concentration. Les divergences observées dans ce chapitre entre la théorie et les mesures appellent à des travaux de recherche plus fondamentaux sur la rétrodiffusion acoustique en rivière, et au développement d'une théorie acoustique plus complète et plus adaptée.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

7.1 Approche de la thèse

Rappelons l'objectif de ces travaux de thèse : contribuer au développement de nouvelles méthodes de mesure, basées sur la rétrodiffusion acoustique, pour estimer la concentration des sédiments en suspension dans les rivières. L'approche initiale de la thèse peut être résumée de la manière suivante : essayons de rajouter de la « physique » dans les méthodes déjà existantes, jusqu'ici essentiellement empiriques (i.e. reposant sur le calage), afin d'améliorer ces méthodes. Il s'agit donc d'une approche plutôt empirique, dans une perspective de recherche finalisée.

Cette approche visait moins à développer de nouveaux modèles physiques qu'à tester des applications tirées des modèles existants. A ce titre, nous avons utilisé la base théorique la plus proche des applications visées pour interpréter le signal de rétrodiffusion enregistré en rivière, c'est-à-dire la théorie de la rétrodiffusion acous-

tique par une suspension incohérente de particules solides non-cohésives, initialement développée en océanographie (cf. Chap 2). Cependant, nous avons rapidement rencontré des difficultés pour interpréter le signal acoustique enregistré sur le terrain car d'importantes différences ont été observées entre les mesures et les prédictions de ce cadre théorique (cf. Chap. 6).

Les divergences observées entre la théorie et les mesures expérimentales ont largement présidé aux orientations de ces travaux de thèse, nous poussant à approfondir nos recherches selon trois grands axes : i/ l'obtention de mesures acoustiques de qualité, notamment afin de s'assurer que les écarts entre la théorie et les mesures empiriques ne provenaient pas simplement d'erreurs de mesure ; ii/ la recherche des causes pouvant potentiellement expliquer les écarts observés entre la théorie et les mesures ; iii/ la recherche d'applications d'ores et déjà possibles, dans l'état actuel des connaissances théoriques et avec l'instrument (Aquascap) dont nous disposions. Les sections suivantes détaillent les conclusions de ces travaux de thèse selon ces trois axes, avant de présenter quelques perspectives.

7.2 Mesure et déploiement

Les travaux de recherche menés sur la rétrodiffusion acoustique en rivière sont encore limités. Surtout, ces travaux ont, jusqu'à présent, principalement utilisé des ADCPs pour enregistrer la réponse acoustique, sans forcément entrer dans les détails de la mesure en elle-même. Nous n'avons pas eu connaissance d'étude s'intéressant

au déploiement en rivière d'appareils plus spécifiques tel que l'Aquascats utilisé dans cette thèse.

L'obtention d'une mesure de qualité nous a rapidement paru être un enjeu important. A ce titre, nous avons cherché à vérifier certaines caractéristiques de l'Aquascats (gain, calibration, bruit de fond, etc.). Ces vérifications ont été réalisées avec les « moyens du bord », Irstea n'étant pas un laboratoire spécialisé en acoustique. Les résultats obtenus, présentés dans le Chapitre 3, ne sont ni totalement mauvais – l'appareil semble relativement fiable dans l'ensemble ; ni totalement satisfaisants – un certain nombre de doutes et de problématiques persistent sur un certain nombre de points : calibration, émissions parasites vers l'arrière des transducteurs à 0,3 et 0,5 MHz, augmentation du signal avec la distance, etc.

Nous avons aussi testé différents modes de déploiement de l'Aquascats en rivière, avec plus ou moins de succès (cf. Chap. 3). Rétrospectivement, le déploiement le plus intéressant au niveau recherche est probablement le déploiement « horizontal », réalisé en descendant l'instrument dans la colonne d'eau. Ce mode de déploiement est lourd à mettre en œuvre, mais permet de mesurer précisément la réponse acoustique dans la colonne d'eau à différentes profondeurs, en s'affranchissant des problématiques liées à l'estimation de l'atténuation (qui peut être directement mesurée avec l'hypothèse d'homogénéité de la suspension le long du faisceau acoustique). Au niveau opérationnel, le déploiement depuis la surface sur une embarcation mobile est probablement le plus adapté. Ce mode de déploiement est maintenant bien maîtrisé depuis un bateau (cf. protocole en Annexe B.1 et exemple de résultat présenté dans le Chap. 5).

Ces travaux de thèse ont aussi permis d'identifier un certain nombre d'éléments importants pour obtenir une mesure acoustique de qualité : vérification de l'absence d'interférences, estimation du bruit de fond, rapport signal sur bruit, etc. Ces points ont été détaillés dans les Chapitres 3 et 5.

Enfin, nous avons entrepris de mettre au point un dispositif expérimental permettant de mesurer la réponse acoustique d'une suspension homogène, dans des conditions contrôlées au laboratoire (cf. Chap. 3). Ces travaux ont permis de mettre en exergue un certain nombre de problématiques liées à ce type d'installation : homogénéité de la suspension, contrôle du niveau de bulles d'air, niveau de bruit ambiant, difficultés à maintenir en suspension des particules de grandes taille ($> 100 \mu\text{m}$), etc.

7.3 Écarts constatés entre la théorie et les mesures empiriques

7.3.1 Réponse acoustique des sédiments fins

Après avoir constaté des écarts parfois importants entre les mesures empiriques en rivière et la réponse acoustique prédite par les modèles physiques utilisés, nous avons d'abord cherché à vérifier la réponse acoustique des sédiments fins. En effet, dans le cas des suspensions bi-modales régulièrement rencontrées dans les grands cours d'eau, on peut supposer que la réponse acoustique du sable est plutôt bien connue et modélisée grâce aux nombreux travaux réalisés en océanographie. Par contre,

la réponse acoustique des sédiments fins, ayant été moins étudiée, nous semblait éventuellement plus problématique.

Nous avons donc mesuré la réponse acoustique d'une suspension de sédiments fins dans une cuve au laboratoire, en utilisant des sédiments prélevés dans le Rhône. Les résultats ont été présentés dans le Chapitre 4. Globalement, nous n'avons pas obtenu un très bon accord entre la réponse acoustique mesurée et celle modélisée à partir des données de concentration et de granulométrie. Cependant, un test de sensibilité a montré que les écarts observés entre la modélisation et les mesures pourraient être dus à des sédiments plus fins que la taille estimée par granulométrie laser. Étant donné les difficultés posées par l'estimation d'un unique paramètre de taille pour des particules très éloignées d'une forme sphérique, ainsi que les incertitudes liées à la mesure de particules fines par granulométrie laser – nous n'avons pas été en mesure de conclure sur l'origine des écarts constatés entre la théorie et les mesures acoustiques : erreurs dans la caractérisation des sédiments, ou inadéquation des modèles acoustiques utilisés.

Cependant, nous avons obtenu des résultats encourageants au niveau de l'inversion du signal acoustique. En particulier, les méthodes d'inversion utilisant à la fois l'information sur la rétrodiffusion et sur l'atténuation ont donné des résultats prometteurs, permettant de retrouver la concentration dans la cuve avec une précision acceptable (typiquement $\pm 20\%$).

7.3.2 Réponse acoustique en rivière

Comme au laboratoire, nous avons observé sur le terrain une sous-estimation de l'atténuation liée aux sédiments fins par le modèle sphérique d'atténuation visqueuse (Urlick, 1948). Cette sous-estimation a aussi été observée dans d'autres études (Moore et al., 2013; Haught et al., 2017). Ce problème pourrait venir d'une ambiguïté dans la définition du paramètre de taille des particules : la taille mesurée par granulométrie laser et la taille devant être utilisée dans la modélisation acoustique sont probablement de nature différente.

Les travaux expérimentaux réalisés au laboratoire ont cependant permis d'écarter l'hypothèse que les divergences entre les mesures de terrain et la modélisation acoustique soient dues uniquement à des erreurs de modélisation. En effet, les écarts constatés – notamment au niveau de la rétrodiffusion à basse fréquence – sont beaucoup plus importants sur le terrain (un à deux ordres de grandeur) qu'au laboratoire. Surtout, la rétrodiffusion modélisée au laboratoire était sur-estimée, quand elle est largement sous-estimée en rivière.

Ces résultats nous ont conduit à suspecter la présence d'autres sources de rétrodiffusion acoustique dans les cours d'eau. Plusieurs éléments, présentés dans les Chapitres 5 et 6, nous conduisent à suspecter la présence de flocs et de micro-bulles d'air pouvant potentiellement impacter la réponse acoustique, particulièrement à basse fréquence. Ces corps diffusants sont difficiles à observer in situ. Pour tenter de mettre en évidence la présence de micro-bulles d'air, nous avons déployé une caméra holographique (LISST-Holo) dans le Rhône en eau claire, avec très peu de sédiments en suspension. Sans grand succès cependant : à l'aval d'un seuil, bien qu'une réponse

acoustique importante ait été enregistrée et attribuée à des micro-bulles d'air, celles-ci n'étaient pas visibles sur les images du LISST-Holo. Cela pourrait être dû à des micro-bulles d'air plus petites que la capacité de détection de l'instrument (particules $> 20 \mu\text{m}$).

Ces travaux de thèse nous conduisent à penser que le cadre théorique utilisé à l'heure actuelle, c'est-à-dire celui développé en océanographie, décrivant la rétrodiffusion par une suspension de particules solides non cohésives – n'est pas suffisant pour modéliser l'ensemble des processus physiques intervenant dans les cours d'eau. Nous pensons que la théorie actuelle est pertinente uniquement dans le cas où la réponse acoustique est dominée par des particules solides, ce qui est plus probable pour des concentrations élevées ($> 0,5 \text{ g/l}$) et à haute fréquence ($> 1.0 \text{ MHz}$). Malheureusement, l'utilisation de hautes fréquences limite considérablement la portée de l'instrument, et donc la capacité de ces techniques à fournir une information spatialisée sur la suspension.

La remise en cause de la théorie actuellement utilisée est assez profonde : il ne s'agit pas simplement d'ajouter de nouvelles sources de rétrodiffusion et d'atténuation aux modèles existants. Comme l'ont montré les divergences observées au niveau de la distribution statistique du signal (cf. Chap. 6), la présence d'un faible nombre de diffuseurs dominants (bulles d'air, floes) pourrait éventuellement remettre en cause les fondements de l'équation du sonar, telle qu'elle est utilisée actuellement. De nouveaux développements théoriques pourraient être nécessaires, impliquant une recherche plus fondamentale.

7.4 Possibilités actuelles

Les limitations du modèle physique évoquées ci-dessus n’empêchent pas que certaines applications intéressantes puissent d’ores et déjà être développées. Toutefois, il nous semble difficile à l’heure actuelle d’obtenir des résultats satisfaisants sans recourir à des données de calage.

L’utilisation d’ADCPs horizontaux en rivière est maintenant bien maîtrisée pour suivre en continu la concentration des sédiments fins, voire du sable (Wright et al., 2010; Landers et al., 2016). L’augmentation du nombre de fréquences utilisées et l’introduction d’un peu plus de « physique » dans ces méthodes ont permis d’améliorer leurs performances (Moore et al., 2013; Topping et Wright, 2016).

Les résultats obtenus dans cette thèse vont globalement dans le même sens : en combinant modélisation et données de calage, et en essayant de tirer un maximum d’information à partir du signal acoustique à plusieurs fréquences ; nous avons pu obtenir une estimation réaliste de la concentration des sédiments fins et du sable sur une section en travers largement hétérogène (cf. Chap. 5). Ces résultats soulignent le fort potentiel de la technologie hydro-acoustique pour fournir une information spatialisée sur la suspension. De même, les résultats présentés dans le Chapitre 6, obtenus en compilant des données collectées sur plusieurs sites de mesure, ont montré l’existence d’une relation entre la concentration et la réponse acoustique mesurée proche de la surface.

Ces travaux confirment donc la possibilité et l’intérêt de développer des méthodes « mixtes », mariant calibration et modélisation. Il est cependant probable que ces méthodes soient plus performantes lorsque la réponse acoustique est dominée par

des particules solides en suspension, i.e. lorsque les fréquences utilisées sont relativement hautes et que la concentration est relativement élevée. Enfin, la mise en œuvre opérationnelle de ces méthodes nous semble actuellement limitée par l'important degré d'expertise nécessaire : de mauvaises hypothèses et/ou l'utilisation de modèles inappropriés peuvent rapidement conduire à des résultats irréalistes.

7.5 Perspectives

7.5.1 Recherche fondamentale

Les travaux réalisés dans cette thèse nous semblent souligner à la fois l'important potentiel, encore largement sous-exploité, de la technologie hydro-acoustique pour mesurer la concentration des sédiments en suspension dans les rivières ; et les importantes difficultés à surmonter pour progresser dans le développement de ces techniques.

Le point nous semblant le plus critique pour le développement de cette technologie à moyen terme est la nécessité de vérifier – et probablement de compléter – la base théorique utilisée. Il s'agit en premier lieu d'identifier clairement les sources de rétrodiffusion pouvant impacter de manière non-négligeable la réponse acoustique en rivière. Une fois ces sources connues, l'enjeu serait de pouvoir les intégrer dans l'équation du sonar, ou au moins de déterminer leur domaine d'influence (en termes de fréquence, de concentration, etc.). De notre point de vue, la principale difficulté pourrait être de traiter les problèmes liés à la distribution statistique du signal dans certains cas complexes (e.g. faible nombre de diffuseurs dominants). Les avancées réa-

lisées dans d'autres domaines confrontés à ces problématiques, comme l'acoustique sous-marine (e.g. Stanton et al., 2015) ou l'imagerie médicale (e.g. Rosado-Mendez et al., 2016), pourraient permettre d'améliorer la compréhension de ces phénomènes. En particulier, Lee et Stanton (2014) ont récemment mis au point un modèle mathématique basé sur des « fonctions caractéristiques » (*characteristic functions*) permettant de relier explicitement la distribution statistique de l'écho aux caractéristiques des sources de rétrodiffusion. Ces avancées ouvrent la voie d'une part à de nouvelles possibilités de simulation de la réponse acoustique dans des cas plus complexes (mélange de particules solides, floes, bulles d'air, ...) et éventuellement à la possibilité d'extraire de l'information sur la suspension à partir de la distribution statistique du signal.

7.5.2 Développements méthodologiques à court terme

A court terme, il semble intéressant de poursuivre les efforts menés depuis une dizaine d'années pour mettre au point des techniques de mesure « mixtes », mélangeant calibration et modélisation acoustique, qui permettent d'améliorer la résolution spatiale et/ou temporelle des mesures de concentration par prélèvement. A ce titre, il serait par exemple intéressant de tester la méthode décrite dans le Chapitre 5 (déploiement vertical sur une section en travers) sur d'autres cas d'étude. En couplant cette méthode avec une mesure de vitesse sur la section en travers, il devrait être possible d'obtenir une estimation du flux solide sur la section. Il serait intéressant de comparer cette estimation du flux solide avec des estimations obtenues par d'autres

méthodes (par exemple la méthode classique d'interpolation des données de prélèvement), afin d'estimer les gains potentiellement apportés par l'hydro-acoustique.

Il serait aussi intéressant de tester les méthodes d'inversion décrites dans le Chapitre 4 (expérience en cuve), en déployant l'instrument horizontalement en rivière. Ces techniques d'inversion pourraient potentiellement se révéler plus performantes que les méthodes actuellement utilisées avec des ADCPs horizontaux.

7.5.3 Installation expérimentale

Ces travaux de thèse ont montré l'intérêt de mettre au point une installation de laboratoire performante, permettant de mesurer la réponse acoustique d'une suspension homogène de particules. D'une part, une telle installation permettrait d'étudier la réponse acoustique d'une suspension dans des conditions plus contrôlées que sur le terrain. Il pourrait ainsi être envisagé de développer des modèles de rétrodiffusion et d'atténuation semi-empiriques, comme cela a été réalisé en océanographie pour des particules de sable. D'autre part, une telle installation pourrait permettre de calibrer des instruments acoustiques, et notamment des ADCPs. Ces travaux de thèse ont en effet montré que la calibration de l'instrument apportait une réelle plus-value, augmentant l'information obtenue sur la suspension.

Nous avons présenté dans le Chapitre 3 un retour d'expérience sur la mise au point d'un tel dispositif expérimental. Actuellement, l'installation DEXMES de l'Ifremer/UBO (Brest) nous semble la plus prometteuse dans ce domaine.

7.5.4 Inversion du signal

Les travaux réalisés dans cette thèse, notamment sur l'inversion du signal acoustique pour une suspension homogène de sédiments fins (Chap. 4), tendent à montrer que l'information apportée par le signal acoustique est encore largement sous-exploitée.

Des techniques récemment développées en océanographie gagneraient à être testées en rivière pour améliorer l'inversion du signal. Citons par exemple la méthode de régularisation statistique proposée par Wilson et Hay (2015), ou la méthode d'optimisation NNLS (*non-negative least squares*) utilisée par Fromant et al. (2017) pour inverser la distribution granulométrique de floes. L'utilisation de méthodes d'inférence bayésienne semble aussi être une piste de recherche prometteuse, tout comme les méthodes d'apprentissage type réseaux de neurones (e.g. Meral et al., 2018). Notons que toutes ces méthodes requièrent au préalable un modèle physique suffisamment performant. Cela est d'autant plus vrai pour les méthodes d'apprentissage : il semble relativement illusoire de réussir à rassembler suffisamment de données « réelles » pour pouvoir entraîner ces méthodes. La simulation de nombreux cas possibles sera certainement privilégiée, ce qui souligne encore la nécessité d'améliorer les modèles physiques existants.

Plus généralement, ce travail de thèse s'inscrit dans la dynamique de travaux récents cherchant à augmenter la quantité d'information tirée du signal acoustique. De manière simplifiée, les méthodes d'inversion classiques développées en océanographie utilisent généralement la moyenne de l'intensité rétrodiffusée sur un grand nombre de tirs, dans une cellule du profil sonar, éventuellement à plusieurs fréquences (en

nombre assez limité, rarement supérieur à 4). Cette information « de base » est utilisée pour estimer la rétrodiffusion volumique (s_v), et éventuellement l'atténuation acoustique (α_s). Cependant, il semble possible de tirer plus d'information du signal acoustique. Trois pistes de recherche nous semblent particulièrement prometteuses dans ce sens :

- **utiliser l'information statistique du signal** : des travaux récents menés en océanographie (e.g. Lee et Stanton, 2014) ont montré que la distribution statistique du signal rétrodiffusé était directement liée aux caractéristiques de la suspension. Ces travaux suggèrent qu'il serait éventuellement possible d'obtenir des informations sur la suspension à partir des propriétés statistiques du signal, et non pas seulement à partir de la rétrodiffusion moyenne ;
- **utiliser l'information temporelle et spatiale** : l'observation du signal acoustique sous forme d'image (séries temporelles) laisse généralement présager l'existence de corrélations spatiales et temporelles fortes. Par exemple, si un signal de rétrodiffusion fort (généré par exemple par une forte concentration de sable) est observé sur une cellule sonar, il est probable que ce signal soit aussi observé sur des cellules proches spatialement ou temporellement. Sur une échelle spatiale ou temporelle plus large, le signal de rétrodiffusion et d'atténuation des sédiments fins, qui sont généralement bien mélangés à travers la section, semble plus stable que le signal produit par des micro-bulles d'air ou des particules de sable – qui ont plutôt tendance à se déplacer par « bouffées » ou « nuages ». Il semble donc possible de tirer des informations sur la suspension non pas uniquement cellule par cellule, mais aussi à partir de l'ensemble

de la série temporelle. Les travaux de Wilson et Hay (2015) s'inscrivent cette optique ;

- **utiliser l'information fréquentielle** : les techniques actuelles d'inversion multi-fréquence utilisent déjà des contrastes dans la réponse fréquentielle des particules solides pour obtenir une informations sur la taille des particules. Cependant, l'utilisation de l'information fréquentielle gagnerait à être massifiée. Des applications récentes utilisant des systèmes sonar large bande, par exemple pour mesurer la turbulence en estuaire (Lavery et al., 2013) ou pour identifier la présence de poissons (Stanton et al., 2010) ; ont montré l'important potentiel des techniques d'analyse fréquentielle pour identifier et classifier des sources de rétrodiffusion. Il semble donc envisageable de tirer des informations sur la suspension non pas seulement à partir de quelques fréquences, mais en balayant un large spectre fréquentiel.

7.5.5 Instruments de mesure

Les différents points évoqués ci-dessus donnent quelques pistes d'amélioration pour les instruments de mesure existants. A court terme, la calibration des ADCPs utilisés pour les jaugeages en rivière permettrait d'augmenter à faible coût les volumes d'information collectés. Il serait aussi intéressant de mieux caractériser les performances d'instruments commerciaux type ABS, en premier lieu l'Aquascats (cf. Chap. 3). Enfin, il serait intéressant de tester les possibilités de déploiement en rivière d'autres systèmes sonar, en particulier des échosondeurs large bande.

A plus long terme, ces travaux de thèse esquissent des pistes de développement pour des instruments plus performants : augmentation du nombre de fréquences et/ou instruments large bande (idéalement : 100 kHz - 10 MHz), augmentation de la puissance du pulse émis, compromis à trouver au niveau du volume insonifié (suffisamment grand pour inclure un grand nombre de diffuseurs, mais suffisamment petit pour obtenir une bonne résolution spatiale), calibration fiable, gain variable, accès au signal brut (information statistique / spatio-temporelle / fréquentielle), communication à distance avec l'instrument.

Au final, les travaux réalisés dans cette thèse ont permis une amélioration des méthodes existantes et le développement de nouvelles méthodes, contribuant ainsi à l'amélioration, constante depuis une dizaine d'années, des techniques de mesure des sédiments en suspension dans les rivières basées sur la rétrodiffusion acoustique. Surtout, ces travaux ont permis d'ouvrir la voie à de nombreux développements potentiels, confirmant l'intérêt de la technologie hydro-acoustique pour les applications de mesure du flux sédimentaire en rivière.

Annexe A

Théorie

A.1 Rappels sur l'intensité acoustique

L'intensité acoustique correspond à la puissance (en watts) développée par l'onde acoustique passant à travers une surface de référence (généralement 1 m^2), perpendiculaire à la direction de propagation. L'intensité acoustique instantanée i est le produit de la vitesse particulaire u et de la pression acoustique p : $i = p(x,y,z,t)u(x,y,z,t) = p^2(x,y,z,t)/(\rho_0 c_0)$ où ρ_0 est la masse volumique du fluide et c_0 la célérité du son. Dans le cas d'une onde périodique, on s'intéresse plutôt à la valeur moyenne de l'intensité, intégrée dans le temps. On définit alors l'intensité moyenne I :

$$I = \frac{p_{rms}^2(x,y,z)}{\rho_0 c_0} \quad (\text{A.1})$$

où p_{rms} est la valeur efficace de la pression acoustique (cf. section 2.2.3). Pour une sinusoïde d'amplitude P , $p_{rms} = P/\sqrt{2}$.

L'intensité acoustique est le plus souvent exprimée en niveau d'intensité acoustique (décibels), défini par rapport à un niveau de référence :

$$I_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{rms}^2}{P_0^2} \right) \quad (\text{A.2})$$

avec $P_0 = 1 \text{ } \mu\text{Pa}$, pression acoustique de référence dans l'eau ($20 \text{ } \mu\text{Pa}$ dans l'air).

A.2 Expression analytique de la fonction de forme

Dans le cas où $\theta = 180^\circ$ (rétrodiffusion ou *backscattering*) et $r \gg a_s$, l'expression analytique de la fonction de forme pour une sphère solide élastique est (Gaunaud et Uberall, 1983) :

$$\hat{f}_\infty(\pi) = \frac{2}{ika_s} \sum_{n=0}^{+\infty} (2n+1)(-1)^n b_n \quad (\text{A.3})$$

De même, l'expression de la section efficace totale de diffusion est (Thorne et Campbell, 1992) :

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{n=0}^{+\infty} (2n+1) |b_n|^2 \quad (\text{A.4})$$

où a_s est le rayon de la sphère, k le nombre d'onde, $i^2 = -1$, et les termes b_n sont des coefficients déterminés par :

$$b_n = \frac{\det(B_n)}{\det(D_n)} \quad B_n = \begin{bmatrix} A_1^* & d_{12} & d_{13} \\ A_2^* & d_{22} & d_{23} \\ 0 & d_{32} & d_{33} \end{bmatrix} \quad D_n = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ 0 & d_{32} & d_{33} \end{bmatrix}$$

En reprenant les notations de Thorne et Campbell (1992), les coefficients des matrices B_n et D_n s'écrivent :

$$\begin{aligned} d_{11} &= (\rho_0/\rho_s)x_t^2 h_n^{(1)}(x) & d_{21} &= -x h_n^{(1)'}(x) \\ d_{12} &= [2n(n+1) - x_t^2]j_n(x_l) - 4x_l j_n'(x_l) & d_{22} &= x_l j_n'(x_l) \\ d_{13} &= 2n(n+1)[x_t j_n'(x_t) - j_n(x_t)] & d_{23} &= n(n+1)j_n(x_t) \\ d_{32} &= 2[j_n(x_l) - x_l j_n'(x_l)] & A_1^* &= -x_t^2(\rho_0/\rho_s)j_n(x) \\ d_{33} &= 2x_t j_n'(x_t) + [x_t^2 - 2n(n+1) + 2]j_n(x_t) & A_2^* &= x_j'(x) \end{aligned}$$

$$x = ka_s \quad x_t = x \frac{c_0}{c_t} \quad x_l = x \frac{c_0}{c_l}$$

avec :

ρ_0 [kg.m⁻³] : masse volumique du fluide ;

- ρ_s [kg.m⁻³] : masse volumique de la sphère ;
 c_0 [m.s⁻¹] : célérité du son dans le fluide ;
 c_t [m.s⁻¹] : célérité des ondes de cisaillement dans la sphère ;
 c_l [m.s⁻¹] : célérité des ondes de compression dans la sphère.

Dans les expressions ci-dessus, j_n désigne la fonction de Bessel sphérique d'ordre n , et $h_n^{(1)}$ la fonction de Hankle sphérique du premier type d'ordre n :

$$j_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{n+1/2}(x) \quad h_n^{(1)}(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} H_{n+1/2}^{(1)}(x)$$

où $J_{n+1/2}$ et $H_{n+1/2}^{(1)}$ sont respectivement les fonctions de Bessel et de Hankle classiques de première espèce. Notons que les dérivées des fonctions j_n et $h_n^{(1)}$ apparaissent aussi dans le calcul de certains coefficients des matrices B_n et D_n .

A.3 Champ acoustique émis par un piston plan

A.3.1 Problème général – équation de Rayleigh

Les bases théoriques exposées ci-dessous sont tirées de l'ouvrage de Potel et Bruneau (2006), p. 240 et suivantes. On se place tout d'abord dans le cas d'un fluide homogène et non dissipatif. On considère une surface émettrice (Ω) placée sur un plan rigide infini (Σ) schématisé sur la Figure A.1. Le champ acoustique est créé dans le demi espace acoustique $z>0$.

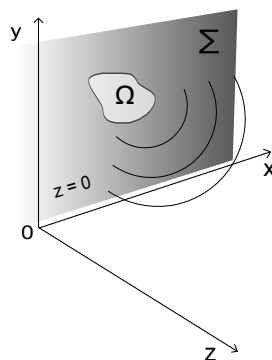


FIGURE A.1 – Schéma de la surface émettrice (Ω) contenue dans le plan rigide (Σ)

Vibrating surface (Ω) included in the rigid plane (Σ). It creates an acoustic field in the half-space $z>0$.

La source (Ω) est animée d'une vibration harmonique de pulsation ω et de vitesse vibratoire w_0 :

$$\widehat{w}_0(x_0, y_0, t) = \widehat{W}_0(x_0, y_0) e^{i\omega t} \quad (\text{A.5})$$

La valeur physique réelle des variables est obtenue en prenant la partie réelle :

$$w_0(x_0, y_0, t) = \Re(\widehat{w}_0(x_0, y_0, t)) \quad (\text{A.6})$$

Cette vibration crée un champ de pression acoustique $\widehat{p}(x, y, z, t) = \widehat{P}(x, y, z) e^{i\omega t}$ dans le demi espace $z>0$ (Fig. A.2). Les termes x_0 et y_0 représentent les coordonnées d'un point M_0 situé sur la surface (Ω) dans le plan xOy . Les coordonnées x, y, z sont celles du point M où le champ acoustique est évalué.

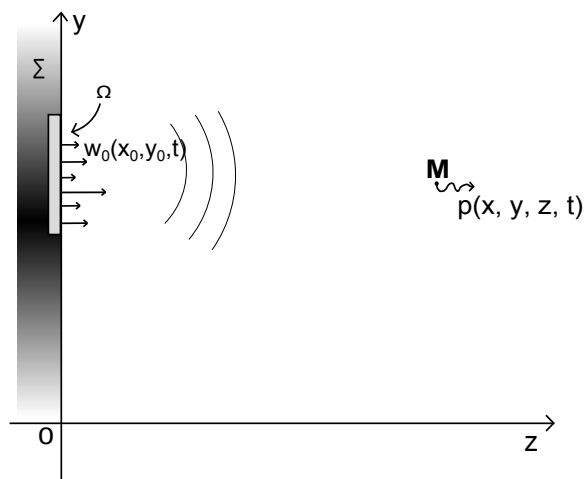


FIGURE A.2 – Schéma en coupe de la surface émettrice (Ω) contenue dans le plan rigide (Σ), à l'origine du champ de pression acoustique $\hat{p}(x, y, z, t)$

Cross-section view of the emitting surface (Ω) included in the rigid plane (Σ), creating the acoustic pressure field $\hat{p}(x, y, z, t)$.

Le champ acoustique en un point $M(x, y, z)$ est donné par **l'équation de Rayleigh** :

$$\begin{aligned} \hat{P}(x, y, z) &= \frac{i\rho_0\omega}{2\pi} \iint_{\Omega} \frac{e^{-ikM_0M}}{M_0M} \widehat{W}_0(M_0) \\ &= \frac{i\rho_0\omega}{2\pi} \iint_{\Omega} \frac{e^{-ik\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+z^2}}}{\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+z^2}} \widehat{W}_0(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide et k le nombre d'onde ($k = \omega/c_0$ où c_0 est la vitesse du son dans l'eau). L'équation de Rayleigh rend compte d'un champ à caractère monopolaire : la source peut-être modélisée comme un amas de monopôles répartis sur l'ensemble de la surface (Ω).

A.3.2 Cas d'un piston plan

On considère maintenant le cas particulier où la source est un piston plan de rayon a_t et de vitesse vibratoire \widehat{W}_0 homogène sur l'ensemble du piston (la source est

toujours animée d'un mouvement vibratoire harmonique de pulsation ω). On prend l'origine du repère cartésien $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ au centre du piston, de telle sorte que \vec{e}_z soit perpendiculaire à la surface du piston, orienté vers le domaine d'émission. L'axe (Oz) étant un axe de symétrie du problème, les paramètres étudiés ne dépendent pas de l'azimut, et on repère un point $M(x,y,z)$ du champ acoustique par le seul couple de coordonnées (r,θ) comme indiqué sur la Figure A.3.

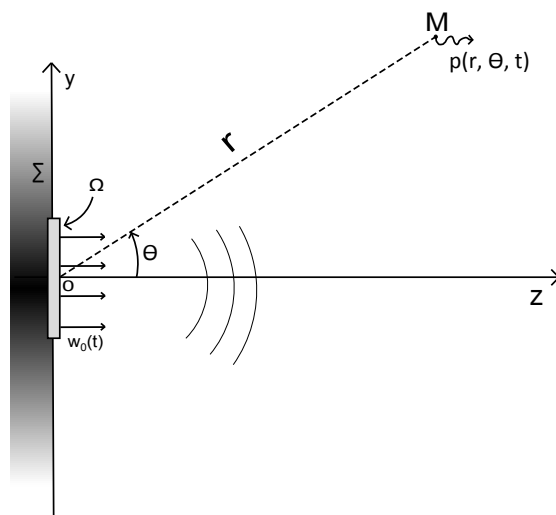


FIGURE A.3 – Schéma en coupe de la surface émettrice (Ω) contenue dans le plan rigide (Σ) pour le cas d'un piston plan, à l'origine du champ de pression acoustique $\hat{p}(r,\theta,t)$

Cross-section view of the emitting surface (Ω) included in the rigid plane (Σ) for the case of a plane piston. It creates the acoustic field $\hat{p}(r,\theta,t)$.

On repère un point $M_0(x_0,y_0)$ situé sur la surface (Ω) du piston par le couple de coordonnées polaires (ξ,α) (cf. Fig. A.4). En coordonnées cartésiennes, on a $M_0M = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}$. On cherche à exprimer cette distance dans le nouveau système de coordonnées polaires pour simplifier le calcul intégral dans l'équation de Rayleigh. On a :

$$\overrightarrow{M_0M} = \overrightarrow{M_0O} + \overrightarrow{OM}$$

Étant donnée la symétrie de révolution du problème autour de l'axe (Oz) , on peut placer le point M sur le plan (yOz) sans pour autant nuire à la généralité de la solution. Dans cette configuration :

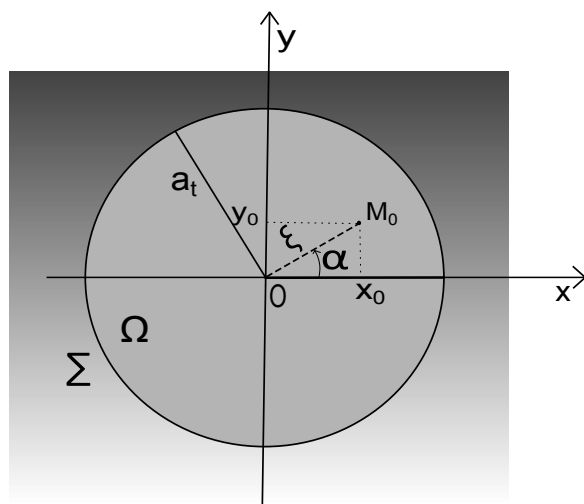


FIGURE A.4 – Schéma des coordonnées utilisées pour repérer un point M_0 sur la surface (Ω) du piston plan

Coordinates used to locate a point M_0 on the plane piston surface (Ω)

$$\overrightarrow{M_0 0} = -\xi \cos \alpha \vec{e}_x - \xi \sin \alpha \vec{e}_y \quad \overrightarrow{0M} = r \sin \theta \vec{e}_y + r \cos \theta \vec{e}_z$$

d'où :

$$\begin{aligned} M_0 M &= \sqrt{\xi^2 \cos^2 \alpha + (r \sin \theta - \xi \sin \alpha)^2 + r^2 \cos^2 \theta} \\ &= \sqrt{\xi^2 \cos^2 \alpha + \xi^2 \sin^2 \alpha - 2r \sin \theta \xi \sin \alpha + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \cos^2 \theta} \\ &= \sqrt{\xi^2 + r^2 - 2r\xi \sin \theta \sin \alpha} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

En remplaçant cette expression dans l'équation de Rayleigh (eq. A.7), et compte tenu du fait que la vitesse \widehat{W}_0 est supposée homogène sur toute la surface du piston, on obtient l'expression du champ de pression acoustique :

$$\widehat{P}(r, \theta) = \frac{i\rho_0\omega\widehat{W}_0}{2\pi} \int_0^{a_t} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{-ik\sqrt{\xi^2+r^2-2r\xi\sin\theta\sin\alpha}}}{\sqrt{\xi^2+r^2-2r\xi\sin\theta\sin\alpha}} \xi d\alpha d\xi \quad (\text{A.9})$$

NB : on intègre α sur $[-\pi; \pi]$ plutôt que sur $[0; 2\pi]$ pour retomber plus facilement sur une fonction de Bessel par la suite.

A.3.3 Expression du champ acoustique sur l'axe (0z)

Expression analytique

En se plaçant sur l'axe (Oz), on a $\theta = 0$ et l'expression (A.9) du champ acoustique devient :

$$\begin{aligned}\widehat{P}(r,0) &= \frac{i\rho_0\omega\widehat{W}_0}{2\pi} \int_0^{a_t} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{-ik\sqrt{\xi^2+r^2}}}{\sqrt{\xi^2+r^2}} \xi d\alpha d\xi \\ &= i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \int_0^{a_t} \frac{e^{-ik\sqrt{\xi^2+r^2}}}{\sqrt{\xi^2+r^2}} \xi d\xi\end{aligned}\quad (\text{A.10})$$

On effectue un changement de variable dans cette intégrale en posant $x = \sqrt{\xi^2+r^2}$. On a alors :

$$\frac{dx}{d\xi} = 2\xi \frac{1}{2\sqrt{\xi^2+r^2}} = \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2+r^2}}$$

D'où :

$$\begin{aligned}\widehat{P}(r,0) &= i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \int_r^{\sqrt{r^2+a_t^2}} e^{-ikx} dx \\ &= i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \frac{1}{-ik} [e^{-ikx}]_r^{\sqrt{r^2+a_t^2}} \\ &= \rho_0c_0\widehat{W}_0 (e^{-ikr} - e^{-ik\sqrt{r^2+a_t^2}})\end{aligned}\quad (\text{A.11})$$

Cette expression est valable quelque soit la distance r . En utilisant le fait que l'amplitude P de la pression acoustique réelle est égale au module de la pression acoustique complexe, et en posant $|\rho_0c_0\widehat{W}_0| = (2P_0r_0)/(ka_t^2)$ (cf. section A.3.5), on obtient :

$$\begin{aligned}
P^2(r,0) = |\hat{P}|^2 = \hat{P}\hat{P}^* &= \left(\frac{2P_0r_0}{ka_t^2}\right)^2 \left(e^{-ikr} - e^{-ik\sqrt{r^2+a_t^2}}\right) \left(e^{ikr} - e^{ik\sqrt{r^2+a_t^2}}\right) \\
&= \left(\frac{2P_0r_0}{ka_t^2}\right)^2 \left(2 - 2\frac{e^{i(kr-k\sqrt{r^2+a_t^2})} + e^{-i(kr-k\sqrt{r^2+a_t^2})}}{2}\right) \quad (\text{A.12})
\end{aligned}$$

et on obtient l'expression de l'amplitude de la pression acoustique en tout point de l'axe (Oz) :

$$P(r,0) = \frac{2\sqrt{2}P_0r_0}{ka_t^2} \sqrt{1 - \cos(kr - k\sqrt{r^2 + a_t^2})} \quad (\text{A.13})$$

Champ proche et champ lointain

La Figure A.5 montre l'évolution de l'amplitude de la pression acoustique sur l'axe (Oz) en fonction de la distance r . On observe des variations assez complexes lorsque r est petit (proche du transducteur), et on sépare généralement le champ acoustique en deux zones distinctes. La zone la plus proche de la source est appelée « champ proche » ou zone de Fresnel. L'amplitude y oscille entre 0 et une valeur maximale valant $4P_0r_0/(ka_t^2)$, le dernier maximum d'amplitude étant atteint pour $r = a_t^2/\lambda$ où λ est la longueur d'onde. Le nombre de fois où le champ proche s'annule est de l'ordre de a_t/λ (le champ proche ne s'annule plus si $a_t/\lambda < 1$). En dehors de l'axe, le champ proche est plus complexe et plus difficile à modéliser.

Lorsque l'on s'éloigne suffisamment du transducteur, on arrive dans le « champ lointain » ou zone de Fraunhofer. L'amplitude décroît alors régulièrement et se rapproche rapidement de l'asymptote $P(r,0) = P_0r_0/r$. On prendra la limite $r_n = \pi a_t^2/\lambda$ définie par Downing et al. (1995) pour séparer le champ lointain du champ proche.

L'expression du champ acoustique sur l'axe peut être simplifiée dans le champ lointain. En repartant de l'expression (A.11) de l'amplitude complexe de la pression acoustique sur l'axe acoustique, on a, lorsque r est grand ($r \gg a_t$) :

$$\sqrt{r^2 + a_t^2} = r\sqrt{1 + \frac{a_t^2}{r^2}} \approx r\left(1 + \frac{1}{2}\frac{a_t^2}{r^2}\right) \approx r + \frac{a_t^2}{2r}$$

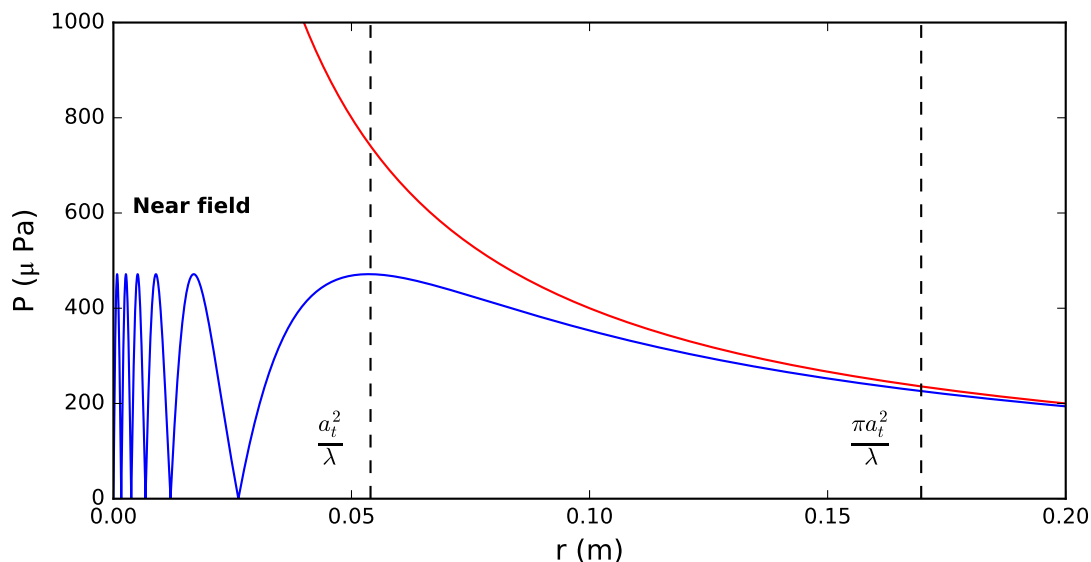


FIGURE A.5 – Amplitude du champ acoustique sur l’axe (Oz) pour un transducteur de rayon $a_t = 9$ mm émettant à 1,0 MHz (transducteur Aquascats). L’hyperbole en rouge correspond à l’asymptote $P_0 r_0 / r$.

Acoustic pressure amplitude on (Oz) axis for a piston transducer of radius $a_t = 9$ mm emitting at 1.0 MHz (Aquascats transducer). The red curve shows hyperbolic $P_0 r_0 / r$ used in the far field ($r > \pi a_t / \lambda$).

En remplaçant cette expression dans celle de $\hat{P}(r,0)$ on obtient :

$$\begin{aligned}
 \hat{P}(r,0) &\approx \rho_0 c_0 \widehat{W}_0 (e^{-ikr} - e^{-ikr} e^{-ika_t^2/2r}) \\
 &\approx \rho_0 c_0 \widehat{W}_0 e^{-ikr} (1 - e^{-ika_t^2/2r}) \\
 &\approx \rho_0 c_0 \widehat{W}_0 e^{-ikr} (1 - (1 - \frac{ika_t^2}{2r})) \\
 &\approx i \rho_0 \omega \widehat{W}_0 \frac{a_t^2}{2r} e^{-ikr}
 \end{aligned} \tag{A.14}$$

On retrouve ici le comportement asymptotique en $1/r$ dans le champ lointain.

A.3.4 Champ lointain en dehors de l'axe – simplification de l'équation de Rayleigh

En repartant de l'équation de Rayleigh pour un piston plan (eq. A.9) et en faisant l'hypothèse $r \gg a_t \geq \xi$ (champ lointain), on réalise les approximations suivantes au premier ordre :

$$\begin{aligned}
 M_0 M &= \sqrt{\xi^2 + r^2 - 2r\xi \sin \theta \sin \alpha} \\
 &\approx r \sqrt{1 - \frac{2\xi \sin \theta \sin \alpha}{r} + \frac{\xi^2}{r^2}} \\
 &\approx r \left(1 - \frac{\xi \sin \theta \sin \alpha}{r}\right)
 \end{aligned}
 \qquad
 \begin{aligned}
 \frac{1}{M_0 M} &= \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + r^2 - 2r\xi \sin \theta \sin \alpha}} \\
 &\approx \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\xi \sin \theta \sin \alpha}{r}\right) \\
 &\approx \frac{1}{r} + \frac{1}{r^2} \xi \sin \theta \sin \alpha \\
 &\approx \frac{1}{r} \quad \text{au premier ordre}
 \end{aligned}$$

On obtient :

$$\frac{e^{M_0 M}}{M_0 M} \approx \frac{1}{r} e^{-ik(r - \xi \sin \theta \sin \alpha)} \approx \frac{e^{-ikr}}{r} e^{ik\xi \sin \theta \sin \alpha} \quad (\text{A.15})$$

En remplaçant cette expression dans l'équation (A.9), on obtient une équation approchée de l'amplitude (complexe) de la pression acoustique dans le champ lointain :

$$\begin{aligned}
 \hat{P}(r, \theta) &\approx \frac{i\rho_0 \omega \widehat{W}_0}{2\pi} \int_0^{a_t} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} e^{ik\xi \sin \theta \sin \alpha} \xi d\alpha d\xi \\
 &\approx \frac{i\rho_0 \omega \widehat{W}_0}{2\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \int_0^{a_t} \xi \int_{-\pi}^{\pi} e^{ik\xi \sin \theta \sin \alpha} d\alpha d\xi
 \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

L'annexe A.4 détaille le calcul de cette intégrale double. Au final, on obtient :

$$\hat{P}(r, \theta) \approx i\rho_0 \omega \widehat{W}_0 \frac{a_t^2}{2r} e^{-ikr} D(\theta) \quad (\text{A.17})$$

où $D(\theta)$ est le facteur de directivité, dépendant du nombre d'onde k et du rayon a_t du transducteur.

A.3.5 Expression finale du champ acoustique lointain émis par un piston plan

Sur l'axe (Oz), lorsque r est grand, le champ acoustique créé peut être approximé par l'équation suivante :

$$\widehat{p}(r,0,t) \approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0\frac{a_t^2}{2r} e^{i(\omega t - kr)}$$

En dehors de l'axe (Oz), lorsque r est grand, l'expression du champ acoustique devient :

$$\widehat{p}(r,\theta,t) \approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0\frac{a_t^2}{2r} e^{i(\omega t - kr)} D(\theta)$$

En prenant un point situé sur l'axe (Oz) à une distance $r = r_0$ suffisamment grande pour être dans le champ lointain (on prend généralement $r_0 = 1$ m), l'amplitude P_0 du champ acoustique en ce point s'exprime :

$$P_0 r_0 \approx \left| i\rho_0\omega\widehat{W}_0\frac{a_t^2}{2} \right| \quad (\text{A.18})$$

On peut alors simplifier l'expression de la pression acoustique en champ lointain, obtenant ainsi l'expression couramment utilisée :

$$\boxed{\widehat{p}(r,\theta,t) \approx \frac{P_0 r_0 D(\theta)}{r} e^{i(\omega t - kr)}} \quad (\text{A.19})$$

A.4 Directivité des transducteurs

A.4.1 Facteur de directivité

Évaluation de l'intégrale double de l'équation de Rayleigh

Le calcul de l'intégrale double de l'équation de Rayleigh dans le champ lointain d'un piston plan (eq. A.16) fait intervenir une fonction de Bessel d'ordre 0. Pour un entier n , la fonction de Bessel correspondante est donnée sous sa forme intégrale par :

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i(n\alpha - x \sin \alpha)} d\alpha \quad (\text{A.20})$$

Soit, pour reprendre les notations de l'expression (A.16), en posant $n = 0$ et $x = k\xi \sin \theta$:

$$J_0(k\xi \sin \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{ik\xi \sin \theta \sin \alpha} d\alpha \quad (\text{A.21})$$

Par ailleurs, les fonctions de Bessel vérifient la propriété suivante :

$$\frac{d}{dx}[x^n J_n(x)] = x^n J_{n-1}(x)$$

Soit, pour $n = 1$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}[x J_1(x)] &= x J_0(x) \\ X J_1(X) &= \int_0^X x J_0(x) dx \end{aligned}$$

En remplaçant l'expression (A.21) dans l'équation (A.16), on obtient :

$$\begin{aligned} \hat{P}(r, \theta) &\approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \frac{e^{-ikr}}{r} \int_0^{a_t} \xi \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{ik\xi \sin \theta \sin \alpha} d\alpha d\xi \\ &\approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{1}{k^2 \sin^2 \theta} \int_0^{a_t} k\xi \sin \theta J_0(k\xi \sin \theta) k \sin \theta d\xi \\ &\approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{1}{k^2 \sin^2 \theta} [k\xi \sin \theta J_1(k\xi \sin \theta)]_0^{a_t} \\ &\approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0 \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{ka_t \sin \theta}{k^2 \sin^2 \theta} J_1(ka_t \sin \theta) \end{aligned}$$

D'où :

$$\widehat{P}(r, \theta) \approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0a_t^2\frac{e^{-ikr}}{2r}2\frac{J_1(ka_t\sin\theta)}{ka_t\sin\theta} \approx i\rho_0\omega\widehat{W}_0a_t^2\frac{e^{-ikr}}{2r}D(\theta) \quad (\text{A.22})$$

avec :

$$D(\theta) = 2\frac{J_1(ka_t\sin\theta)}{ka_t\sin\theta} \quad (\text{A.23})$$

où a_t est le rayon du transducteur, k le nombre d'onde et θ l'angle par rapport à l'axe acoustique. $D(\theta)$ est appelé **facteur de directivité** et rend compte de la diminution de l'intensité du champ acoustique à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du transducteur. On représente généralement la directivité d'un transducteur par un diagramme de directivité, qui montre l'atténuation en dB en fonction de l'angle θ , par rapport au niveau d'intensité acoustique sur l'axe. Ces diagrammes sont obtenus en traçant la fonction de directivité.

Fonction de directivité

L'intensité acoustique radiale du champ lointain créé par un piston plan s'écrit (Potel et Bruneau, 2006, p. 248) :

$$\begin{aligned} I_{r_\infty}(r, \theta) &= \frac{\rho_0c_0k^2a_t^4\widehat{W}_0^2}{8r^2}D^2(\theta) \\ &= \frac{(P_0r_0)^2}{2\rho_0c_0r^2}D^2(\theta) \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

en posant $P_0r_0 = |\rho_0\omega\widehat{W}_0\frac{a_t^2}{2}|$ (cf. section A.3.5). Pour obtenir un diagramme de directivité, on convertit l'intensité $I_{r_\infty}(r, \theta)$ en décibels, en prenant comme référence l'intensité acoustique $I_{r_\infty,0}$ sur l'axe à la distance r . Cela revient à tracer la fonction de directivité :

$$\begin{aligned} F_{dir}(\theta) &= 10\log_{10}\left(\frac{I_{r_\infty}(r, \theta)}{I_{r_\infty,0}}\right) \\ &= 10\log_{10}(D^2(\theta)) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

On caractérise généralement la directivité d'un transducteur par son ouverture à -3 dB, qui vaut $2\theta_{-3dB}$ où θ_{-3dB} est l'angle correspondant à une perte de 3 dB par rapport à l'axe. D'un point de vue qualitatif, plus le rayon d'un transducteur

sera grand par rapport à la longueur d'onde, plus il sera directif (i.e. plus son angle d'ouverture sera faible), et plus le champ proche sera important.

Lorsqu'un transducteur est utilisé en réception, le facteur de directivité s'applique aussi. Le transducteur sera plus sensible aux sons émis non loin de son axe.

A.4.2 Diagrammes de directivité des transducteurs Aquascacat

La Figure A.6 montre les diagrammes de directivité théoriques des transducteurs Aquascacat utilisés dans ces travaux de thèse. Le rayon des transducteurs est le rayon « effectif » donné par le constructeur (inférieur au rayon physique).

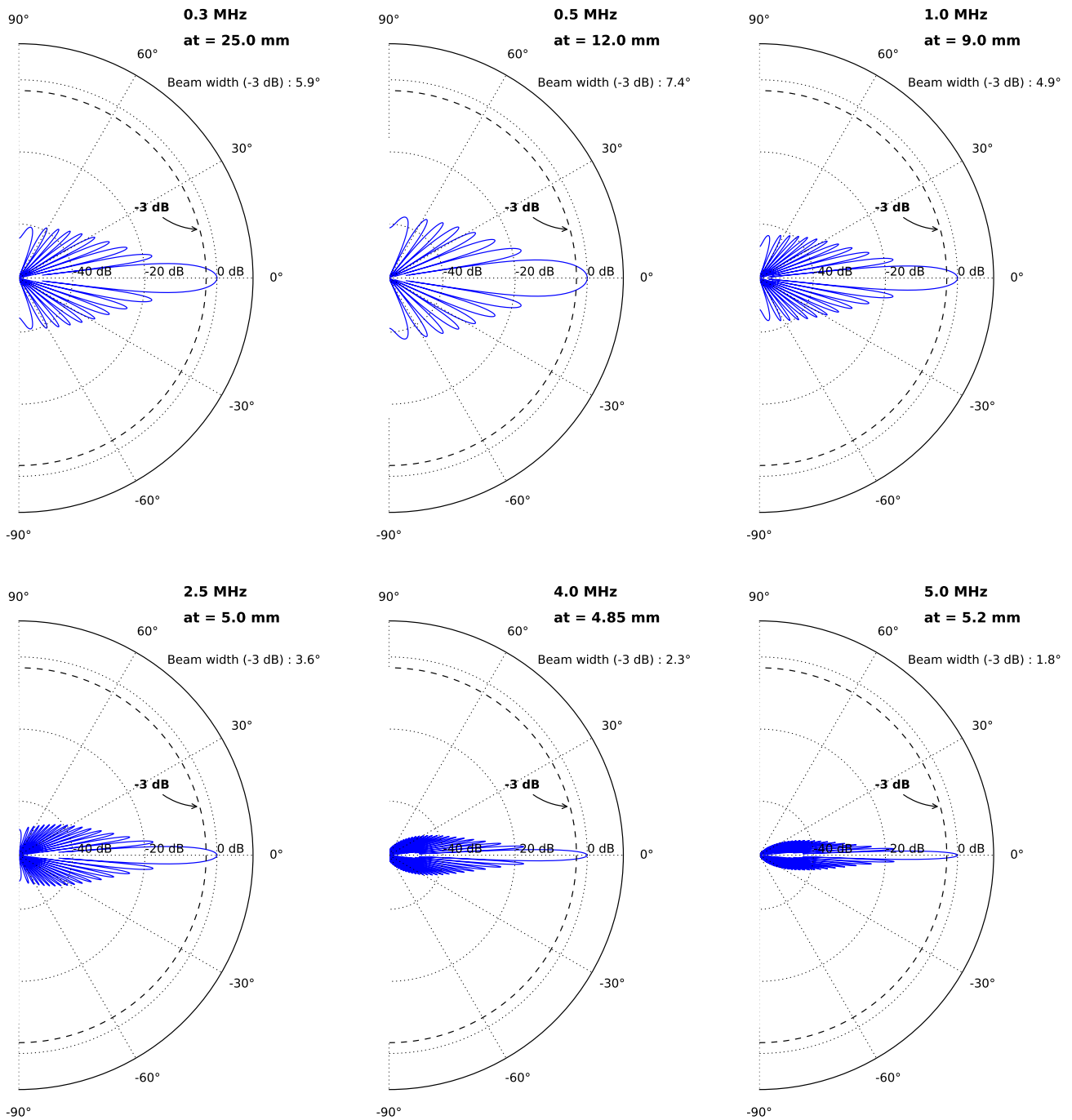


FIGURE A.6 – Diagrammes de directivité pour les transducteurs du profileur Aquascat utilisés dans la partie expérimentale

Directivity diagrams of the Aquascat transducers used in the experiments

A.5 Somme des échos de plusieurs particules

Les étapes de calcul pour arriver à l'équation (2.14) présentée dans la section 2.2.3 du Chapitre 2 sont détaillées ci-dessous.

$$\text{On a : } \delta p = \sum_{n=1}^{N_0} P_s(r_n, \theta_n) \cos(\omega t + \Phi_n) \quad \text{et} \quad \delta p_{rms}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \delta p^2 dt$$

$$\delta p^2 = \sum_{n=1}^{N_0} P_s^2(r_n, \theta_n) \cos^2(\omega t + \Phi_n) + \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} P_s(r_n, \theta_n) P_s(r_m, \theta_m) \cos(\omega t + \Phi_n) \cos(\omega t + \Phi_m)$$

$$\delta p_{rms}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\sum_{n=1}^{N_0} P_s^2(r_n, \theta_n) \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \cos^2(\omega t + \Phi_n) dt + \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} P_s(r_n, \theta_n) P_s(r_m, \theta_m) \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \cos(\omega t + \Phi_n) \cos(\omega t + \Phi_m) dt \right]$$

Or :

$$\frac{1}{2T} \int_{-T}^T \cos^2(\omega t + \Phi_n) dt = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \frac{\cos(2\omega t + 2\Phi_n) + 1}{2} dt = \frac{1}{2} + \frac{1}{4T\omega} \sin(2\omega T) \cos(2\Phi_n)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \cos(\omega t + \Phi_n) \cos(\omega t + \Phi_m) dt &= \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \frac{\cos(2\omega t + \Phi_n + \Phi_m) + \cos(\Phi_n - \Phi_m)}{2} dt \\ &= \frac{\cos(\Phi_n - \Phi_m)}{2} + \frac{1}{4T\omega} \sin(2\omega T) \cos(\Phi_n + \Phi_m) \end{aligned}$$

D'où :

$$\delta p_{rms}^2 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_0} P_s^2(r_n, \theta_n) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} P_s(r_n, \theta_n) P_s(r_m, \theta_m) \cos(\Phi_n - \Phi_m)$$

Si on considère maintenant un volume suffisamment petit contenant les N_0 particules, on peut faire l'hypothèse que l'amplitude $P_s(r_n, \theta_n)$ de l'onde rétrodiffusée par chaque particule est à peu près constante. On a alors :

$$\delta p_{rms}^2 = \frac{1}{2} N_0 P_s^2(r, \theta) + \frac{1}{2} P_s^2(r, \theta) \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} \cos(\Phi_n - \Phi_m)$$

Le second terme de cette équation est responsable de la variation du signal d'un tir à l'autre, mais vaut 0 en moyenne. En effet, la phase Φ étant une variable aléatoire, on peut réécrire l'espérance :

$$\mathbb{E} \left[\sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} \cos(\Phi_n - \Phi_m) \right] = \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{N_0} \mathbb{E}[\cos(\Phi_n - \Phi_m)]$$

Comme la phase est uniformément répartie sur $[0, 2\pi]$, son espérance vaut :

$$\mathbb{E}[\Phi] = \int_0^{2\pi} \phi f_{\Phi}(\phi) d\phi = \int_0^{2\pi} \phi \frac{1}{2\pi} d\phi = \pi$$

Par ailleurs, les variables aléatoires Φ_n et Φ_m étant indépendantes pour $m \neq n$, on a :

$$\begin{aligned} \mathbb{E}[\cos(\Phi_n - \Phi_m)] &= \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\phi_n - \phi_m) f_{\Phi_n}(\phi_n) f_{\Phi_m}(\phi_m) d\phi_n d\phi_m \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\phi_n - \phi_m) d\phi_n d\phi_m \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} [\sin(2\pi - \phi_m) - \sin(0 - \phi_m)] d\phi_m \\ &= 0 \end{aligned}$$

Ainsi, lorsque l'on moyenne les valeurs de δp_{rms}^2 sur un grand nombre de tirs, on obtient :

$$\overline{\delta p_{rms}^2} = \frac{1}{2} N_0 P_s^2(r, \theta)$$

A.6 Equation du sonar sous forme logarithmique

Une des formes logarithmiques de l'équation du sonar, permettant d'utiliser directement les niveaux d'intensité acoustique en dB, s'écrit (Wright et al., 2010) :

$$\log_{10}(SSC) = 0.1(RL + 2TL) + K_T \quad (\text{A.26})$$

avec :

SSC : *suspended sediment concentration* ($SSC = M$) ;

RL : *reverberation level* ;

TL : *transmission loss* (atténuation due à l'eau, aux particules en suspension et à la divergence géométrique) ;

K_T : constante liée à l'instrument et aux sédiments en suspension.

Nous détaillons ici la relation entre cette forme de l'équation du sonar et celle que nous avons utilisé dans ces travaux de thèse, qui est :

$$\overline{V_{rms}^2} = \frac{k_s^2 k_t^2}{\psi^2 r^2} M e^{-4\alpha r} \quad (\text{A.27})$$

En prenant le logarithme décimal de cette équation, on a :

$$\log_{10}(M) = 2 \log_{10}(\psi) + 2 \log_{10}(r) + \log_{10}(\overline{V_{rms}^2}) + \frac{4}{\ln 10} \alpha r - \log_{10}(k_s^2 k_t^2) \quad (\text{A.28})$$

On cherche à exprimer la valeur efficace de la tension mesurée en sortie de l'instrument V_{rms} en niveau d'intensité acoustique (dB). On a montré dans la section 2.4.4 que $P_{rms}^2 = V_{rms}^2 / (S^2 T_V^2)$. En passant de la pression à l'intensité acoustique, on a :

$$I = \frac{P_{rms}^2}{\rho_0 c_0} = \frac{V_{rms}^2}{\rho_0 c_0 S^2 T_V^2} \quad (\text{A.29})$$

d'où :

$$\boxed{RL = I_{dB} = 10 \log_{10}(\overline{V_{rms}^2}) - 10 \log_{10}(P_0^2 S^2 T_V^2)} \quad (\text{A.30})$$

où $P_0 = 1 \mu\text{Pa}$ est la pression acoustique de référence dans l'eau. Les pertes de transmission TL s'expriment :

$$\boxed{2TL = 20 \log_{10}(\psi) + 20 \log_{10}(r) + 2\alpha_w r + 2\alpha_s r} \quad (\text{A.31})$$

où α_w et α_s sont les coefficient d'atténuation liés à l'eau et aux sédiments en **dB/m** : $\alpha_{dB} = 20\alpha/\log_e(10)$ où α est le coefficient d'atténuation total en Np.m^{-1} . La correction du champ proche $20\log_{10}(\psi)$ est généralement négligée dans les pertes par transmission TL dès lors que l'on se place dans le champ lointain. On peut maintenant réécrire l'équation du sonar :

$$\begin{aligned} \log_{10}(SSC) &= \frac{1}{10} \left(10 \log_{10}(\overline{V_{rms}^2}) - 10 \log_{10}(P_0^2 S^2 T_V^2) \right) + \log_{10}(P_0^2 S^2 T_V^2) + \frac{1}{10} \frac{40}{\ln 10} \alpha r \\ &\quad + \frac{1}{10} 20 \log_{10}(r) - \log_{10}(k_s^2 k_t^2) \\ \log_{10}(SSC) &= 0.1(RL + 2TL) + \log_{10} \left(\frac{P_0^2 S^2 T_V^2}{k_s^2 k_t^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

On explicite donc le dernier terme K_T :

$$\begin{aligned} K_T &= \log_{10} \left(\frac{P_0^2 S^2 T_V^2}{k_s^2 k_t^2} \right) = \log_{10} \left(\frac{P_0^2 S^2 T_V^2}{\frac{\langle a_s^2 f_\infty^2 \rangle}{\langle a_s^3 \rangle \rho_s} S^2 T_V^2 p_0^2 r_0^2 \left\{ \frac{0.96}{ka_t} \right\}^2 \frac{3\tau C}{16}} \right) \\ &\quad \boxed{K_T = \log_{10} \left(\frac{\langle a_s^3 \rangle \rho_s}{\langle a_s^2 f_\infty^2 \rangle} \times \frac{1}{3\tau C} \times \left\{ \frac{4P_0 ka_t}{0.96 p_0 r_0} \right\}^2 \right)} \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

K_T est donc une constante qui ne dépend pas de r , mais qui est liée à l'instrument (durée du pulse, fréquence, rayon du transducteur, puissance émise), au milieu de propagation (célérité du son dans l'eau) et aux particules en suspension (taille, masse volumique, ...).

Annexe B

Protocoles et matériel

B.1 Déploiement de l'Aquascats depuis un bateau



Protocole : déploiement de l'Aquascats (depuis une embarcation)

Matériel à préparer

Déploiement de l'Aquascats

- Ordinateur portable (x2)
 - Chargeur ordinateur (x2)
 - Batteries 12V (au moins 2)
 - Convertisseurs 12V / 220V (x2)
 - Multiprise (x1)
 - Câble connexion USB Aquascats (x2)
 - Guitoune pour protéger l'ordinateur en cas de pluie
 - Bâche pour protéger l'ordinateur en cas de pluie
 - Réglette pour mesurer l'enfoncement des capteurs dans l'eau (à fixer sur la potence)
 - Scotch double face pour fixer la réglette
 - Vêtement / couverture pour poser et protéger l'Aquascats dans le bateau
 - Caisse à outils (notamment pince coupante / cutter / clés platine transducteurs et potence)
- #### Prélèvements bouteille Niskin
- Flacons
 - Gants
 - Bouteille Niskin
 - Sonde Diver (à fixer sur Niskin pour enregistrer la pression) + tête de lecture
 - Entonnoirs (x2)
 - Seaux (x2)
 - Marqueurs (x2)
 - Serviettes en papier
 - Spatule pour mélanger l'échantillon dans le seau
- #### Equipement personnel
- Fiches terrain
 - Crayon papier (x2)
 - Carnet terrain étanche
 - Appareil photo
 - GPS (aide au positionnement stationnaire du bateau / repérage des points de mesure)
 - Chronomètre (synchronisé avec l'Aquascats pour aider au repérage précis sur les fiches terrain)
 - Thermomètre ou sonde Diver + tête de lecture (mesure température)
 - Potence de déploiement des transducteurs
 - Platine de fixation des transducteurs
 - Colliers de serrage
 - Scotch type Gaffer
 - Mousse thermique de plomberie pour atténuer les réflexions parasites arrière des transducteurs basse fréquence (0,3 et 0,5 MHz)
 - Bottes
 - Pantalon étanche
 - K-Way
 - Gilets sauvetage
 - Trousse de secours
 - Lunettes soleil
 - Thermos café

Déploiement de l'Aquascat

Avant le déploiement

- **Vérifier la communication entre l'instrument et l'ordinateur.** Problèmes potentiels : non reconnaissance de l'instrument par l'ordinateur (câble de connexion USB endommagé, mal enfiché, problème de driver, batterie déchargée). Prévoir un câble de connexion USB de secours, un ordinateur de secours et une batterie de secours.
- **Tester le fonctionnement de l'instrument** avant de l'installer sur son support. Vérifier qu'un signal est bien généré et enregistré lorsque l'instrument est déployé dans le vide. Problèmes potentiels : mémoire pleine, problème de communication avec les transducteurs (graisser les connecteurs au besoin).
- **Synchroniser les horloges** des différents appareils déployés (ex : GPS, sonde multi-paramètres).

Pendant le déploiement

- **Relever le maximum d'information** sur l'heure de début des bursts, les réglages appliqués, les conditions de déploiement, les prélèvements éventuellement réalisés en parallèle, les coordonnées GPS, etc. Repérer ces informations par des **heures précises** (une montre synchronisée sur l'horloge de l'Aquascat peut être utile). Mesurer précisément la **température de l'eau** et l'**enfouissement des transducteurs**.
- **Déployer l'instrument sur batterie interne**, de préférence à une alimentation externe. Problèmes potentiels : interférences liées à la source d'alimentation externe.
- **Vérifier l'absence d'autres sources ultrasonores**, ADCP, sonar, etc. Problèmes potentiels : interférences, même lorsque les fréquences ne se recoupent pas.
- **Observer** si possible les séries temporelles du **signal en temps réel**, ce afin de repérer d'éventuelles interférences, et de connaître la position du fond dans le cas d'un déploiement vertical. Lorsqu'il n'est pas possible d'observer directement le signal (déploiement en autonomie), recueillir régulièrement les données pendant le déploiement pour visualiser les séries temporelles.
- **Enregistrer régulièrement le bruit de fond**, sans changer les réglages de l'instrument (taille de cellule, gain, ...) en réglant la puissance transmise sur « OFF ».

Réglages de l'instrument

- **Gains** : régler les gains à la réception au maximum (+ 20 dB), sauf en cas de saturation (peut intervenir avec des particules de grande taille, proche des transducteurs). Régler le gain en transmission (Transmit Power) au maximum (0 dB), sauf pour mesurer le bruit de fond (réglage sur « OFF ») ou en cas de déploiement en milieu confiné, par exemple lors d'un déploiement dans une cuve (dans ce cas, le réglage -12 dB est préférable).
- **Taille de cellule** choisir la taille de cellule la plus petite permettant d'atteindre la portée désirée. En cas de déploiement vertical, faire un premier essai avec la taille de cellule maximale pour déterminer la position du fond, et choisir ensuite une taille de cellule adaptée en fonction de la profondeur à atteindre. La taille du pulse transmis doit être égale à la taille de cellule.
- **Nombre de cellules** : sélectionner la valeur maximale (256). Même s'il n'y a plus de signal en fin de profil (ex : lorsque le fond a été « dépassé » dans le cas d'un déploiement vertical), la queue du profil peut apporter une information utile sur le bruit de fond.
- **Données complexes** : à l'heure actuelle, ces données ne sont pas exploitées.
- **Fréquence de profilage** : en milieu ouvert et / ou fortement atténué (ex : beaucoup de sédiments fins), régler la fréquence de profilage sur la valeur maximale, qui varie en fonction de la taille de cellule utilisée. En milieu confiné (ex : cuve, canal avec faible profondeur), baisser la fréquence de profilage, en particulier si des échos parasites apparaissent.
- **Profils moyennés** : ne jamais moyenniser les profils, régler cette valeur sur 1.
- **Nombre de profils enregistrés** : dans le cas d'un déploiement « en direct », régler cette valeur de manière à atteindre la durée du burst moins 5 secondes. Dans le cas d'un déploiement différé, régler ce nombre en fonction de la durée de mesure souhaitée.

Après le déploiement

- **Laver et sécher les transducteurs.**

B.2 Séparation du sable et des sédiments fins dans un échantillon

	Mesure de concentration en MES et sable dans un échantillon liquide	Vers. : <input type="text" value="3"/>
	<input type="text" value="AA/RILYMET/AAA-NNN"/>	Date : <input type="text" value="08/06/2018"/> <input type="text" value="1 / 2"/>

Il est primordial de bien identifier les échantillons et de noter le maximum d'éléments sur la fiche d'analyse.

Utiliser du matériel aussi sec que possible (seau, tamis).

Echantillon peu chargé en sable (< 1 g/L) : préparer et marquer 2 filtres pour l'analyse en suivant les préconisations de la norme EN 872 (lavage/séchage/pesée)

Echantillon chargé en sable (> 1 g/L) : préparer un filtre et une coupelle en aluminium (propre et sèche) préalablement identifiée et pesée à vide.

Mesurer le volume total de l'échantillon à l'aide d'une éprouvette graduée – bien noter ce volume.

Analyse des sables

Préparer un volume connu d'eau déminéralisée (éprouvette) et le placer la dans une pissette vide. Ce volume est utilisé pour rincer les récipients (flacon(s), éprouvette) par où est passé l'échantillon, ainsi que le tamis. La quantité d'eau de rinçage nécessaire dépend de la concentration en particules fines. Commencer par un faible volume (~ 100 mL) pour le premier échantillon. Si nécessaire, re-remplir la pissette de rinçage avec un volume d'eau déminéralisée connu autant de fois que nécessaire. Il est très important de bien noter ce volume à chaque fois.

Faire passer l'échantillon dans le tamis 63µm placé au-dessus d'un seau.

Utiliser la pissette contenant le volume d'eau déminéralisée préalablement mesuré pour rincer les récipients (flacon(s), éprouvette) et le tamis. L'eau de rinçage doit tomber dans le seau, tout en gardant le refus dans le tamis 63 µm. Bien rincer le tamis pour faire passer toutes les particules fines. Frotter le tamis avec le dos d'une cuillère si nécessaire, jusqu'à ce que l'eau s'écoulant à travers le tamis dans le seau soit bien claire (éventuellement placer une soucoupe blanche sous le tamis pour vérifier). Bien faire passer **en totalité** le volume d'eau déminéralisé contenu dans la pissette à travers le tamis.

Réserver le seau et son contenu.

Suivant la quantité de refus récolée dans le tamis :

- si faible quantité, placer un filtre dans la colonne de filtration et y verser le refus du tamis 63 µm en l'aidant avec de l'eau déminéralisée et une pissette (le volume utilisé n'a pas d'importance) – retirer le filtre et étuver conformément à la norme EN 872 – peser – noter ;
- si quantité importante, verser le refus du tamis 63 µm dans une coupelle en aluminium préalablement pesée en l'aidant avec de l'eau déminéralisée et une pissette (le volume utilisé n'a pas d'importance mais doit être relativement faible) – étuver conformément à la norme EN 872 – peser – noter.

Conserver la coupelle ou le filtre dans une boîte de pétri (identifiée) en cas d'utilisation pour une analyse granulométrique.

Analyse des fines

Sous échantillonner dans le seau grâce à une coupelle adaptée (~ 100 à 300 ml), en mélangeant le contenu suivant un mouvement en 8.

Mesurer (à l'éprouvette) et noter le volume échantillonné.

Placer le second filtre dans la colonne de filtration et y verser l'échantillon.

Rincer l'éprouvette et l'entonnoir de la colonne de filtration – étuver – peser.

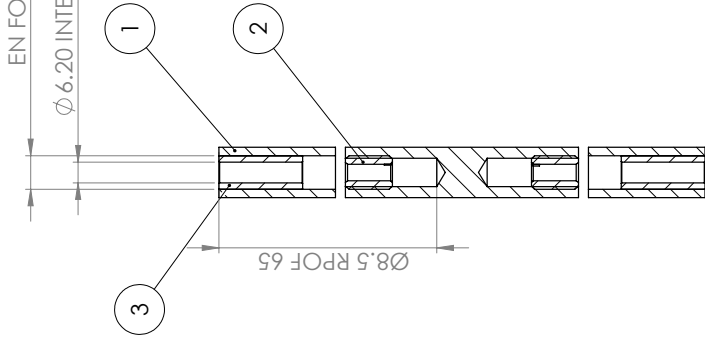
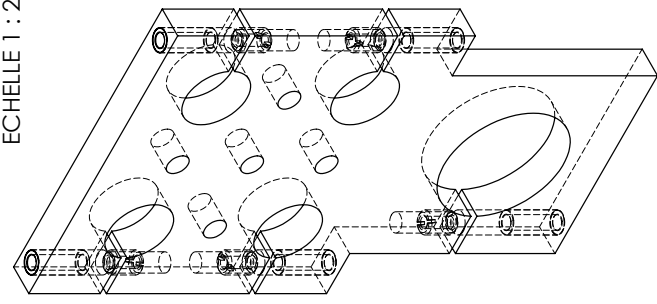
Mettre en flacon le volume restant dans le seau (ou sous-échantillonner si nécessaire) pour une analyse granulométrique de la partie fine.

B.3 Plan de la platine de fixation des transducteurs Aquascap

Ø 10 A AJUSTER POUR MONTAGE
EN FORCE DE L'ENTRETOISE

Ø 6.20 INTERIEUR DE L'ENTRETOISE

ECHELLE 1 : 2

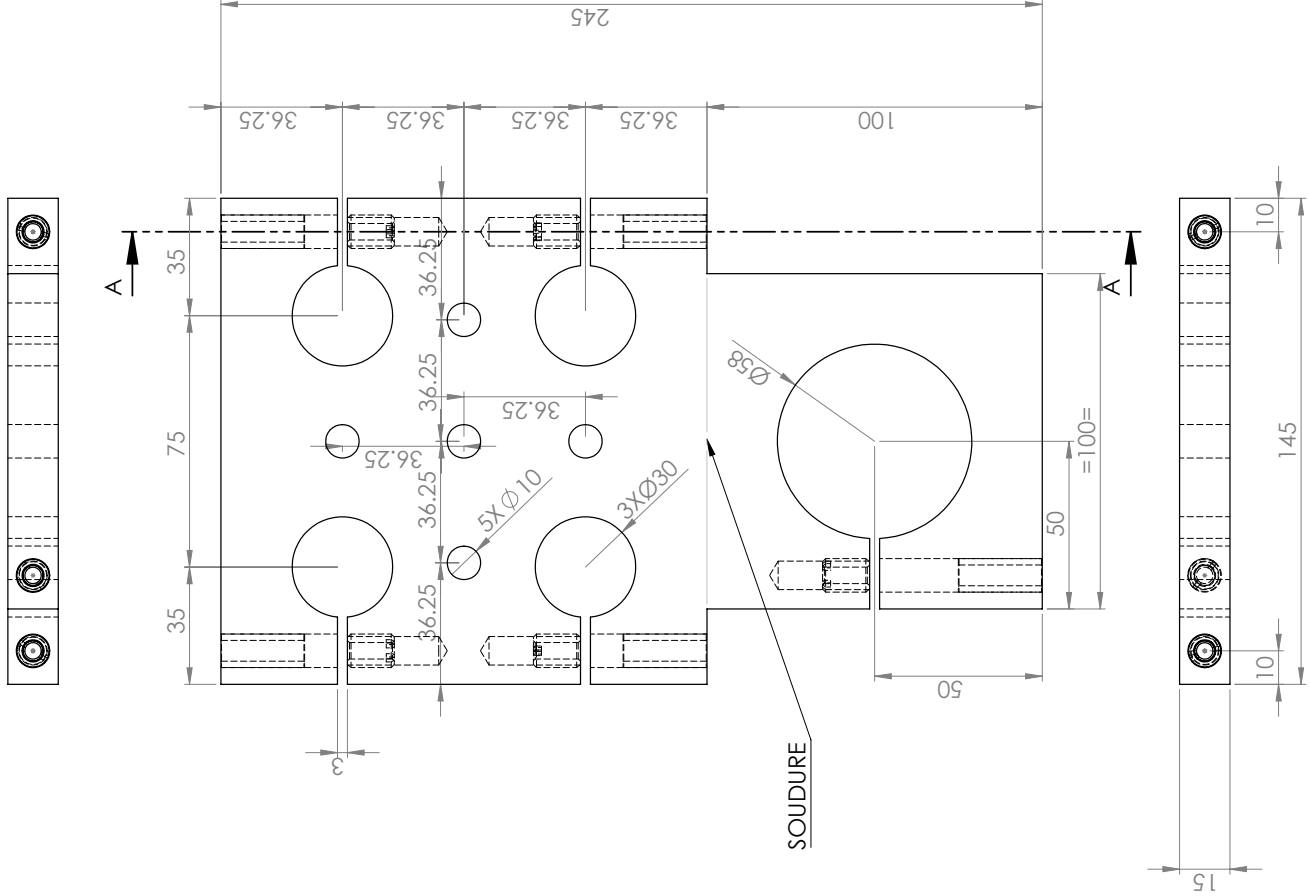


COUPE A-A

VISSERIE + RONDELLE M6X60 NON REPRESENTEE
A FOURNIR AVEC LA PIECE

No. ARTICLE	NUMERO DE PIECE	DESCRIPTION	QTE
1	PCE PEHD NOIR		1
2	INSERTS M6 INOX		5
3	ENTRETOISE NYLON	MONTAGE EN FORCE	5

SAUF INDICATION CONTRAIRE, LES COTES SONT EN MILLIMETRES		CASSER LES ANGES VRS		NE PAS CHANGER L'ECHELLE		REVISION	
TOLERANCES:		ANGLES VRS					
LINEAIRES:							
ANGULAIRES:							
AUTEUR	NO. DE PLAN	SIGNATURE	DATE	TITRE			
VERBE							
APPR.							
FAB.							
QUAL.							
MATERIAU:		MASSE:		ECHAPELLE23			
				FEUILLE 1 SUR 1			
				AQUASCAT			
				A3			



Bibliographie

- Agrawal, Y. C. et D. M. Hanes. 2015, «The implications of laser-diffraction measurements of sediment size distributions in a river to the potential use of acoustic backscatter for sediment measurements», *Water Resources Research*, vol. 51, p. 8854–8867.
- Armijos, E., A. Crave, R. Espinoza, P. Fraizy, A. L. M. R. Dos Santos, F. Sampaio, E. De Oliveira, W. Santini, J. M. Martinez, P. Autin, N. Pantoja, M. Oliveira et N. Filizola. 2017, «Measuring and modeling vertical gradients in suspended sediments in the Solimões/Amazon River», *Hydrological Processes*, vol. 31, p. 654–667.
- Betteridge, K. F. E., P. D. Thorne et R. D. Cook. 2008, «Calibrating multi-frequency acoustic backscatter systems for studying near-bed suspended sediment transport processes», *Continental Shelf Research*, vol. 28, p. 227–235.
- Boldt, J. A. 2015, «From mobile ADCP to high-resolution SSC: a cross-section calibration tool», dans *Proceedings of the SEDHYD 2015 Conference*, USA, Nevada, Reno, p. 1258–1260.
- Chamberlain, E. L., T. E. Törnqvist, Z. Shen, B. Mauz et J. Wallinga. 2018, «Anatomy of Mississippi Delta growth and its implications for coastal restoration», *Science Advances*, vol. 4, doi:10.1126/sciadv.aar4740.
- Downing, A., P. D. Thorne et C. E. Vincent. 1995, «Backscattering from a suspension in the near field of a piston transducer», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 97, p. 1614–1620.
- Dramais, G., B. Camenen, J. Le Coz, F. Thollet, C. Le Bescond, M. Lagouy, A. Buffet et F. Lacroix. 2018, «Comparison of standardized methods for suspended solid concentration measurements in river samples», dans *Proceedings of the Ri-*

ver Flow 2018 Conference, vol. 40. URL <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20184004018>.

- Eshel, G., G. J. Levy, U. Mingelgrin et M. J. Singer. 2004, «Critical evaluation of the use of laser diffraction for particle-size distribution analysis», *Soil Science Society of America Journal*, vol. 68, p. 763–743.
- Faran, J. J. 1951, «Sound scattering by solid cylinders and spheres», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 23, p. 405–418.
- Foote, K. G. et M. A. Martini. 2010, «Standard-target calibration of an acoustic backscatter system», dans *OCEANS 2010 MTS/IEEE SEATTLE*, p. 1–5, doi: 10.1109/OCEANS.2010.5664362.
- François, R. E. et G. R. Garrison. 1982, «Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 75, p. 896–907.
- Fromant, G., F. Floch, A. Lebourges-Dhaussy, F. Jourdin, Y. Perrot, N. Le Dantec et C. Delacourt. 2017, «In situ quantification of the suspended load of estuarine aggregates from multifrequency acoustic inversions», *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 34, p. 1625–1643.
- Gaunaurd, G. C. et H. Uberall. 1983, «RST analysis of monostatic and bistatic acoustic echoes from an elastic sphere», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 73, p. 1–12.
- Gostiaux, L. et H. van Haren. 2010, «Extracting meaningful information from uncalibrated backscattered echo intensity data», *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 27, p. 943–949.
- Guerrero, M., R. N. Szupiany et M. Amsler. 2011, «Comparison of acoustic backscattering techniques for suspended sediments investigation», *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 22, p. 392–401.
- Hanes, D. M. 2012, «On the possibility of single-frequency acoustic measurement of sand and clay concentrations in uniform suspensions», *Continental Shelf Research*, vol. 46, p. 64–66.
- Haight, D., J. G. Venditti et S. A. Wright. 2017, «Calculation of in situ acoustic sediment attenuation using off-the-shelf horizontal ADCPs in low concentration settings», *Water Resources Research*, vol. 53, p. 5017–5037.

- Hay, A. E. 1991, «Sound scattering from a particle-laden, turbulent jet», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 90, p. 2055–2074.
- Hay, A. E. et D. G. Mercer. 1985, «On the theory of sound scattering and viscous absorption in aqueous suspensions at medium and short wavelengths», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 78, p. 1761–1771.
- Hay, A. E. et D. G. Mercer. 1989, «A note on the viscous attenuation of sound in suspensions», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 85, p. 2215–2216.
- Hay, A. E. et A. S. Schaafsma. 1989, «Resonance scattering in suspensions», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 85, p. 1124–1138.
- Hay, A. E. et J. Sheng. 1992, «Vertical profiles of suspended sand concentration and size from multifrequency acoustic backscatter», *Journal of Geophysical Research*, vol. 97, p. 15 661–15 677.
- Hickling, R. 1962, «Analysis of echoes from a solid elastic sphere in water», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 34, p. 1582–1592.
- Hoitink, A. J. F. et P. Hoekstra. 2005, «Observations of suspended sediment from ADCP and OBS measurements in a mud-dominated environment», *Coastal Engineering*, vol. 52, p. 103–118.
- Holdaway, G. P., P. D. Thorne, D. Flatt, S. E. Jones et D. Prandle. 1999, «Comparison between ADCP and transmissometer measurements of suspended sediment concentration», *Continental Shelf Research*, vol. 19, p. 421–441.
- Hurther, D., P. D. Thorne, M. Bricault, U. Lemmin et J.-M. Barnoud. 2011, «A multi-frequency Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes», *Coastal Engineering*, vol. 58, p. 594–605.
- Landers, M. N., T. D. Straub, M. S. Wood et M. M. Domanski. 2016, «Sediment acoustic index method for computing continuous suspended-sediment concentrations», U.S. Geological Survey Techniques and Methods, book 3, chap. C5. URL <http://dx.doi.org/10.3133/tm3C5>.
- Latosinski, F. G., R. N. Szupiany, C. M. García, M. Guerrero et M. L. Amsler. 2014, «Estimation of concentration and load of suspended bed sediment in a large river by means of acoustic doppler technology», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 140, doi:10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000859.

- Lavery, A. C., W. R. Geyer et M. E. Scully. 2013, «Broadband acoustic quantification of stratified turbulence», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 134, p. 40–54.
- Lee, W.-J. et T. K. Stanton. 2014, «Statistics of echoes from mixed assemblages of scatterers with different scattering amplitudes and numerical densities», *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 39, p. 740–754.
- Lurton, X. 1998, *Acoustique sous-marine - Présentation et applications*, Ed. Ifremer.
- Medwin, H. et C. S. Clay. 1998, *Fundamentals of Acoustical Oceanography*, Academic Press.
- Meral, R. 2016, «A study on the estimating of sediment concentration with turbidity and acoustic backscatter signal for different sediment sizes», *Hydrology Research*, vol. 47, p. 305–311.
- Meral, R., A. Dogan Demir et B. Cemek. 2018, «Analyses of turbidity and acoustic backscatter signal with artificial neural network for estimation of suspended sediment concentration», *Applied Ecology and Environmental Research*, vol. 16, p. 697–708.
- Moate, B. D. et P. D. Thorne. 2009, «Measurements and inversion of acoustic scattering from suspensions having broad size distributions», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 126, p. 2905–2917.
- Moate, B. D. et P. D. Thorne. 2012, «Interpreting acoustic backscatter from suspended sediments of different and mixed mineralogical composition», *Continental Shelf Research*, vol. 46, p. 67–82.
- Moate, B. D., P. D. Thorne et R. D. Cook. 2016, «Field deployment and evaluation of a prototype autonomous two dimensional acoustic backscatter instrument: the Bedform And Suspended Sediment Imager (BASSI)», *Continental Shelf Research*, vol. 112, p. 78–91.
- Moore, S. A., J. Le Coz, D. Hurther et A. Paquier. 2012, «On the application of horizontal ADCPs to suspended sediment transport surveys in rivers», *Continental Shelf Research*, vol. 46, p. 50–63.
- Moore, S. A., J. Le Coz, A. Paquier et D. Hurther. 2013, «Using multi-frequency acoustic attenuation to monitor grain size and concentration of suspended sediment in rivers», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 133, p. 1959–1970.

- Morse, P. M. et K. U. Ingard. 1968, *Theoretical Acoustics*, McGraw-Hill Book Company.
- Neubauer, W. G., H. V. Richard et L. R. Dragonette. 1974, «Acoustic reflection from elastic spheres. I. Steady-state signals», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 55, p. 1123–1129.
- Potel, C. et M. Bruneau. 2006, *Acoustique générale - Equations différentielles et intégrales, solutions en milieux fluides et solides, applications*, Coll. Technosup, Ellipses.
- Povey, M. J. W. 2013, «Ultrasound particle sizing: A review», *Particuology*, vol. 11, p. 135–147.
- Provansal, M., S. Dufour, F. Sabatier, E. J. Anthony, G. Raccasi et S. Robresco. 2014, «The geomorphic evolution and sediment balance of the lower Rhône River (southern France) over the last 130 years: Hydropower dams versus other control factors», *Geomorphology*, vol. 219, p. 27–41.
- Reichel, G. et H. P. Nachtnebel. 1994, «Suspended sediment monitoring in a fluvial environment: advantages and limitations applying an Acoustic Doppler Current Profiler», *Water Resources*, vol. 28, p. 751–761.
- Richards, S. D., T. G. Leighton et N. R. Brown. 2003, «Visco-inertial absorption in dilute suspensions of irregular particles», *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 459, p. 2153–2167.
- Rosado-Mendez, I. M., L. C. Drehfal, J. A. Zagzebski et T. J. Hall. 2016, «Analysis of coherent and diffuse scattering using a reference phantom», *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 9, p. 1306–1320.
- Schat, J. 1997, «Multifrequency acoustic measurement of concentration and grain size of suspended sand in water», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 101, p. 209–217.
- Sheng, J. et A. E. Hay. 1988, «An examination of the spherical scatterer approximation in aqueous suspensions of sand», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 83, p. 598–610.
- Siddiqui, M. M. 1962, «Some problems connected with Rayleigh distributions», *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, vol. 66D, p. 167–174.

- Simmonds, J. et D. MacLennan. 2005, *Fisheries Acoustics - second edition*, Blackwell.
- Smerdon, A. et S. M. Simmons. 2009, «Testing the limits of a multi-frequency acoustic sediment profiling instrument», dans *Proceedings of the 3rd Underwater Acoustics Conference*, Nafplio, Greece.
- Stanton, T. K., D. Chu, J. M. Gelb, G. L. Tipple et K. Baik. 2015, «Interpreting echo statistics of three distinct clutter classes measured with a midfrequency active sonar: accounting for number of scatterers, scattering statistics, and beampattern effects», *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 40, p. 657–665.
- Stanton, T. K., D. Chu, J. M. Jech et J. D. Irish. 2010, «New broadband methods for resonance classification and high-resolution imagery of fish with swimbladders using a modified commercial broadband echosounder», *ICES Journal of Marine Science*, vol. 67, p. 365–378.
- Thorne, P. D. et M. J. Buckingham. 2004, «Measurements of scattering by suspensions of irregularly shaped sand particles and comparison with a single parameter modified sphere model», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 116, p. 2876–2889.
- Thorne, P. D. et S. C. Campbell. 1992, «Backscattering by a suspension of spheres», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 92, p. 978–986.
- Thorne, P. D. et D. M. Hanes. 2002, «A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes», *Continental Shelf Research*, vol. 22, p. 603–632.
- Thorne, P. D. et P. J. Hardcastle. 1997, «Acoustic measurements of suspended sediments in turbulent currents and comparison with in-situ samples», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 101, p. 2603–2614.
- Thorne, P. D., P. J. Hardcastle et R. L. Soulsby. 1993, «Analysis of acoustic measurements of suspended sediments», *Journal of Geophysical Research*, vol. 98, p. 899–910.
- Thorne, P. D. et D. Hurther. 2014, «An overview on the use of backscattered sound for measuring suspended particle size and concentration profiles in non-cohesive inorganic sediment transport studies», *Continental Shelf Research*, vol. 73, p. 97–118.

- Thorne, P. D., D. Hurther et B. D. Moate. 2011, «Acoustic inversions for measuring boundary layer suspended sediment processes », *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 130, p. 1188–1200.
- Thorne, P. D. et R. Meral. 2008, «Formulations for the scattering properties of suspended sandy sediments for use in the application of acoustics to sediment transport processes», *Continental Shelf Research*, vol. 28, p. 309–317.
- Thosteson, E. D. et D. M. Hanes. 1998, «A simplified method for determining sediment size and concentration from multiple frequency acoustic backscatter measurements», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 104, p. 820–830.
- Topping, D. J. et S. A. Wright. 2016, «Long-term continuous acoustical suspended-sediment measurements in rivers — Theory, application, bias, and error», U.S. Geological Survey Professional Paper 1823. URL <http://dx.doi.org/10.3133/pp1823>.
- Topping, D. J., S. A. Wright, T. S. Melis et D. M. Rubin. 2007, «High-resolution measurements of suspended-sediment concentration and grain size in the Colorado River in Grand Canyon using a multi-frequency acoustic system», dans *Proceedings of the 10th International Symposium on River Sedimentation*, vol. III, Russia, Moscow, p. 330–339.
- Urick, R. J. 1948, «The absorption of sound in suspensions of irregular particles», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 20, p. 283–289.
- Varadan, V. K., V. N. Bringi, V. V. Varadan et Y. Ma. 1983, «Coherent attenuation of acoustic waves by pair-correlated random distribution of scatterers with uniform and Gaussian size distributions», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 73, p. 1941–1947.
- Venditti, J. G., M. Church, M. E. Attard et D. Haught. 2016, «Use of ADCPs for suspended sediment transport monitoring: an empirical approach», *Water Resources Research*, vol. 52, p. 2715–2736.
- Wenz, G. M. 1962, «Acoustic ambient noise in the ocean: Spectra and sources», *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 34, p. 1936–1956.
- Wilson, G. W. et A. E. Hay. 2015, «Acoustic backscatter inversion for suspended sediment concentration and size: A new approach using statistical inverse theory», *Continental Shelf Research*, vol. 106, p. 130–139.

Wright, S. A., D. J. Topping et C. A. Williams. 2010, «Discriminating silt-and-clay from suspended-sand in rivers using side-looking acoustic profilers», dans *Proceedings of the 2nd Joint Federal Interagency Sedimentation Conference*, USA, Las Vegas.

MESURE ACOUSTIQUE DES SÉDIMENTS EN SUSPENSION DANS LES RIVIÈRES

ADRIEN VERGNE

Résumé

A travers cette thèse, nous avons cherché à développer de nouvelles méthodes de mesure, basées sur la rétrodiffusion acoustique, pour estimer la concentration massique des sédiments en suspension dans les rivières. Souvent, ces sédiments présentent une distribution granulométrique bimodale, i.e. constituée d'un mélange de sédiments fins et de sable. Le principal avantage des méthodes hydroacoustiques est leur capacité à fournir des mesures avec une résolution spatiale et temporelle bien meilleure que les techniques classiques type prélèvement. L'objectif est in fine d'améliorer l'estimation du flux sédimentaire dans les cours d'eau. Des mesures acoustiques multifréquences, associées à des prélèvements physiques, ont été réalisées sur le terrain et dans une cuve expérimentale au laboratoire. Des méthodes d'inversion du signal acoustique ont été testées et développées au laboratoire sur une suspension homogène de sédiments fins. Une nouvelle méthode en particulier, combinant analyse de la rétrodiffusion et de l'atténuation acoustique, a permis de retrouver la concentration massique des sédiments avec une précision de l'ordre de $\pm 20\%$. En rivière, une méthode mixte alliant données de calibration et inversion du signal acoustique à deux fréquences a été développée, permettant, dans certaines conditions, d'estimer la concentration des sédiments fins et du sable sur l'ensemble de la section en travers d'un cours d'eau. Ce résultat confirme la capacité de la technologie hydroacoustique à fournir une information spatiale sur la suspension. Des écarts parfois importants ont été observés entre la réponse acoustique théorique, calculée à partir des données de concentration et de granulométrie, et les mesures acoustiques sur le terrain. Il semble que ces écarts soient dus à la présence d'autres corps diffusants dans les rivières, probablement des floes et/ou des micro-bulles d'air. Ces travaux appellent au développement d'un cadre théorique plus performant et adapté aux suspensions rencontrées en rivière.

Mots clés : hydroacoustique, rétrodiffusion, sédiments en suspension, inversion, ABS, ADCP

Abstract

With this PhD, we have tried to develop new measurement methods, based on acoustic backscattering, to estimate the mass concentration of suspended sediments in rivers. These sediments often show a bimodal grain-size distribution, i.e. composed of a mixture of fine and sand particles. The main advantage of hydroacoustic methods is their ability to provide measurements with a much better spatial and temporal resolution than conventional sampling techniques. The ultimate goal is to improve the sediment load estimation in rivers. Multifrequency acoustic measurements, combined with physical sampling, were carried out in the field and in an experimental laboratory tank. Acoustic inversion methods were tested and developed on a homogeneous suspension of fine sediments in the laboratory. A new method was implemented, combining the analysis of acoustic backscatter and attenuation, and led to retrieve the sediment mass concentration with a precision in the order of $\pm 20\%$. In rivers, a semi-empirical method combining calibration data and acoustic inversion at two frequencies has been developed, allowing, under certain conditions, to estimate the concentration of fine and sand sediments throughout the entire river cross-section. This result confirms the ability of hydroacoustic technology to provide spatial information on the suspension. Significant differences were frequently observed between the theoretical acoustic response, computed from concentration and particle size data, and the acoustic measurements in rivers. It seems that these differences could be due to the presence of other scatterers in rivers, probably floes and/or air micro-bubbles. This work calls for the development of a more efficient theoretical framework suitable for river suspensions.

Keywords: hydroacoustics, backscatter, suspended sediments, inversion, ABS, ADCP