



**HAL**  
open science

# Mesure de Matières En Suspension (MES) dans la colonne d'eau par combinaison de méthodes acoustiques et optiques

Guillaume Fromant

► **To cite this version:**

Guillaume Fromant. Mesure de Matières En Suspension (MES) dans la colonne d'eau par combinaison de méthodes acoustiques et optiques. Océan, Atmosphère. Université de Bretagne Occidentale (UBO), Brest, 2015. Français. NNT: . tel-01560956v1

**HAL Id: tel-01560956**

**<https://theses.hal.science/tel-01560956v1>**

Submitted on 12 Jul 2017 (v1), last revised 18 Dec 2018 (v2)

**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.



université de bretagne  
occidentale



**THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE**

*sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne*

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE  
OCCIDENTALE**

*Mention : Océanographie*

**École Doctorale des Sciences de la Mer**

présentée par

**Guillaume FROMANT**

Préparée à l'Institut Universitaire Européen  
de la Mer (IUEM), au Laboratoire Domaines  
Océaniques (LDO – UMR 6538)

# Mesure de Matières En Suspension (MES) dans la colonne d'eau par combinaison de méthodes acoustiques et optiques

**Thèse soutenue le 10 novembre 2015**

devant le jury composé de :

**Jean GUILLARD**

Ingénieur de recherche, INRA, Thonon / Rapporteur

**David HURTHUR**

Chargé de recherche, Université Grenoble Alpes / Rapporteur

**Philippe BLANC-BENON**

Directeur de recherche CNRS, Ecole Centrale de Lyon / Examineur

**Luis TITO DE MORAIS**

Directeur de recherche IRD, Plouzané / Examineur

**Christophe DELACOURT**

Professeur, UBO, Brest / Directeur de thèse

**France FLOC'H**

Maître de conférence, UBO, Brest / Invitée

**Yannick PERROT**

Ingénieur d'étude, IRD, Plouzané / Invité

**Anne LEBOURGES-DHAUSSY**

Ingénieure de recherche, IRD, Plouzané / Invitée

**Nicolas LE DANTEC**

Chargé de recherche, CEREMA, Plouzané / Invité





# Remerciements

Je tiens, en premier lieu, à remercier la Direction Générale de l'Armement et l'Université de Bretagne Occidentale pour avoir financé ces travaux. Mes remerciements vont également aux personnes qui ont accepté d'évaluer ce manuscrit ; Jean Guillard et David Hurther. Merci pour le temps consacré à l'examen de cette thèse.

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse Christophe Delacourt, pour m'avoir accordé sa confiance il y a trois ans de cela. Je remercie également mes encadrants, France Floc'h, Yannick Perrot, Anne Lebourges-Dhaussy et Nicolas Le Dantec pour leur patience, leur pédagogie, leur disponibilité et pour les nombreuses discussions que nous avons pu partager durant ces trois années. Mon goût pour la discipline n'a fait que se renforcer tout au long de cette thèse grâce à vous. Merci à tous pour votre soutien et vos encouragements qui m'ont permis de clôturer cette thèse.

Je remercie Frédéric Jourdin pour avoir accepté de rapporter mes travaux auprès de la Direction Générale de l'Armement.

Un énorme merci à l'Ecole Doctorale des Sciences de la Mer, et en particulier à Elisabeth Bondu, qui a su être à l'écoute, à tous instants, et assidument. Un véritable bonheur, ponctué d'un rire d'anthologie. Tes qualités humaines et professionnelles sont sans égal, et je souhaite à tout futur thésard de croiser un jour le chemin d'une Elisabeth.

Je tiens à remercier l'ensemble du laboratoire Domaines Océaniques et en particulier Christophe Martin pour son aide précieuse sur la vie de l'informatique, mais aussi pour les nombreuses pauses que nous avons partagées. Mon ordinateur ne serait plus en vie sans tes interventions ! Je remercie également Romain Cancouët, Claire Bassoullet, Celine Liorzou et Philippe Nonnotte pour votre aide à mon arrivée au sein du laboratoire. Merci aux gestionnaires, Lysianne Jaouen, Audrey Valée, Aurélie François et Carole Le Hir pour votre aide précieuse. Je remercie Christophe Delacourt, Pascal Le Roy, Jacques Deverchère et Iwan

Le Berre pour m'avoir permis de dispenser des enseignements à des étudiants de différents horizons.

Je remercie également le Laboratoire de l'Environnement MARin, et plus particulièrement Christophe Lambert, Manon Le Goff, Gaspard Delebecq, Aude Leynaert, Nelly Le Goïc, Adeline Bidault pour votre aide et votre soutien au cours des diverses manipes que j'ai pu mener. Je remercie l'IRD, en particulier Gildas Roudaut pour avoir pris le temps de me former à l'utilisation du TAPS.

Je tiens ensuite à remercier les membres de l'Observatoire Marin de l'IUEM, Peggy Rimmelin-Maury, Emilie Grosstefan et Marie Czamanski, qui ont pris soin de me former à la filtration et à la mesure de turbidité. J'en profite également pour remercier les marins de l'Albert Lucas, Frank, Daniel, Alban et François, pour avoir accepté de me conduire sur l'Aulne à partir de 5h du matin (parfois même encore plus tôt !), mais aussi le Labex Mer. Merci à Sophie et Yannick de l'accueil, qui ont été les premiers chaque jours à me passer le bonjour. Merci de plus à mes anciens professeurs de l'Ensta-Bretagne, Michel Legris, Nathalie Debèse et Rodéric Moitier, avec qui j'ai pu garder contact tout au long de mes travaux.

Et puis il ne s'agirait pas de remerciements dignes de ce nom sans une attention toute particulière destinée à mes amis, qui ont enduré tels des rocs bourrés d'humour mes râleries et rouspétances en tout genre. Avant toute chose, merci Molaï ! Merci mille fois (et encore c'est bien trop peu) pour toute l'aide que tu as su me procurer. La piña colada est servie !!!! Je me souviens de cette époque lointaine où je m'improvisais professeur de grammaire, poète et ornithologue (je parle bien sûr de pine d'huître !!!), et où nous avons ris jusqu'à prolonger nos vies de plusieurs dizaines d'années (et ça continue !!! Increvables ces bestioles !!!). Maintenant que je suis libre, je vais pouvoir m'occuper plus pleinement de Calembour, Calembourette, Brenda, Banane, Richelieu, Alpha et Coyotte (coucou Coyotte !). Seb, Mélanie, ne changez rien vous êtes géniaux, du check paupière au tchou tcha tcha en passant par votre hargne sans égale à l'écoute d'un Britney millésimé ; vous me faites toujours autant rire les choupi ! Maloch, ô Maloch, avec toi c'est fastoch', même si parfois t'es chafouinfouin :-)! Promis je réajusterai mes cordons de sweet à l'avenir ! Et puis merci Camcam, d'être aussi drôle, et de saupoudrer avec cette bonne vieille Maloch cette poudre de perlimpinpin dont seules vous avez le secret ! On a déjà dû vous le dire, mais c'est pas grave

je réitère, vous devriez être remboursées par la sécu tellement vous nous faites rire ! La planète vous dit merci (sauf quand une bouteille en verre atterrie malencontreusement dans le conteneur à plastique...). Charlénita ma chérie tou est superbe comme toujours, et je te remercie pour ça, mais pour de nombreuses autres choses, si nombreuses d'ailleurs qu'une session skype de 2 heures n'y suffirait pas. Par contre, petit bémol, j'attends toujours ton levé de t-shirt en tunique pour sauver les sardines !!! Merci pour ton « wrecking ball » plus vrai que nature, tes cours de « air tout » et ta culture renversante (les civelles sont bien plus que les bébés des anguilles...) ! En attendant sache que je t'encourage à continuer de trancher les fils de pêches avec tes lames de rasoir si « spéciales » ! Y'a pas de petites économies ! Merci à ce bon vieux Marco, dont la générosité n'a probablement aucun égal. Les soirées zap du jeudi soir ne sont pas loin de se transformer en madeleine (je parle de celles où j'ai la télécommande) ! Merci aussi à mes compères de squash, Lama<sup>2</sup>, et Gaël, qui savent toujours user de rhétorique dans les moments les plus opportuns. Merci aux expat', Rominou, Myrina et Guillaume, Bichon et Jojo, et Morgana, d'avoir été présents et d'avoir partagé ces nombreux éclats de rire qui ont ponctués ces trois années. Enfin, merci aux Lémariens du matin et du midi (et parfois du soir...), Ika, Christophe, Fabi, Caro, Bibiche, Babe, Valentin, Anne-Laure, Hélène, Nelly, Ewan, Aurélie. Merci enfin à mes amis restés à Paris, qui pendant 3 ans ont eu le courage de garder contact avec le breton que je suis devenu. Flupy, Bounty (allô maison du rhum j'écoute ?) et Gé, promis maintenant que j'ai du temps libre, je vais me pencher plus sérieusement sur la téléportation ! En tout cas, merci à vous de m'avoir soutenu et encouragé comme des chefs. Et je n'oublie évidemment pas de remercier chaleureusement ma famille, en particulier mes parents (Papa et Maman de leurs prénoms), petite Sœur, moyenne grande Sœur et grande grande Sœur pour leur soutien permanent et leurs encouragements jusqu'au bout.

Afin de n'oublier personne, je tiens à remercier tous ceux qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ces travaux de thèse et ceux qui m'ont soutenu pendant ces trois ans.

Enfin, je tenais à remercier Anne Deschamps, partie trop tôt, grâce à qui ces travaux de thèse ont pu exister avant toute chose, et pour qui j'ai une pensée émue. Elle a su m'apporter son soutien, sa confiance, et m'a initié à ce nouveau monde qu'est la recherche et que je ne connaissais pas. Si j'en suis là, c'est avant tout grâce à elle.









# Table des matières

<b>Liste des figures .....</b>	<b>v</b>
<b>Liste des Tableaux.....</b>	<b>xii</b>
<b>Introduction générale .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1. La mesure de Matières En Suspension (MES).....</b>	<b>7</b>
<b>1.1. Contenu en Matière en suspension dans la colonne d'eau.....</b>	<b>7</b>
1.1.1. Classification des MES .....	7
1.1.1.1. Matières minérales .....	8
1.1.1.2. Matières organiques.....	9
1.1.1.3. Flocculation.....	11
1.1.1.4. Classification des MES .....	12
1.1.2. Origine de la suspension / Etat de suspension.....	12
1.1.3. Un proxy de l'estimation de la charge en MES : notion de turbidité .....	14
<b>1.2. Mesures usuelles de la turbidité.....</b>	<b>15</b>
1.2.1. Prélèvements d'eau <i>in situ</i> .....	15
1.2.1.1. Protocole de mesure .....	15
1.2.1.2. Filtration.....	16
1.2.1.3. Limitations et incertitudes de la mesure .....	17
1.2.1.4. Cas particulier des matières organiques.....	17
1.2.2. La mesure de turbidité par transmissiométrie optique <i>in situ</i> .....	18
1.2.2.1. Description de l'instrument.....	18
1.2.2.2. Protocole de mesure .....	19
1.2.2.3. Limitations et incertitudes de la mesure.....	19
1.2.3. La mesure de turbidité par fluorimétrie .....	20
1.2.3.1. Description de l'instrument.....	20
1.2.3.2. Protocole de mesure .....	21
1.2.3.3. Limitations et incertitudes de la mesure.....	21
1.2.4. La mesure de turbidité par granulométrie laser <i>in situ</i> .....	22
1.2.4.1. Description de l'instrument.....	22
1.2.4.2. Protocole de mesure .....	24
1.2.4.3. Limitations et incertitudes de la mesure.....	25
1.2.5. Télédétection satellitaire.....	26
1.2.5.1. Description de la méthode et protocole de mesure.....	26
1.2.5.2. Limitations et incertitudes de la mesure.....	29

1.2.6.	Autres moyens de mesure des MES (en laboratoire) .....	31
<b>1.3.</b>	<b>Mesures de la MES en exploitant les propriétés des ondes acoustiques.....</b>	<b>32</b>
1.3.1.	Intérêt de la mesure de MES par acoustique .....	32
1.3.2.	Le signal acoustique .....	34
1.3.3.	La théorie de diffusion des ondes par les particules .....	39
1.3.3.1.	Théorie de la diffusion et modèle théorique de diffusion d'une onde par une particule	39
1.3.3.2.	Sections efficaces de rétrodiffusion : de la particule à la suspension.....	44
1.3.4.	Simplification de modèles : divergences d'utilisations .....	50
1.3.4.1.	Modèles passe-haut .....	51
1.3.4.2.	Cas des objets faiblement diffusants.....	53
1.3.4.3.	Cas des particules minérales .....	54
1.3.4.4.	Cas particulier de la floculation.....	57
1.3.4.5.	Atténuation par les sédiments.....	61
1.3.5.	Application à la mesure en mer : méthodologie et stratégie de déploiement – exemple de l'ADCP .....	64
1.3.5.1.	Equation du sonar dans le cas des ADCP.....	65
1.3.5.2.	Protocole de mesure : inversion acoustique absolue .....	66
1.3.5.3.	Protocole de mesure : alternative à l'inversion acoustique par calibration empirique ..	68
1.3.6.	Conclusion sur la mesure de MES par acoustique.....	69
<b>Chapitre 2.</b>	<b>Présentation zone d'étude .....</b>	<b>73</b>
2.1.	Hydrologie, courantologie .....	74
2.2.	Climatologie .....	77
2.3.	Caractérisation hydro-sédimentaire.....	79
2.3.1.	Type de sédiments en suspension.....	79
2.3.2.	Variation de la charge en MES dans la colonne d'eau.....	79
2.4.	Contexte des campagnes CACAO et protocole de mesure .....	82
<b>Chapitre 3.</b>	<b>L'apport de la technologie multifréquence à la description de la MES</b>	<b>87</b>
3.1.	Le profileur à sédiment Aquascap.....	89
3.1.1.	Description de l'instrument .....	89
3.1.2.	Protocole de mesure.....	95
3.1.3.	Limitations et incertitudes .....	95
3.2.	Modèle d'inversion acoustique multifréquences d'une suspension d'agrégats estuariens de porosité constante .....	96
3.2.1.	Introduction .....	96
3.2.2.	Scattering theory .....	99
3.2.2.1.	Backscattered signal .....	99

3.2.2.2. Weighted solid-fluid particle scattering model.....	103
3.2.3. Field Experiment.....	106
3.2.3.1. Study site.....	106
3.2.3.2. Equipment and survey protocol.....	107
3.2.3.3. Multifrequency Aquascap 1000S data.....	109
3.2.4. Results .....	111
3.2.4.1. Physical parameters.....	111
3.2.4.2. LISST data analysis .....	113
3.2.4.3. Inversion outputs .....	115
3.2.5. Discussion and conclusions.....	121
<b>3.3. Conclusions et perspectives sur les apports du multifréquence .....</b>	<b>125</b>
3.3.1. Modèle adapté à la suspension .....	125
3.3.2. Rayon équivalent de la suspension.....	128
3.3.3. Apports de l'inversion multifréquence .....	131
<b>Chapitre 4. Détecter, quantifier les MES avec un sondeur multifaisceaux.....</b>	<b>133</b>
<b>4.1. Formulation de l'étude du signal acoustique des sondeurs multifaisceaux.....</b>	<b>135</b>
4.1.1. Description du système sondeur .....	135
4.1.1.1. Généralités sur les sondeurs multifaisceaux .....	135
4.1.1.2. Antenne et fonction de directivité.....	136
4.1.1.3. Paramètres caractérisant le rayonnement d'une antenne .....	141
4.1.2. Exploitation des données brutes du sondeur : la formation de voies.....	145
4.1.2.1. Principe de la formation de voies.....	145
4.1.2.2. Formation de voies pondérée .....	148
4.1.2.3. Signal voies formées : application à l'EM3002 .....	149
4.1.3. Equation du sonar .....	151
4.1.4. Limitations et sensibilité de la mesure .....	152
<b>4.2. Original approach to quantify suspended sediment from MultiBeam EchoSunder (MBES) data .....</b>	<b>155</b>
4.2.1. Introduction .....	155
4.2.2. Field experiment.....	157
4.2.3. Acoustic method for the determination of Suspended Sediment Concentration ..	159
4.2.3.1. MBES a minima calibration.....	159
4.2.3.2. Equivalent spherical radii estimation using a multifrequency approach.....	161
4.2.3.3. Single frequency MBES inversion.....	164
4.2.4. Results .....	164
4.2.4.1. Physical parameters.....	164
4.2.4.2. Acoustical estimate of the mass concentration .....	166



4.2.4.3.	Equivalent sphere radii estimation .....	166
4.2.4.4.	Single frequency inversion results.....	167
4.2.5.	Discussion .....	170
4.2.6.	Conclusions .....	172
<b>4.3.</b>	<b>Résultats complémentaires sur l'utilisation des sondeurs multifaisceaux pour la quantification des MES.....</b>	<b>173</b>
4.3.1.	Traitement des données sondeur et calibration .....	173
4.3.1.1.	Filtrage des données SMF .....	173
4.3.1.2.	Influence de la formation de voies .....	176
4.3.2.	Cas d'une faible gamme de concentration : campagne CACAO1 .....	178
4.3.2.1.	Paramètres environnementaux.....	178
4.3.2.2.	Rayons équivalents de la suspension .....	178
4.3.2.3.	Résultats de l'inversion du sondeur multifaisceaux.....	179
4.3.3.	Synthèse des résultats des campagnes CACAO.....	183
4.3.4.	Validation des résultats .....	185
4.3.5.	Incertitudes de mesure .....	188
<b>4.4.</b>	<b>Conclusions : vers la définition d'un protocole de mesure des MES multi-instrumental et multi-plateformes.....</b>	<b>198</b>
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Synthèse et discussion générale .....</b>	<b>201</b>
5.1.	Définition du cadre général d'étude.....	201
5.2.	Stratégies de mesure : vers la définition de différents scénarios.....	203
5.3.	Calibration des capteurs acoustiques et protocole de traitement des données	208
5.4.	Perspectives de recherche .....	211
<b>Conclusion générale</b>	<b>.....</b>	<b>215</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>.....</b>	<b>217</b>
<b>A.</b>	<b>Protocole de filtration .....</b>	<b>235</b>
<b>B.</b>	<b>Calcul des solutions modales sphériques de l'équation de Helmholtz .....</b>	<b>237</b>
<b>C.</b>	<b>Calibration <i>a minima</i> du sondeur multifaisceaux .....</b>	<b>245</b>
<b>D.</b>	<b>Protocole d'acquisition et lecture des données brutes colonne d'eau.....</b>	<b>257</b>
<b>E.</b>	<b>Suivi de la dynamique des MES lors des campagnes CACAO .....</b>	<b>267</b>
<b>F.</b>	<b>Turbidité en zone hauturière : cas de l'ANR EPURE.....</b>	<b>273</b>
<b>G.</b>	<b>Schéma de synthèse des étapes de traitement du protocole de mesure .....</b>	<b>285</b>

# Liste des figures

Figure 1.1 : Principaux constituants de l'eau de mer et échelle de leur dimension caractéristique (d'après Stramski <i>et al.</i> (2004)).....	11
Figure 1.2 : Répartition des MES dans la Gironde (cas 2) d'après l'image HRV(XS) de SPOT du 14 juillet 1996 (d'après Doxaran (2002)).....	13
Figure 1.3 : Filtres GF/F 47mm à MES, dans lesquels trois échantillons différents de 250 ml d'eau de rivière ont été filtrés. La concentration se déduit par la différence de poids du filtre avant et après filtration. ....	16
Figure 1.4 : Sonde multiparamètre KOR-EXO1 YSI. Plusieurs capteurs peuvent être montés sur la sonde, permettant entre autres des mesures de turbidité .....	19
Figure 1.5 : Capteur de fluorescence « Chelsea Aqua 3 ».....	20
Figure 1.6 : Granulomètre laser <i>in situ</i> LISST 100-X (Sequoia Sc.).....	22
Figure 1.7 : (a) Géométrie optique basique représentant le laser, le système optique et les anneaux de détection. La vue de côté des anneaux de détection montre la position de la photodiode derrière les anneaux. Celle-ci mesure la transmission optique. (b) Forme de la diffusion selon le diamètre de la particule : les grandes tailles possèdent des maximums de diffusion au niveau des petits anneaux et inversement. (D'après Agrawal & Pottsmith (2000)).....	24
Figure 1.8 : Trajet schématique des rayons lumineux à l'interface atmosphère/eau (D'après Froidefond & Doxaran (2004)) .....	27
Figure 1.9 : Variation schématisée du coefficient d'absorption des ondes lumineuses en eau pure et en eau trouble.....	30
Figure 1.10 : Profondeurs de pénétration de la lumière visible dans l'eau de mer en fonction de la longueur d'onde.....	30
Figure 1.11 : Evolution du coefficient d'absorption de l'eau de mer en fonction de la fréquence et de la température à la pression atmosphérique. Modèle de Francois & Garrison (1982a).....	39
Figure 1.12 : Evolution de la longueur de diffusion normalisée ( $L_s/\pi a^2$ ) avec l'angle $\theta$ dans le cas d'une particule sphérique de constitution rigide ( $g$ et $h \rightarrow \infty$ ). A gauche, $ka = 5$ , à droite, $ka = 10$ .....	41
Figure 1.13 : Longueur de diffusion normalisée par rapport à la section géométrique de la solution modale de la rétrodiffusion d'une sphère rigide ( $g \gg 1, h \gg 1$ ) (a) et fluide ( $g = 1.043, h = 1.052$ ) (b), convergées après 20 modes. ....	42
Figure 1.14 : Solutions modales tronquées après deux termes dans le cas d'une sphère fluide (a), et d'un cylindre droit fluide (b). ( $g = 1.043, h = 1.052$ ) .....	44
Figure 1.15 : Illustration de l'augmentation de la section (et du volume) échantillonnée avec la portée. Sans phénomène dispersif, l'intensité contenue dans les sections $S_1$ et $S_2$ sont en principe identiques, bien que la section augmente avec la distance depuis la source sonore. ....	47
Figure 1.16 : Solution modale et approximation passe-haut dans le cas d'une sphère rigide (a) et d'une sphère fluide (b).....	53
Figure 1.17 : Influence de la largeur de distribution $\delta$ sur la fonction de forme moyenne (a) et la section efficace de diffusion totale normalisée (b).....	57

Figure 1.18 : Fonction de forme décrivant les propriétés de rétrodiffusion d'une suspension d'agrégats. Les paramètres sont issus de Thorne <i>et al.</i> (2014) : $\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$ , $c_s = 2060 \text{ m/s}$ , $\nu = 1.106 \text{ m}^2/\text{s}$ , $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$ , $c_w = 1480 \text{ m/s}$ , $C_f = 0.001$ , $m = 1$ , $g_0 = 1.02$ , $c_0 = 1.02$ , $\varepsilon_1 = 1.2$ , $\varepsilon_2 = 1$ , $\varepsilon_3 = 1.5$ .....	59
Figure 1.19 : Composantes visqueuse (solide) et liée à la diffusion (point-tiret) du coefficient d'atténuation totale des sédiments (pointillés), à 1 MHz (noir) et 4 MHz (rouge).....	62
Figure 1.20 : Atténuation totale en dB/m liée aux sédiments aux fréquences 1 MHz (rouge) et 4 MHz (noir) pour des concentrations de 10 mg/L (pointillé) et 100 mg/L (trait plein).....	63
Figure 2.1 : Cartographie de l'Aulne.....	74
Figure 2.2 : Débits journaliers et mensuels de l'Aulne en 2014 (Source banque Hydro).....	76
Figure 2.3 : Températures enregistrées à Lanvéoc sur l'année 2014 (Source Météo France).....	77
Figure 2.4 : Rose des vents générée à partir des observations à Lanvéoc en 2014 (Source Météo France).....	78
Figure 2.5 : Précipitations enregistrées à Lanvéoc sur l'année 2014 (Source Météo France).....	78
Figure 2.6 : Carte schématique établissant les différents substrats le long de l'estuaire de l'Aulne. D'après Bassoulet (1979).....	79
Figure 2.7 : Formation du bouchon vaseux : la superposition des écoulements aval et amont piège la MES au point nodal de densité. D'après Dyer (1986).....	81
Figure 2.8 : Hauteurs d'eau en vive-eau et période de crue (Février). Site amont (Confluence de la Douffine) : le jusant est prolongé, et le flot raccourci. Le site aval (Térénez) est proche d'une sinusoïde car situé plus près de la mer.....	82
Figure 2.9 : Profils de turbidité convertis en concentration massique (mg/L) au pont de Térénez enregistrés toutes les 15 minutes le 21 janvier 2015 (Coefficient de marée de 96). La flèche sous la figure indique le nombre d'heures écoulées depuis la marée haute. L'expérience débute environ une heure après la haute mer, et se termine à l'heure de basse mer. L'intégralité de la colonne d'eau n'est pas échantillonnée en raison des forts courants lors des profils de turbidité. Un épisode de fortes concentrations est repérable à partir du profil 11.....	83
Figure 2.10 : Stratégie de mesure des campagnes dans l'Aulne. Des profils de turbidité, granulométrie, et multifréquence sont effectués toutes les 15 minutes (1). Simultanément, le sondeur multifaisceaux enregistre les données brutes de la colonne d'eau (2).....	85
Figure 3.1 : Diagrammes de directivité théorique des transducteurs de l'Aquascap.....	90
Figure 3.2 : Géométrie de la mesure de rétrodiffusion à l'aide de transducteurs circulaires. Le volume échantillonné augmente avec la distance à la source émettrice.....	91
Figure 3.3 : Colonne de mesure de sédiments en suspension ("sediment tower"). D'après Thorne & Hanes (2002).....	94
Figure 3.4: Illustration of the models used to invert the backscattered signal from the aggregated particles suspension. Solid lines depict the modified Sheng & Hay model, dashed and dotted lines the Truncated Fluid Sphere model. N is the porosity chosen as input for the backscattering model. The dash-dot line corresponds to Thorne <i>et al.</i> (2014) model. The parameters necessary to compute the model are given in Thorne <i>et al.</i> (2014).....	105
Figure 3.5: Aulne estuary location. The Terenez bridge is located at the end of the estuary (48°16'07.38'' N, 4°15'48,43'' W).....	107

Figure 3.6: Turbidity – concentration relationship obtained from optical and <i>in situ</i> samples for both July 2014 and January 2015 experiments .....	108
Figure 3.7: Physical parameters variation for both July (left panel) and January (right panel) experiments. From top to bottom, Salinity (PSU), Temperature (°C) and Turbidity (NTU) are displayed. The bars below both columns indicate the tide time (in hours) after high tide (+0).....	112
Figure 3.8: (a) Lognormal fit to the Probability Density Function by volume (January experiment, profile 8, 6m); (b) PDF by volume of Profile 22 of the July experiment, darker curves representing the surface, and lighter the bottom.....	114
Figure 3.9: Effective density estimation using optical turbidity converted into mass concentration according to the relations mentioned in Fig. 3.6 and total volume concentration recorded by the LISST, for (a) the July and (b) the January experiments. Most of the total volume concentrations of the January experiments are not displayed in this figure. ....	115
Figure 3.10: Outputs of the inversions for the July experiment for (a) the high-pass model and (b) the Truncated fluid sphere (TFS) model at sampling depth. Below lies the overall comparison between the optical turbidity converted into mass concentration (Fig. 3.6) and mass concentration output estimated using (c) the high-pass and (d) TFS models.....	117
Figure 3.11: Outputs of the inversions for the January experiment for the high-pass model (a), the Truncated fluid sphere model (b) at sampling depth. Below lies the overall comparison between the optical turbidity converted into mass concentration (Fig. 3.6) and mass concentration output estimated using the high-pass (c) and TFS (d) models.....	118
Figure 3.12: Mass concentration determined after inversion according to the input equivalent sphere radii (ESR) for the high-pass model (gray line) and the Truncated fluid sphere (TFS) model (black lines) for profile 3 of the January experiment (solid lines) and profile 15 of the July experiment (dotted line). ....	121
Figure 3.13: $S_v$ evolution according to frequency and depth. The darker lines correspond to surface whereas the lighters correspond to bottom. Example taken on Profile 14 of the January experiment .....	122
Figure 3.14 : Evolution des rayons équivalents de la suspension au cours de l'expérience CACAO2 déterminés (a) par acoustique (Eq. 3.14), (b) par optique (Eq. 3.13). (c) Erreur relative existant entre les rayons équivalents estimés par optique et par acoustique. ....	130
Figure 3.15 : Evolution du facteur d'erreur sur l'estimation de la concentration induit par la différence de rayons équivalents estimée par optique et par acoustique .....	131
Figure 4.1 : Variations conjointes du niveau reçu par le sondeur (amplitude du signal rétrodiffusé) et de la charge en MES (logarithme de la turbidité en NTU) lors des campagnes de mesure BOA 3 et CACAO1 dans l'estuaire de l'Aulne (Tableau 2.1). ....	134
Figure 4.2 : Principe et géométrie de mesure des sondeurs multifaisceaux. La direction d'avance du navire est parallèle à l'axe de l'antenne d'émission. ....	136
Figure 4.3 : a) Diagramme de directivité dans le plan azimutal d'une antenne linéaire de longueur $L = 20\lambda$ . b) Zoom sur le lobe principal et les deux premiers lobes secondaires. ....	138
Figure 4.4 : Géométrie d'une antenne linéaire. L'antenne est constituée de N capteurs espacés de la longueur $\delta$ . Le signal provient de la direction $\theta=\theta_0$ . ....	139

Figure 4.5 : Fonction de directivité d'une antenne linéaire en représentation polaire constituée de $N = 80$ capteurs espacés de $\delta$ sur une longueur $L = 20\lambda$ . Deux faisceaux sont représentés, l'un à $0^\circ$ , l'autre dépointé de $30^\circ$ . .....	141
Figure 4.6 : Angle solide équivalent. D'après Marage & Mori (2010). .....	142
Figure 4.7 : Effet du dépointage des faisceaux ( $-60^\circ$ , $-30^\circ$ , $0^\circ$ , $30^\circ$ et $60^\circ$ ) sur la directivité pour une antenne linéaire parfaite de géométrie similaire à celle présentée par la figure 4.4. L'ouverture des faisceaux augmente en fonction de l'angle de dépointage. Les niveaux relatifs du lobe principal de chaque faisceau dépointé dans ce cas précis sont abaissés par rapport au niveau du lobe principal du faisceau central.....	143
Figure 4.8 : Effet de la pondération de Hamming sur la directivité des faisceaux. ....	144
Figure 4.9 : Schéma de l'acquisition des données brutes suivant les $N$ capteurs constituant l'antenne du SMF pour chaque échantillon $P$ . ....	146
Figure 4.10: Amplitude des signaux complexes bruts issus de chaque capteur (a). Amplitude du signal voies formées (b). ....	149
Figure 4.11 : Représentation polaire du signal colonne d'eau. Une partie de l'échogramme est polluée par l'écho des lobes secondaires sur le fond, rendant toute interprétation du signal délicate. ....	150
Figure 4.12 : Aulne estuary location. The Terenez bridge is located at the end of the estuary ( $48^\circ 16' 07.38''$ N, $4^\circ 15' 48.43''$ W) .....	158
Figure 4.13 : Schematics of the <i>in situ</i> calibration protocol used to calibrate the MBES. ....	160
Figure 4.14: Physical parameters variation during the experiment. From top to bottom, Salinity (PSU), Temperature ( $^\circ$ C) and Turbidity (NTU) are displayed. The experiment is marked by vertical discontinuities, and a moderate turbidity event, occurring after mid-tide where the current is the strongest. ....	165
Figure 4.15 : a) NNLS solution per size class for each depth sampled. b) Equivalent spherical radii (m) from the whole experiment. ....	166
Figure 4.16 : Top : Inverted mass concentration in mg/L observed from the central beam of the echosounder ; bottom : Time series of mass concentration estimated by the beam in central position and steered at $60^\circ$ . .....	168
Figure 4.17 : Mass concentration echograms at four different times during the experiment .....	169
Figure 4.18 : Scatter plot of the mass concentrations (mg/L) estimated by the MBES and the mass concentrations obtained through optical measurements. The linear regression between the two estimates was forced through the zero crossing of both variables. The coefficient of determination $R^2$ is given. ....	170
Figure 4.19 : Signal brut issu du SMF inversé en concentration (mg/L).....	174
Figure 4.20 : Indices de rétrodiffusion volumique bruts et filtrés selon différentes méthodes : filtre médian et filtre de Butterworth. ....	175
Figure 4.21 : Echogrammes inversés en concentration massique (mg/L) brut (a) et filtré (b) issus des données collectées lors de la campagne CACAO2. ....	175
Figure 4.22 : Fonction de directivité du faisceau central de l'antenne complète de l'EM3002 sans pondération (gauche) et avec pondération de Hamming (droite).....	176



Figure 4.23 : Suivi de la concentration massique en MES déterminée par inversion avec et sans pondération de Hamming, comparée aux concentrations massiques déterminées <i>in situ</i> . Faisceau central (a) et faisceau dépointé à 30° (b). .....	177
Figure 4.24 : Suivi des rayons équivalents (m) de la suspension au cours de l'expérience CACAO1. (a) rayons équivalents bruts. (b) rayons équivalents corrigés des profils 11 et 14.....	179
Figure 4.25: Suivi de la concentration massique déterminée par inversion avec pondération de Hamming. Les rayons équivalents utilisés sont corrigés des profils 11 et 14. Les résultats pour le faisceau central et le faisceau dépointé à 30 ° sont comparés aux concentrations massiques déterminées <i>in situ</i> .....	180
Figure 4.26 : Echogrammes en concentration massique mettant en évidence l'épisode de fortes turbidités en fin d'expérience CACAO1. ....	182
Figure 4.27 : Suivi de la concentration massique déterminée par inversion sans pondération de Hamming sur le faisceau central. Les rayons équivalents utilisés sont corrigés des profils 11 et 14. Les résultats pour le faisceau central et le faisceau dépointé à 30 ° sont comparés aux concentrations massiques déterminées <i>in situ</i> .....	183
Figure 4.28 : Suivi des variations de la concentration massique estimée par l'inversion des données SMF pour les expériences CACAO1 (gauche) et CACAO2 (droite) à 5 profondeurs différentes. Pour chaque graphe, les concentrations massiques estimées à partir des faisceaux à 0°, 15° et 30° sont représentées, ainsi que les concentrations massiques déterminées à l'aide du turbidimètre optique. ....	184
Figure 4.29 : Nuage de points entre les valeurs de concentration massique (mg/L) déduites des observations optiques et celles issues du sondeur, interpolées aux instants de chaque profil.....	186
Figure 4.30 : Nuage de points entre les valeurs de concentration massique (mg/L) déduite des observations acoustiques et celles issues des observations optiques, sur-échantillonnées aux instants d'acquisition du sondeur. (a) Faisceau dépointé à -30°, (b) Faisceau dépointé à +30°. ....	187
Figure 4.31: Histogramme des différences entre valeurs observées (par optique) et estimée (par acoustique) de la concentration massique sur les faisceaux de -30° à +45°. La distribution suit une loi de laplace (bi-exponentielle) dont la valeur moyenne se situe à 16 mg/L. ....	188
Figure 4.32 : Incertitudes relatives sur l'estimation finale de la concentration massique induite par les incertitudes sur le ratio de densité entre la particule et l'eau $g$ (a) et le ratio de célérité des ondes dans la particule et l'eau $h$ (b). ....	190
Figure 4.33 : Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique induite par les incertitudes reposant sur la valeur de porosité $N$ . ....	191
Figure 4.34 : Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique induite par les incertitudes reposant sur les valeurs de densité $\rho_s$ et célérité $c_s$ des ondes dans les particules solides constituant les agrégats ( $N = 0.9$ ). ....	192
Figure 4.35 : Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique (mg/L) induite par les incertitudes reposant sur l'indice de rétrodiffusion volumique $S_v$ (en dB). ....	193
Figure 4.36 : Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique (mg/L) induite par les incertitudes reposant sur la valeur du rayon équivalent (a). Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique (mg/L) induite par les incertitudes relatives reposant sur la valeur du rayon équivalent (b).....	195

Figure 4.37 : Incertitudes relatives propagées (Tableau 4.2) sur l'estimation finale de la concentration massique. (a) Cas n°1, (b) Cas n°2.....	196
Figure 5.1 : Schéma global du protocole de mesure des MES. ....	201
Figure 5.2 : Volet « stratégie » (Fig. 5.1) décliné sous forme d'approche multi-scénarios.....	204
Figure 5.3 : Scénario 1 .....	206
Figure 5.4 : Scénarios 2 et 2' .....	207
Figure 5.5 : Scénario 3 .....	208
Figure 5.6 : Volet « inversion » (Fig. 5.1). Etape relative à l'élaboration du modèle de rétrodiffusion (1), servant à inverser les données multifréquence et monofréquence (2) .....	210
Figure A.1 : Schéma du dispositif de filtration.....	236
Figure B.1 : Symétrie du problème. On considère un champ de pression incident arrivant sur une sphère de rayon a. Le milieu entourant la sphère possède les propriétés $\rho_1, c_1$ . La sphère possède les propriétés $\rho_2, c_2$ . La sphère est dans ce cas précis positionnée sur l'axe vertical. Il n'y a donc aucune dépendance en $\varphi$ (Eq. B.4).....	237
Figure B.2 : Polynômes de Legendre d'ordres 0 à 5.....	242
Figure B.3 : Fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 à 5 .....	244
Figure B.4 : Fonctions de Bessel de seconde espèce d'ordre 0 à 5 .....	244
Figure C.1 : Cales de bois servant à positionner la bille sous le faisceau central du sondeur (a). Bille de tungstène de 38.1 mm de diamètre (b). ....	249
Figure C.2 : Schéma des mouvements aller-retour de la bille dans la direction longitudinale au bateau .....	250
Figure C.3 : Evolution de l'index de cible (TS) de la sphère de calibration (dB non calibré) sous le faisceau central du sondeur (jeu de données 1, tableau C.1). Le temps séparant deux cycles (pings) est égale à 0.25 s. La sphère est placée aux alentours de 7 mètres sous le sondeur. Au-delà de 7,7 mètres on observe l'écho du fond. Les TS figurant sur la figure sont représentés en dB relatifs, non-calibrés. Le suivi se décompose en 4 étapes représentées par les disques noirs numérotés. La première partie de l'enregistrement (notée 1, dont la durée est indiquée d'une double flèche noire) consistait à placer la sphère exactement sous le faisceau, tandis que lors des trois autres étapes (disques numérotés 2, 3 et 4), des allers retours dans le faisceau central suivant l'axe longitudinal ont été réalisés. Les flèches orange détaillent les phases d'aller et de retour de la sphère dans le faisceau, et les cercles verts indiquent le nœud où convergeaient les 3 fils de nylon attachés à la sphère. ....	251
Figure C.4 : Zoom des instants 2 à 4 détaillés sur la figure C.3. Suivi du maximum d'amplitude détecté par le sondeur sur 5 échantillons successifs. Les TS figurant sur la figure sont représentés en dB relatifs, non- calibrés. ....	253
Figure C.5 : Jeu de données 2 (Tableau C.1). Suivi de l'index de cible (dB non calibré) sous le sondeur suivant le faisceau dépointé à $-1.5^\circ$ (haut), et à $0^\circ$ (milieu). En bas sont représentés l'évolution des index de cibles suivant deux échantillons du faisceau dépointé à $-1.5^\circ$ et un échantillon du faisceau central. ....	254
Figure C.6 : Zoom des instants 1 et 2 détaillés sur la figure C.3. Suivi du maximum d'amplitude détecté par le sondeur sur 5 échantillons successifs. Les TS figurants sur la figure sont représentés en dB relatifs, non- calibrés. La zone pointillée représente les instants durant lesquels la bille était posée exactement sous le faisceau central du sondeur. ....	255

Figure D.1 : Boîtier d'un disque dur SCSI .....	257
Figure D.2 : Session Telnet – Les instructions figurant sur l'invite de commande indiquent au disque d'enregistrer les données brutes. ....	261
Figure D.3 Session Telnet –Messages d'erreur typique apparaissant sur l'invite de commande windows lorsque le flux de données arrivant sur le disque est trop important.....	261
Figure E.1 : Echogrammes inversés en concentration massique lors de la campagne CACAO1 correspondants à huit instants d'observation durant le pic de turbidité observé en fin d'expérience.....	268
Figure E.2 : Echogrammes inversés en concentration massique lors de la campagne CACAO2 correspondants à huit instants d'observation durant le pic de turbidité observé durant l'expérience.....	269
Figure E.3 : Magnitude des vitesses de courants (Haut) et direction de ces derniers (Bas) observées durant la campagne CACAO2.....	270
Figure F.1 : Plan d'échantillonnage du leg 1 de la campagne EPURE au large des côtes marocaines. ....	274
Figure F.2 : Solution de l'algorithme des moindres carrés à contrainte non-négative retraçant l'attribution des biovolumes déterminés par classes de tailles ( $\text{mm}^3/\text{m}^3$ ) suivant chaque profondeur échantillonnée (ST3). ....	276
Figure F.3 : Evolution de la quantité décrite par l'équation 3.14 visant à estimer les rayons équivalents de la suspension à partir des données inversées de la station ST3 (échelle logarithmique). Les minimums correspondent à des rayons équivalents potentiels. Plusieurs solutions existent du fait du caractère surjectif du modèle de rétrodiffusion des sphères fluides. Les minimums sélectionnés pour l'inversion sont compris dans le rectangle noir.....	277
Figure F.4 : Rayons équivalents sélectionnés à partir de la solution présentée sur la figure F.3. Ces rayons équivalents sont ensuite introduits dans l'équation 4.26 pour estimer le biovolume suivant les données SMF.....	277
Figure F.5 : Suivi des indices de rétrodiffusion volumique (dB) sous le SMF issus du faisceau central en point fixe à la station ST2. La partie superficielle est polluée par la présence de bulles, qui induisent potentiellement une atténuation supplémentaire du signal dont il faut tenir compte pour obtenir une lecture cohérente des Sv. ....	278
Figure F.6 : Profils de turbidité (NTU) et de concentration en chlorophylle a ( $\mu\text{g}/\text{L}$ ) sur les stations ST2, ST3 et ST14. ....	279
Figure F.7 : Profils sondeurs moyens inversés en biovolumes ( $\text{m}^3/\text{m}^3$ ) aux stations ST2, ST3 et ST14 comparés aux biovolumes obtenus après inversion multifréquences des données TAPS.....	280
Figure F.8 : Variations de l'atténuation supplémentaire due à une population de bulles mesurée en mer (à 0.5 m de profondeur sur 17-22 m d'eau, avec une vitesse de vent de 10-12 m/s). D'après Richards & Leighton (2001). ....	282

# Liste des Tableaux

Tableau 1.1 : Schéma de classification de Wentworth (1922).....	9
Tableau 1.2 : Valeurs du coefficient d'absorption de l'eau de mer pour différentes fréquences .....	38
Tableau 1.3 : Synthèse des différents paramètres et notations relatifs à la description de la diffusion acoustique	50
Tableau 1.4 : Ordres de grandeurs des écarts possibles sur la lecture des indices de rétrodiffusion volumiques (domaine de Rayleigh et domaine géométrique), liés à des erreurs sur les paramètres de la suspension. ....	68
Tableau 1.5 : Valeurs de $k_a$ pour différentes fréquences et différentes tailles de particules. Les couleurs indiquent le régime de diffusion : bleu pour le domaine de Rayleigh, vert pour la zone de transition, et orange pour le domaine géométrique. ....	69
Tableau 2.1 : Bilan des campagnes effectuées dans l'estuaire de l'Aulne durant les travaux de thèse.....	84
Tableau 3.1 : Caractéristiques des transducteurs du profileur multifréquence Aquascap 1000S .....	91
Tableau 3.2 : Exemple type de la constitution d'un fichier de mesure issu de l'Aquascap 1000S. ....	93
Tableau 3.3 : Constantes de calibration de chaque transducteur déterminées par calibration en cuve. ....	94
Tableau 4.1 : Caractéristiques techniques du sondeur EM3002 .....	153
Tableau 4.2 : Valeurs d'incertitudes choisies sur chaque paramètre suivant les deux cas choisis pour illustration. .....	195
Tableau 5.1 : Propriétés des principaux instruments et techniques d'observation et de mesure des matières en suspension .....	202
Tableau C.1 : Conditions d'acquisition des données brutes pour chaque jeu de données acquis.....	250
Tableau D.1 : Format des « datagram » colonne d'eau .....	263

# Introduction générale

Les Matières En Suspension (MES) se définissent comme le matériel non dissout pouvant être observé naturellement en état de suspension dans l'eau. Présentes dans toutes les masses d'eau, dans les océans comme dans les rivières, elles sont la résultante de phénomènes physiques et/ou chimiques et/ou biologiques qui affectent la colonne d'eau (volume d'eau compris entre le fond et la surface). La dynamique des océans et des rivières modifie le contenu, ou la charge en MES de la colonne d'eau à différentes échelles spatiales et temporelles.

L'étude de la dynamique des MES est nécessaire pour aborder plusieurs questions scientifiques présentes dans diverses disciplines :

1/ En géomorphologie du littoral : la dynamique des champs de dunes, les profils de plages, le trait de côte, subissent l'influence de la forte dynamique côtière (Davidson *et al.* 1993; Paskoff 1993; Foote *et al.* 1994; Foote *et al.* 1998; Levoy *et al.* 2001), celle-ci pouvant être par ailleurs modifiée par l'action de facteurs anthropiques (infrastructures portuaires, digues, dragage, dumping). Plus généralement, il s'avère indispensable de comprendre l'impact des transferts sédimentaires sur la façade littorale, sous la bannière plus large d'enjeux économiques et sociétaux, notamment concernant l'évaluation des zones à forts risques d'érosion, ou encore des zones susceptibles d'être immergées dans le contexte actuel de réchauffement climatique. Face aux rapides variations de ces flux, on cherche à les mesurer à des échelles suffisamment résolues pour identifier à la fois les origines, les impacts et les modifications attendues.

2/ En écologie côtière : le transport de contaminants biologiques ou chimiques d'origine anthropique par le biais des minéraux drainés dans les bassins versants représente entre autres un risque à l'échelle des écosystèmes et de l'environnement. Cet aspect du transport de contaminants est d'ailleurs évoqué dans la Directive Cadre sur l'Eau (Commission Européenne 2000). Celle-ci a pour objectif de conduire les Etats membres de l'Union Européenne à « atteindre un bon état



général tant pour les eaux souterraines que pour les eaux superficielles, y compris les eaux estuariennes et côtières » en vue de son utilisation durable, par le biais de plans de gestions amorcés en 2010. Cette priorité donnée à la protection de l'environnement est d'ailleurs complétée par la Directive Cadre sur le Milieu Marin (Commission Européenne 2008), qui vise à prendre les mesures nécessaires pour maintenir un bon état écologique des écosystèmes marins d'ici 2020. La présence accrue de MES impacte en effet les écosystèmes à différents niveaux de la colonne d'eau (Gasparini *et al.* 1999, Bilotta & Brazier 2008), se traduisant souvent par des biais en termes de structures de communautés sur tous les niveaux trophiques :

- Impact sur le substrat : le dépôt de particules sur le fond modifie les propriétés physiques des substrats et leurs peuplements, ce qui peut entraîner un changement de la nature et de l'abondance des proies disponibles pour les populations de poissons et d'invertébrés exploités (Desprez & Lafite 2012). L'accumulation excédentaire de sédiments fins sur le substrat induit en effet une diminution de la distribution de taille de particules de ce dernier. Le substrat passe d'un milieu hétérogène et diversifié, propice à l'habitat, à un milieu homogène composé de sable ou de silt où la biodiversité est limitée (Minshall 1984).
- Impact sur la flore : la turbidité engendrée par la présence de MES contribue à la réduction de la profondeur de pénétration de la lumière dans la colonne d'eau (zone euphotique). Cela se traduit par un déficit énergétique pour tous les organismes autotrophes en limitant la photosynthèse, et donc la biomasse de phytoplancton (Parr *et al.* 1998). Similairement, la turbidité a un effet direct sur le rythme de croissance et la profondeur de colonisation des macrophytes (Parr *et al.* 1998).
- Impact sur la faune : la présence de MES limite la vision des poissons, modifiant leur comportement social (Berg & Northcote 1985), leur stratégie de chasse (Phua *et al.* 2002) et leur comportement face à la prédation (Meager *et al.* 2006). De plus, une teneur élevée en MES est susceptible de provoquer l'obstruction des branchies de poissons et de bivalves. Enfin la présence de MES affecte les espèces benthiques. En particulier, les filtreurs suspensivores (ex. palourdes) doivent allouer davantage d'énergie à la filtration

de matières à faible teneur nutritionnelle et potentiellement toxiques.

Ces problématiques multidisciplinaires illustrent l'importance de caractériser les MES. Cependant, il n'existe actuellement aucun protocole de mesure de MES qui réponde clairement aux questions : **Qu'est-ce qui est mesuré ? A quelle échelle de mesure est-ce pertinent ? Avec quelles incertitudes ?** Historiquement, la caractérisation de la colonne d'eau est réalisée par des prélèvements d'eau *in situ*, qui contiennent l'intégralité de l'information nécessaire pour la caractériser. Ce moyen de mesure des MES a des limites, d'une part en termes de représentativité (mesure ponctuelle), et d'autre part de par son caractère intrusif (susceptible de modifier localement les propriétés du milieu). Différentes techniques de substitution ont donc été développées pour palier ces limitations. Ces techniques exploitent les propriétés optiques et acoustiques de l'eau en présence de MES (Gray *et al.* 2010). En particulier, l'utilisation d'instruments acoustiques pour l'étude des MES est largement reconnue et en permanente évolution théorique et instrumentale.

La question de la caractérisation des MES dans la colonne d'eau est au centre des travaux menés au cours de cette thèse. Cette caractérisation consiste *a minima* à fournir une information concernant leur concentration dans la colonne d'eau mais également à les identifier et préciser leurs propriétés géométriques (taille, forme). De plus, face au comportement dynamique de la colonne d'eau, il existe un réel besoin de spatialiser la mesure pour rendre celle-ci plus représentative à l'échelle des phénomènes que l'on souhaite observer.

Les objectifs de ces travaux de thèse sont donc :

- 1/ de montrer que cette spatialisation de la mesure peut être atteinte par l'utilisation des **sondeurs multifaisceaux (SMF) calibrés**, capables d'imager la colonne d'eau selon une couverture spatiale accrue.
- 2/ de définir des protocoles de mesures par système multi-capteurs centrés sur l'utilisation de l'outil acoustique, ainsi qu'une chaîne de traitement de données permettant d'extraire les paramètres caractéristiques des MES (avec les incertitudes associées).

Ces travaux se sont appuyés sur plusieurs campagnes à la mer dans des conditions environnementales différentes, associées à différents types de MES.

Le **premier chapitre** présente un état de l'art de la caractérisation de la colonne d'eau en termes de contenus en MES avec un inventaire des moyens de les mesurer. Puis, ce premier chapitre formalise l'étude des MES par acoustique d'un point de vue instrumental, au moyen d'observations absolues à une ou plusieurs fréquences

Le **second chapitre** présente l'estuaire de l'Aulne, la zone d'étude sur laquelle l'ensemble des mesures a été réalisé. Celle-ci est caractérisée sur les plans hydrologique, hydrodynamique, et sur le plan du contenu en MES. L'ensemble des campagnes de mesures réalisées durant ces travaux de thèse est présenté, ainsi que le choix de la stratégie de mesure retenue.

Les informations dégagées du second chapitre s'avèrent cruciales afin d'établir un modèle de rétrodiffusion adapté au type de suspension rencontrée. Le **troisième chapitre** est donc axé sur la recherche d'un modèle de rétrodiffusion représentatif. L'utilisation d'un profileur multifréquences est ainsi mise en avant, au même titre qu'une méthode d'inversion permettant de dégager une double information sur la suspension d'intérêt : le spectre de tailles et la concentration de particules en suspension. Ces données vont permettre de déterminer les rayons équivalents de la suspension, information manquante à l'inversion du signal issu du SMF.

Le **quatrième chapitre** propose d'étendre spatialement la mesure issue du profileur multifréquences grâce à une acquisition conjointe et continue des données brutes issues d'un sondeur multifaisceaux. Une première section formalise tout d'abord l'étude du signal acoustique issu des sondeurs multifaisceaux. L'objectif principal consiste à obtenir une lecture harmonisée des indices de rétrodiffusion volumiques suivant chaque faisceau du sondeur, suggérant une étape préalable de calibration. Dans une seconde section, une méthode d'estimation directe de la concentration en MES à partir des données multifaisceaux est proposée, au regard des informations relatives aux rayons équivalents et au modèle de rétrodiffusion déterminés dans le chapitre précédent. Ces résultats, intégrant une dimension spatiale d'observation supplémentaire,

sont ensuite analysés, et confrontés aux observations complémentaires recueillies. Enfin, une dernière section a pour but l'évaluation des incertitudes pesant sur l'estimation finale de la concentration en MES.

L'ensemble des informations et résultats obtenus est enfin assimilé dans un **cinquième chapitre**, achevant ce mémoire sur une discussion orientée sur l'identification des conditions nécessaires à l'établissement d'un protocole de mesure des MES par système multi-capteurs. Ce dernier doit tenir compte de la nature et des échelles spatiale et temporelle de variations des MES afin d'atteindre une meilleure représentativité de la mesure. Les verrous subsistants à son applicabilité sont de plus identifiés. La mise en œuvre du protocole, et ses potentielles applications sont également discutées au regard des résultats obtenus durant ces travaux de thèse.

Un plan technique de la thèse est placé en fin de manuscrit (Annexe G). Il pourra être utilisé comme une aide à la lecture du présent manuscrit, permettant d'identifier et de retrouver rapidement la section abordant les points techniques correspondants aux différentes étapes du protocole.



# Chapitre 1. La mesure de Matières En Suspension (MES)

L'objectif de ce chapitre est de décrire la MES en identifiant les propriétés et paramètres nécessaires à sa caractérisation. Un inventaire des moyens de la mesurer est ensuite établi, en particulier à travers l'utilisation d'instruments acoustiques et d'outils mathématiques ou physiques permettant d'interpréter le signal au regard du contenu en MES de la colonne d'eau. La nature des MES (origine minérale ou organique) a un rôle déterminant sur les hypothèses faites lors de la résolution de problèmes inverses que nous abordons dans ces travaux de thèse. Par ailleurs, s'il existe actuellement un large panel d'instruments acoustiques ou optiques permettant de détecter la MES (Gray *et al.* 2010), ces mesures restent néanmoins ponctuelles ou du moins limitées spatialement. Face au comportement dynamique de la colonne d'eau, le besoin d'étendre la mesure pour rendre celle-ci plus représentative à l'échelle des phénomènes que l'on souhaite observer est souligné. L'idée selon laquelle il serait possible d'étendre ce degré de spatialisation de la mesure par l'ajout d'une dimension supplémentaire d'observation est ainsi introduite. Cela est notamment rendu possible par l'utilisation d'instruments acoustiques peu ou pas utilisés dans ce contexte, les sondeurs multifaisceaux, dont on s'efforcera de démontrer le potentiel à détecter et quantifier de manière absolue le contenu en MES de la colonne d'eau.

## 1.1. Contenu en Matière en suspension dans la colonne d'eau

### 1.1.1. Classification des MES

Les MES sont définies comme le matériel non dissout pouvant être observé naturellement en suspension dans l'eau. Ce matériel est composé de fragments élémentaires de matière minérale ou biologique. Les suspensions sont caractérisées par les diamètres moyens de ces fragments. Une suspension est dite particulaire si le diamètre moyen des éléments qui la constitue est supérieur à 0.45 microns. En deçà de cette valeur la suspension est qualifiée de colloïdale. Leur

présence au sein de la colonne d'eau modifie les propriétés physiques de l'eau (ex. propriétés optiques de l'eau), ou environnementales (ex. impact sur la qualité de l'eau).

Dans la littérature, plusieurs propositions de classification plus ou moins précises des matières minérales ou organiques existent. Dans chaque cas, la taille constitue le pivot de ces classifications, dans la mesure où celle-ci va influencer sur le potentiel de ces matières à demeurer en suspension.

#### **1.1.1.1. Matières minérales**

Les matières minérales sont principalement issues des apports fluviaux, par érosion puis dépôt dans la colonne d'eau, ou bien sont plus rarement introduites dans la colonne d'eau sous forme d'aérosols. Un minéral est un regroupement d'atomes formé naturellement à l'issue de processus géologiques et défini par sa composition chimique et son agencement. Les plus répandus sont les micas, les feldspaths, les quartz et les minéraux argileux. Selon l'agencement de ces minéraux entre eux, des particules de tailles plus ou moins importantes sont créées, appelées communément sédiments. Parmi eux, les sables fins et les argiles sont les plus courants. La classification de Wentworth (1922) est couramment utilisée pour séparer les matières minérales en 4 grandes classes distinctes suivant leur taille : les argiles, les silts, les sables et les graviers (Tableau 1.1). Ces particules possèdent des densités bien supérieures à celle de l'eau, et sont donc susceptibles de chuter dans la colonne d'eau en l'absence de contraintes hydrodynamiques. Ces densités s'étalent sur une large gamme, généralement entre  $1800 \text{ kg/m}^3$  et plus de  $3000 \text{ kg/m}^3$ , et dépendent fortement de l'origine de ces minéraux et de leur constitution.

**Tableau 1.1** : Classification de Wentworth (1922).

Millimeters (mm)	Micrometers ( $\mu\text{m}$ )	Phi ( $\phi$ )	Wentworth size class	Rock type
4096		-12.0	Boulder	Conglomerate/ Breccia
256		-8.0	Cobble	
64		-6.0	Pebble	
4		-2.0	Granule	
2.00		-1.0		
			Very coarse sand	Sandstone
1.00		0.0	Coarse sand	
1/2	0.50	1.0	Medium sand	
1/4	0.25	2.0	Fine sand	
1/8	0.125	3.0	Very fine sand	
1/16	0.0625	4.0		Siltstone
1/32	0.031	5.0	Coarse silt	
1/64	0.0156	6.0	Medium silt	
1/128	0.0078	7.0	Fine silt	
1/256	0.0039	8.0	Very fine silt	
	0.00006	14.0	Clay	Claystone

### 1.1.1.2. Matières organiques

La plupart des matières organiques particulières sont autochtones et en suspension dans la colonne d'eau. Elles possèdent des densités avoisinant celle de l'eau et sont donc facilement mobilisées par les mouvements des masses d'eau. Elles constituent une part importante du Carbone Organique Particulaire (COP) présent dans l'eau.

On distingue tout d'abord les organismes autotrophes, à la base de la production primaire, assimilant les nutriments (ex. nitrates, ammonium, phosphate, et silicates) et le carbone inorganique dissout (CID) selon le processus de photosynthèse (Meybeck 1982; Kirk 1994). Qualitativement, cette production primaire se décline chez plus de 5000 espèces de **phytoplancton** (Sournia *et al.* 1991), les plus abondantes étant les cyanobactéries, les dinoflagellés autotrophes, les coccolithophores et les diatomées. Toutes ces espèces ont une taille

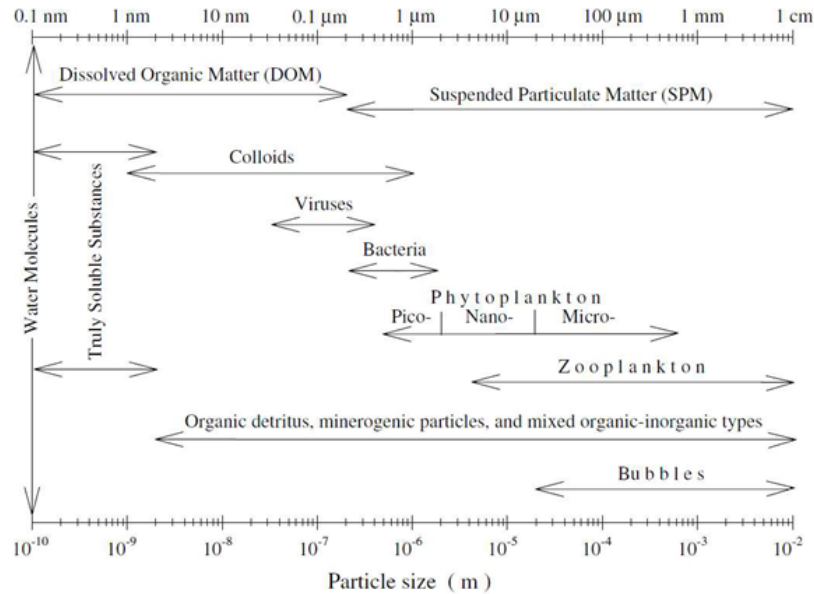


comprise entre 5 et 100  $\mu\text{m}$ , et se développent principalement dans les premiers mètres sous la surface, selon la profondeur de pénétration de la lumière.

Puis se distinguent ensuite les organismes hétérotrophes. Dans le contexte des écosystèmes marins, il s'agit de toute espèce non-chlorophyllienne incapable de produire des substances organiques à partir de matériel minéral, et nécessitant l'apport de COP pour se nourrir. Une classification de ces organismes est donnée selon leur taille, critère déterminant leur place dans la chaîne trophique. Elle comprend les **bactéries** hétérotrophes (taille inférieure à 2  $\mu\text{m}$ ), le **micro zooplancton** (taille comprise entre 2  $\mu\text{m}$  et 100  $\mu\text{m}$ ), et le **méso zooplancton** (taille comprise entre 100  $\mu\text{m}$  à plusieurs mm). L'apport de débris végétaux ou de substances humiques en provenance du ruissèlement et des bassins versants constitue une autre source de COP nécessaire au développement des organismes hétérotrophes, en plus de celle issue de la production primaire.

L'ensemble de ces organismes (autotrophes et hétérotrophes) rejette des débris (ex. cellule déchirée, parties arrachées), le plus souvent constitués de protéines et autres composés organiques, se regroupant et formant des structures pouvant atteindre plusieurs centaines de micromètres appelées « Transparent ExoPolymer » (TEP).

La figure 1.1 résume les différentes échelles de tailles de ces organismes et minéraux usuellement présents en suspension dans la colonne d'eau.



**Figure 1.1** : Principaux constituants de l'eau de mer et échelle de leur dimension caractéristique (d'après Stramski *et al.* (2004))

### 1.1.1.3. Flocculation

Sous l'influence de paramètres physico-chimiques ou biologiques, il peut arriver que des particules, dites cohésives, s'agrègent pour former des flocs suivant le processus de flocculation (Kranenburg 1994). Le terme « cohésif » s'associe le plus souvent aux sédiments. Les propriétés de cohésion des particules proviennent essentiellement des capacités d'échange cationique des minéraux qui les constituent, donnant lieu à une force d'attraction électrochimique s'exerçant entre différentes particules (McAnally 1999). Mehta & Li (1996) définissent la limite de cohésion en fonction de la taille de la particule : en dessous de 63  $\mu\text{m}$  une particule présentera des propriétés cohésives non-négligeables ; au-dessus elle sera non-cohésive, son inertie devenant prépondérante par rapport aux interactions électrochimiques.

Les flocs résultent principalement de la collision entre deux ou plusieurs particules primaires , formant des microflocs, qui eux-mêmes sont en mesure de former des agrégats plus gros et de formes variables, les macro-floccs (Eisma 1993; Dyer & Manning 1999). Ces derniers sont caractérisés par des densités effectives avoisinant celle de l'eau, et des tailles pouvant atteindre

des valeurs proches du millimètre. Leur constitution peut varier en contenu organique (algues, débris végétaux, bactéries, biofilms...) et minéral (quartz, feldspath...), et généralement, les particules argileuses (kaolinite, illite, smectite, chlorite...) et les silts, de par leurs forts potentiels de cohésion, sont les principales sources de particules primaires (Mehta & Li 1996). De plus, leurs géométries sont complexes (ex. Macrofloccs en chapelet, ou compacts quasi sphériques), dépendant du mécanisme d'agrégation propre aux particules primaires considérées. Ces floccs résultent ainsi le plus souvent d'un équilibre entre MES organique et minérale, et sont fortement dépendants des conditions hydrodynamiques du milieu dans lequel ils évoluent.

#### **1.1.1.4. Classification des MES**

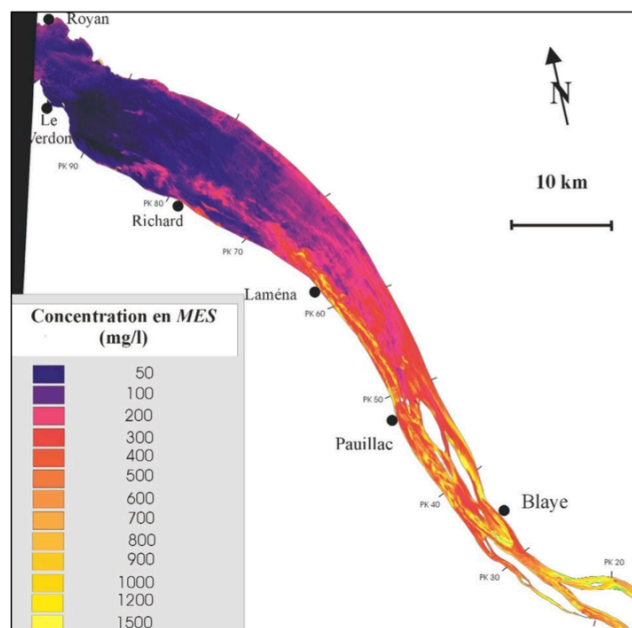
Classifier les MES ne se fait pas de manière univoque. S'il est possible de distinguer certains types de MES selon leur taille, cela n'est rendu possible qu'après détermination de leur nature. Cependant, s'il s'agit de discriminer de manière plus précise les MES, en particulier pour la mesurer, d'autres facteurs peuvent se révéler indispensables. Par exemple, il peut s'agir de leur forme, pouvant approcher une symétrie sphérique, cylindrique (droit ou courbe), plus ou moins rugueuse, ou encore de leur densité, qui les amènera à couler ou non en fonction des conditions hydrodynamiques. Tous ces paramètres peuvent entrer en jeu dans une estimation de biomasse, ou bien un bilan sédimentaire. Face à l'extrême abondance de types de MES, il devient en effet délicat de fournir une représentation universelle les définissant.

#### **1.1.2. Origine de la suspension / Etat de suspension**

L'état de suspension d'une particule suppose que celle-ci soit mise en mouvement par un jeu de forçages, sans lesquels la particule serait soumise uniquement à la pesanteur, entraînant sa chute dans la colonne d'eau. En outre, cette mise en mouvement confère à la particule une vitesse propre au sein du fluide, entraînant son transport au sein de la colonne d'eau. Ces forçages interviennent à différentes échelles : si la mise en suspension dépend de la présence de flux verticaux turbulents à petite échelle (~mm) ou mouvement Brownien (ASTM International 1998), les courants, les vents, la houle sont autant de contraintes exercées sur la colonne d'eau

influant à des échelles plus larges (du décimètre au kilomètre). Ces derniers résultent majoritairement de l'action du soleil sur l'atmosphère et la mer, générant un large système de gradients de pression et de température à l'échelle globale (Wells 1997).

Appliqué au domaine marin, deux zones se distinguent ainsi en termes de contenu en MES : les océans ouverts, où la MES est principalement constituée de matière organique tirant son énergie du rayonnement solaire, et la zone côtière, où d'une part les nombreux apports en matière minérale en provenance du continent profitent à une abondante production primaire et où, d'autre part, l'énergie accumulée par l'océan vient se dissiper (Milliman & Farnsworth 2011). C'est dans cette dernière zone, où les profondeurs sont faibles (< 100 m) et le brassage plus abondant, que les MES sont majoritaires, avec une concentration moyenne estimée à 340 mg/L. En comparaison, la concentration moyenne de MES dans l'hydrosphère est inférieure à 0.1 mg/L. Ces zones sont par ailleurs respectivement dénommée eaux de cas 1 et eaux de cas 2 dans le contexte de l'estimation de la turbidité par télédétection satellitaire (Morel & Prieur 1977), du point de vue de leurs propriétés optiques différentes (Fig. 1.2).



**Figure 1.2** : Répartition des MES dans la Gironde (cas 2) d'après l'image HRV(XS) de SPOT du 14 juillet 1996 (d'après Doxaran (2002))

A l'échelle de la zone côtière, les flux de MES ont pour origine les mécanismes d'érosion/dépôt

des substrats, que ce soit à l'échelle des fleuves et rivières ou des plages bordant les côtes. Plus généralement dans les zones tempérées comme en France, la majorité des stockages et des transferts de matière se fait au sein des estuaires (Dyer 1994). Les actions combinées de la marée, de la houle et de l'apport en eaux douces du fleuve ou de la rivière, font des estuaires le siège de nombreux processus hydrodynamiques et biogéochimiques, nécessaires au maintien de l'équilibre écologique des côtes. De plus, la charge en MES aux embouchures des rivières dépend fortement du climat, de la taille du bassin versant, du type de substrat de ce dernier et de sa résistance à l'érosion (Meybeck *et al.* 2003). Cela se traduit au final par une forte variabilité des MES aussi bien à l'échelle spatiale (estuaire, littoral), qu'à l'échelle temporelle (saisons, cycle de marée).

### **1.1.3. Un proxy de l'estimation de la charge en MES : notion de turbidité**

La mesure de la charge totale en MES ne se fait pas de manière univoque de par la variabilité, souvent importante, des propriétés physiques et dynamiques des particules minérales et organiques. Historiquement, la notion de turbidité est utilisée, qui selon la norme internationale EN ISO 7027 (1999) correspond à la "réduction de la transparence d'un liquide due à la présence de matières non dissoutes". La turbidité traduit les propriétés optiques de diffraction, diffusion et d'absorption de la lumière par la MES en suspension dans la colonne d'eau. Elle s'exprime en NTU (Nephelometric Turbidity Unit), unité de mesure normalisée de la diffusion lumineuse. La turbidité est par ailleurs souvent convertie en concentration de MES (exprimée en g/L) suivant une relation linéaire (Walling 1977; Gilvear & Petts 1985; Buchanan & Schoellhamer 1995; Lietz & Debiak 2005). Il est cependant difficile de trouver une relation absolue entre la turbidité et la concentration massique de solides car la taille, la forme et l'indice de réfraction des particules influent sur la diffusion de la lumière et sont sans lien avec la masse (Conner & De Visser 1992; Sutherland *et al.* 2000). De ce fait la mesure de MES à travers la turbidité sous-évalue quasi systématiquement l'impact des particules organiques, leur poids sec étant négligeable devant celui d'une particule minérale (Tessier 2006). Etant donnée la multitude de matières aux propriétés différentes que l'on peut trouver dans la colonne d'eau, il est loin d'être trivial de parvenir à fournir une mesure exacte et précise de sa charge en MES. En effet, une suspension peut être composée de matériaux de différentes natures (ex. fractions organique et minérale, ou

différentes fractions organiques) et dans ce cas leur mesure consiste à discriminer les parts de ces différentes fractions.

## **1.2. Mesures usuelles de la turbidité**

Il existe plusieurs proxys permettant de prendre en compte les propriétés des particules en suspension dans la colonne d'eau. Cependant ces types de mesures sont parfois loin de caractériser intégralement la suspension, n'en fournissant qu'une information partielle (spatialement ou temporellement). Il est par exemple possible d'identifier soit la concentration soit la distribution de classes de tailles des particules en suspension, et ce pour des gammes de mesures finies, mais rarement les deux paramètres simultanément, sauf en faisant certaines hypothèses fortes sur la nature de la suspension. Une caractérisation complète de la colonne d'eau en termes de MES nécessite donc une utilisation conjointe de plusieurs instruments. Les instruments et méthodes présentés par la suite se fondent essentiellement sur la modification des propriétés optiques de l'eau en présence de MES, bien que certains fassent parfois appel aux propriétés chimiques des particules. Ces mesures optiques ont l'avantage d'être robustes dans les cas les plus courants, mais sont aussi limitées en termes d'échelles, la lumière ne pénétrant pas les masses d'eau de manière suffisamment importante (Section 1.2.5.2). Ces techniques usuelles de mesure de la turbidité vont donc être utiles pour une caractérisation ponctuelle et à petite échelle de la turbidité et pêcheront à fournir des résultats continus de par leur manque de portée.

### **1.2.1. Prélèvements d'eau *in situ***

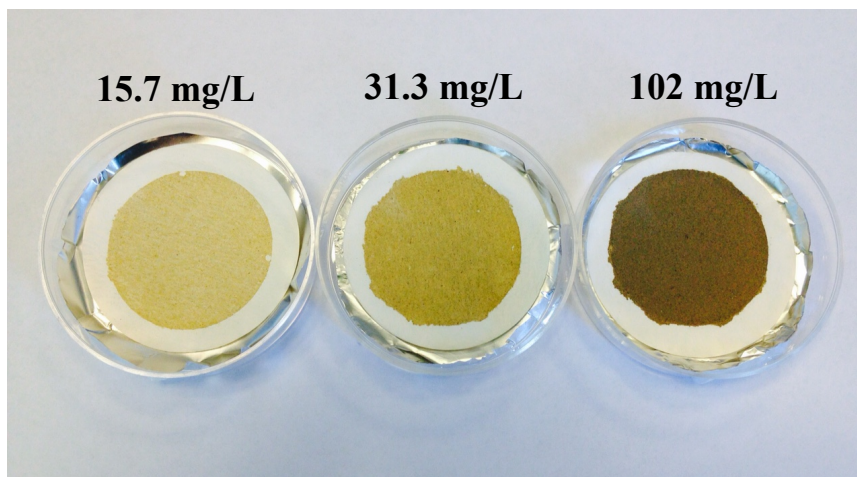
#### **1.2.1.1. Protocole de mesure**

La meilleure façon de connaître localement le contenu en MES de l'eau est de prélever un échantillon d'eau dans la colonne d'eau. Ils sont obtenus le plus souvent par l'utilisation de bouteilles Niskin (3, 5 ou 8 L) (Miller & Judkins 1981) immergées à la profondeur désirée, et dont les extrémités sont closes depuis la surface par l'envoi d'un « messenger » venant percuter un piston. Ces échantillons d'eau contiennent en définitive l'intégralité de l'information

nécessaire pour caractériser le milieu et constitue une véritable vérité terrain, qui servira à la validation des résultats issus d'autres proxys de mesure. S'il est possible d'obtenir une estimation de la concentration par filtration puis pesée de ces échantillons filtrés, il est de plus envisageable de réaliser d'autres types d'analyses en laboratoire (analyses de carbone organique particulaire, spectrométrie, ...). Dans un premier temps nous nous attacherons à déterminer la concentration de ces échantillons, information qui sera liée par la suite aux observations optiques.

#### 1.2.1.2. Filtration

L'étape de filtration est importante et doit être réalisée avec la plus grande précaution afin de ne pas biaiser les résultats. L'important est de conférer à chaque échantillon un traitement similaire. En premier lieu, il faut avoir à disposition des filtres en microfibrilles de verre, de préférence de classe GF/F indiquant une dimension nominale des pores de 0.7  $\mu\text{m}$ . Ces filtres ont par ailleurs un diamètre de 47 mm et leur utilisation s'associe avec une verrerie spécifique. Chaque filtre doit être stocké dans une boîte qui lui est propre (Fig. 1.3) pour éviter toute contamination. Le protocole de filtration utilisé lors des travaux de cette thèse est détaillé en annexe A.



**Figure 1.3** : Filtres GF/F 47mm à MES, dans lesquels trois échantillons différents de 250 mL d'eau de rivière ont été filtrés. La concentration se déduit par la différence de poids du filtre avant et après filtration.

### **1.2.1.3. Limitations et incertitudes de la mesure**

Cette méthode dépend principalement de la balance utilisée pour réaliser les pesées et de la vitesse d'aspiration de la pompe. Cependant les sources d'erreurs sont introduites la plupart du temps par l'opérateur lui-même, lorsque celui-ci oublie par exemple un filtre à l'air libre, ou bien ne rince pas correctement le dispositif de filtration. L'incertitude totale peut atteindre 20% de la concentration. Si la mesure est unique, plusieurs prélèvements (généralement en triplicatas) permettent d'évaluer l'incertitude. Dans notre contexte, les prélèvements sont associés à des valeurs en NTU, dont la grandeur évolue linéairement avec la concentration, à laquelle peuvent être associées une droite de corrélation et une erreur quadratique moyenne (RMS), indicateurs de dispersion et donc d'erreur.

Les sources d'erreur d'origine externe ne sont pas rares. Généralement, la suspension étudiée contient du matériel organique (ex. phytoplancton), susceptible de se développer si les échantillons sont stockés à la lumière et température ambiante. Leur stockage à une température inférieure à 4 °C et à l'obscurité est donc conseillé. Par ailleurs, certaines espèces de zooplanctons sont connues pour éviter la capture (Wiebe *et al.* 2013), biaisant le contenu de l'échantillon.

### **1.2.1.4. Cas particulier des matières organiques**

Le protocole de filtration présenté ci-dessus se focalise sur l'évaluation de poids secs de MES, alors que les matières organiques telles que le zooplancton sont en partie composées d'eau. Mesurer leur concentration en poids sec n'apporterait que peu d'informations sur leur abondance totale, car leur volume ne serait plus correctement pris en compte. Des relations visent à corriger ces biais (Wiebe *et al.* 1975; Postel *et al.* 2000), mais ces dernières demeurent très dépendantes du type d'espèce.

La méthode de prélèvement par Niskin est d'usage, mais l'objectif consiste davantage à séparer les différents individus collectés par classes de tailles après filtration à faible pression. Plus généralement, l'utilisation de filets à plancton permet de prélever les MES organiques *in situ*



(Wiebe 1976; Wiebe 1988). La taille du filet varie selon les volumes d'eau à filtrer. Ces filets peuvent être équipés d'un compteur de volume, afin de ramener la mesure au volume échantillonné. La section d'ouverture de ces filets est par ailleurs une caractéristique déterminante concernant le type d'espèce à échantillonner. Le modèle le plus utilisé est le filet WP2 (De Bernardi 1984). La taille de maille de ces filets varie de 40  $\mu\text{m}$  à 500  $\mu\text{m}$ , en fonction des espèces à échantillonner. Il est d'usage de déployer simultanément plusieurs filets, notamment afin de séparer deux fractions de tailles différentes. L'avantage des filets est qu'il est possible de filtrer des volumes d'eau ajustables, en fonction du temps de déploiement, rendant la mesure plus représentative au regard de la distribution étendue du plancton, et dans le cas où les abondances mesurées sont faibles.

## **1.2.2. La mesure de turbidité par transmissiométrie optique *in situ***

### **1.2.2.1. Description de l'instrument**

La néphélométrie a été conçue dans le but d'estimer la teneur en particules dans une suspension. Historiquement, les mesures de turbidité ont été développées pour déterminer l'opacité de l'eau et pour déterminer son contenu en sédiments en suspension dans les rivières. C'est l'une des techniques les plus simples existant en termes de déploiement reposant sur le principe de la diffusion optique. On utilise pour cela des turbidimètres optiques, leur utilisation consistant à illuminer le milieu fluide à une longueur d'onde spécifique (la plupart du temps dans le proche infra-rouge, aux alentours de 660 nm) et d'en mesurer la portion rétrodiffusée (Mylvaganaru & Jakobsen 1998). Plus précisément, les turbidimètres optiques mesurent sur un volume inférieur à quelques  $\text{cm}^3$  l'intensité de la lumière diffusée à un angle compris (Bunt *et al.* 1999), selon les instruments, entre 90° et 160° par rapport à la lumière incidente, afin d'en déduire un coefficient d'atténuation de la lumière (Van De Hulst 1957) sur une distance définie. Ce coefficient, dépendant linéairement de la teneur en MES, est alors converti en NTU *via* une calibration préalable de l'instrument au moyen d'une solution de formazine. L'un des instruments largement utilisés pour les applications *in situ* est le modèle YSI (Fig. 1.4).



**Figure 1.4** : Sonde multiparamètre KOR-EXO1 YSI. Plusieurs capteurs peuvent être montés sur la sonde, permettant entre autres des mesures de turbidité

Cette méthode fournit donc une information sur la présence ou non de particules en suspension dans la colonne d'eau à travers des mesures ponctuelles, et parvient de plus à en indiquer la charge en MES que l'on fait correspondre le plus souvent à une concentration en g/L (cf 1.2.1).

#### **1.2.2.2. Protocole de mesure**

Le plus souvent les turbidimètres sont déployés ponctuellement en acquérant des profils le long de la colonne d'eau, mais peuvent également être placés en mouillage afin d'observer des variations de charge en MES. Moyennant le réglage de la cadence d'acquisition de ces instruments ( $\sim 2$  Hz au maximum), des mesures plus ou moins hautes fréquences peuvent être réalisées.

#### **1.2.2.3. Limitations et incertitudes de la mesure**

Cette méthode présente cependant quelques limitations en termes de précision. En effet, la diffusion mesurée correspond à la diffusion d'un faisceau lumineux en présence de formazine. Ainsi, deux suspensions contenant des particules de distributions de tailles différentes peuvent avoir une même valeur exprimée en NTU suivant leur concentration respective. Les mesures sont

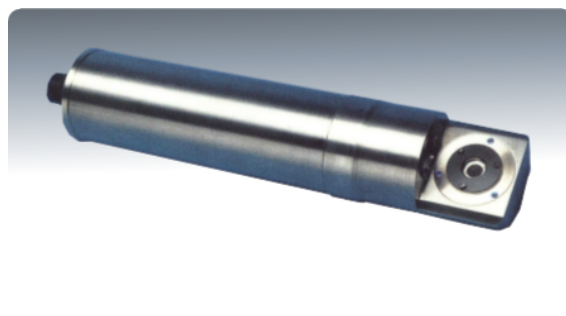
donc biaisées, rendant délicates les comparaisons issues d'un même instrument pour différents sites d'étude. Il sera de plus délicat de rapporter les valeurs en NTU à des concentrations en g/L. Ces conversions ne seront comparables que pour un même matériel en suspension (Conner & De Visser 1992; Sutherland *et al.* 2000) et en émettant l'hypothèse d'une distribution de tailles de grains constante au cours du temps et le long de la colonne d'eau (Sutherland *et al.* 2000). Ces instruments sont par ailleurs sensibles à la couleur des particules (Sutherland *et al.* 2000).

De plus, les variations de luminosité ambiante influent légèrement sur la valeur lue lors de la mesure. Des variations allant jusqu'à 4 NTU ont pu être observées lors d'une expérience en laboratoire suite à la mesure d'une même suspension de formazine à la lumière ambiante et dans le noir au moyen d'un turbidimètre. Cela implique à la fois des différences de lecture au cours d'une même journée de mesure pour un même échantillon, mais aussi suivant la profondeur d'échantillonnage, la lumière étant entièrement absorbée au-delà d'une trentaine de mètres.

Enfin, il a été constaté que la turbidité dépend fortement de l'instrument en soi, malgré des procédés de calibrations identiques (Gray & Glysson 2003). Ceci n'est pas un problème dans l'immédiat, car les variations observées restent identiques d'un instrument à l'autre.

### **1.2.3. La mesure de turbidité par fluorimétrie**

#### **1.2.3.1. Description de l'instrument**



**Figure 1.5** : Capteur de fluorescence « Chelsea Aqua 3 »

Par analogie avec les transmissiomètres optiques, destinés à fournir une indication sur la turbidité

de l'eau, on distingue les fluorimètres (Fig. 1.5), qui servent à mettre en évidence le comportement fluorescent des pigments chlorophylliens (Chlorophylle a, chlorophylle b, caroténoïdes, ...) contenus dans certaines espèces de phytoplancton (Holm-Hansen *et al.* 1965; Lorenzen 1966). Cette technique implique, comme pour la transmissiométrie, l'utilisation d'un rayon de lumière le plus souvent dans l'ultraviolet, qui va exciter les électrons des atomes pigmentaires et les faire réémettre de la lumière à plus basse énergie. Les cônes d'illumination et de détection sont le plus souvent séparés de 90°, afin de limiter la quantité de lumière émise diffusée en direction du détecteur. L'intensité de la fluorescence émise est proportionnelle à la concentration en pigments chlorophylliens. Le résultat de cette mesure (longueur d'onde d'excitation / longueur d'onde réémise) est par la suite converti en concentration ( $\mu\text{g/L}$ ) en ChlA. Cette méthode offre l'avantage de cibler uniquement la mesure de composés organiques chlorophylliens présents dans l'eau, à la différence des transmissiomètres qui eux prennent en compte la charge totale en MES présente dans le volume échantillonné.

#### **1.2.3.2. Protocole de mesure**

Certains modèles de fluorimètres sont portables, et permettent au même titre que les transmissiomètres une mesure sous forme de profils dans la colonne d'eau voire en station. Cependant, pour plus d'exactitude certains échantillons sont traités en laboratoire à l'aide d'outils offrant des mesures plus précises.

#### **1.2.3.3. Limitations et incertitudes de la mesure**

Ces instruments sont néanmoins capables de détecter la chlorophylle a avec une précision proche de  $0.01 \mu\text{g/L}$ , avec une incertitude relative proche de 1% pour les systèmes les plus performants (Centre d'expertis en analyse environnementale du Québec 2002). L'interférence causée par les autres pigments présents dans l'eau (ex. Phéophytine a), dont les spectres lumineux chevauchent partiellement ou complètement celui de la chlorophylle a peut engendrer des mésestimations de la concentration en chlorophylle a (Centre d'expertis en analyse environnementale du Québec 2002). Des protocoles existent pour contourner ce problème, mais de manière générale, ces

interférences sont jugées faibles, d'autant plus que l'amélioration des capteurs tend à prévenir ce genre de phénomène grâce à leurs bandes d'excitation très étroites (Arar & Collins 1992).

#### 1.2.4. La mesure de turbidité par granulométrie laser *in situ*

##### 1.2.4.1. Description de l'instrument

Le granulomètre laser *in situ* (Fig. 1.6), vise à fournir la concentration volumique en particules en suspension par classes de tailles, délivrant une distribution statistique de tailles. Très peu de modèles d'instruments sont commercialisés. Parmi eux, le LISST (Laser *In Situ* Scattering and Transmissiometry) 100-X de Sequoia Sc. est l'un des plus utilisés.



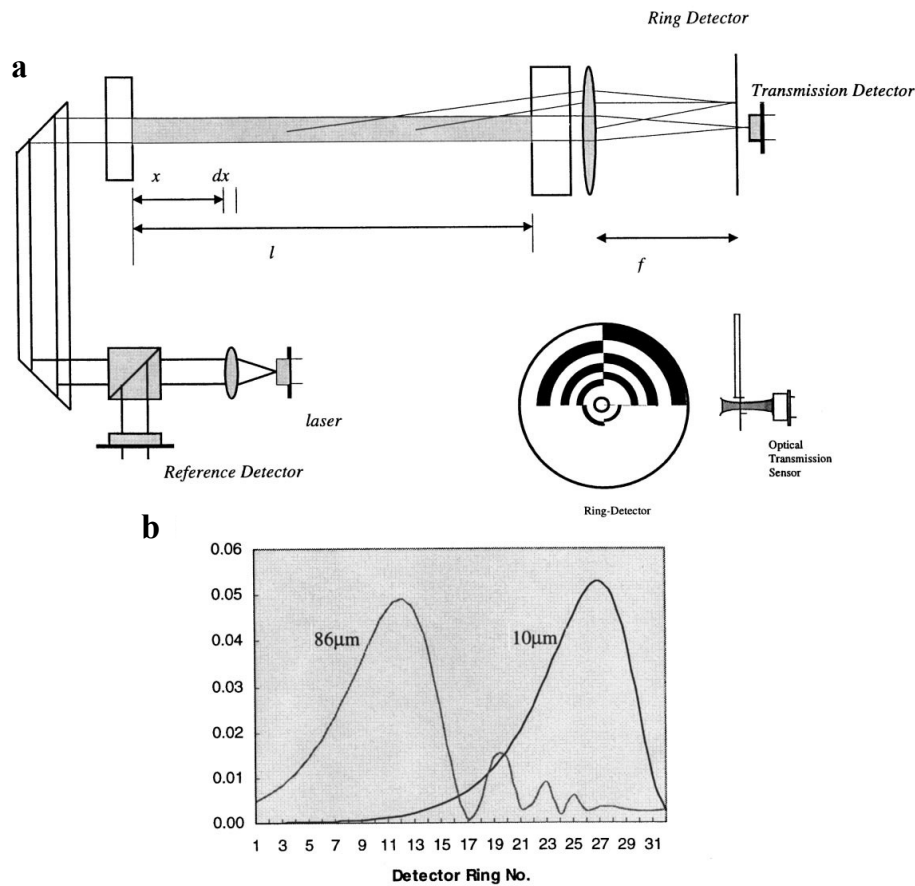
**Figure 1.6** : Granulomètre laser *in situ* LISST 100-X (Sequoia Sc.)

Son principe est similaire à la transmissiométrie, à la différence que l'on émet un laser (670 nm de longueur d'onde pour le LISST 100-X) qui en rencontrant des particules va être diffracté avant de percuter un détecteur. Pour de petits angles de diffusion avant (forward), la diffraction laser par des particules sphériques est identique à la diffraction engendrée par une ouverture de taille égale (Agrawal & Pottsmith 1994; Gray *et al.* 2010). La théorie de Mie (Born & Wolf 1999) prédit l'angle de diffusion avant du laser illuminant des particules selon leur taille : ce dernier sera d'autant plus grand que la particule est fine (Fig. 1.7). Ainsi, ces instruments sont dotés de détecteurs (photocapteurs) capables de mesurer l'énergie lumineuse en  $W/m^2$  diffractée à différents angles. Dans le cas du LISST, ces détecteurs prennent la forme de 32 anneaux de

diamètres différents (les plus petits permettant de détecter les grandes particules et inversement) centrés autour d'un même point. L'instrument est dimensionné pour détecter des tailles de particules allant de 2.5  $\mu\text{m}$  à 500  $\mu\text{m}$ . Le volume illuminé est connu (dans le cas du LISST 100-X, il s'agit d'un volume cylindrique de 6 mm de diamètre et de 50 mm de longueur). Dans la mesure où la magnitude de la diffusion évolue linéairement suivant le nombre de particules présentes dans le volume, on en déduit une concentration volumique rangée par classes de tailles, dont la somme permet de remonter, comme pour les transmissiomètres, à l'atténuation totale due à la diffusion lumineuse.

Plus précisément, les énergies brutes récoltées par anneaux de détection sont inversées. Une matrice d'inversion (Agrawal *et al.* 2008; Andrews *et al.* 2011) est intégrée au système de mesure afin d'estimer les concentrations volumiques en particules par classes de tailles de la suspension. Celles-ci tiennent compte de la forme (sphérique ou irrégulière) ou de la nature des particules (indice de réfraction complexes) (Andrews *et al.* 2011), dont la diffusion est prédite par la théorie de Mie. Ainsi, en fonction de la suspension, certains résultats d'inversion peuvent être biaisés si la matrice d'inversion utilisée n'est pas adaptée à la suspension (en particulier concernant la matière organique ou minérale) (Karp-Boss *et al.* 2007; Andrews *et al.* 2011).

Une version plus récente de cet instrument, basée sur la même théorie de diffraction laser, offre de plus l'avantage d'obtenir au moyen d'une caméra récupérant le signal émis une image des figures d'interférences générées par les particules présentes en suspension (Graham & Nimmo Smith 2010). Ces images sont inversées et permettent d'échantillonner le volume illuminé à pas constant sur la profondeur de ce volume, permettant une estimation de la concentration en MES et une réelle interprétation de la nature des MES, en plus de l'estimation classique de la distribution par classe de tailles.



**Figure 1.7** : (a) Géométrie optique basique représentant le laser, le système optique et les anneaux de détection. La vue de côté des anneaux de détection montre la position de la photodiode derrière les anneaux. Celle-ci mesure la transmission optique. (b) Forme de la diffusion selon le diamètre de la particule : les grandes tailles possèdent des maximums de diffusion au niveau des petits anneaux et inversement. (D'après Agrawal & Pottsmith (2000)).

#### 1.2.4.2. Protocole de mesure

Ce type d'instruments est optimisé pour la mesure *in situ* et permet de récolter les informations sur les concentrations et distributions volumiques de particules sur l'intégralité de la colonne d'eau par des déploiements de type profils. De la même manière que les instruments précédents, une utilisation en mouillage permet d'imager les variations temporelles de ces paramètres, d'autant plus que ce système permet des mesures à des cadences de 5 Hz couplées à une forte capacité de stockage.

Avant chaque déploiement, il est conseillé à l'utilisateur de réaliser une acquisition d'un « blanc » dans une eau pure dépourvue de particules, afin de prendre en compte les dérives au niveau des capteurs (une mesure de blanc par anneau de détection). Ceci est d'autant plus de rigueur compte tenu de la sensibilité de l'appareil aux rayures de la lentille optique, qui viendraient fausser le résultat. Le constructeur insiste sur l'importance de cette mesure. L'effectuer à chaque utilisation du LISST permet de contrôler l'état d'usure, la propreté (biofouling) ainsi que l'alignement des optiques.

### **1.2.4.3. Limitations et incertitudes de la mesure**

L'utilisation du LISST 100 permet de déterminer une distribution unimodale de particules naturelles avec une précision de 10%, si tant est que la transmission du signal soit supérieure à 30% (Traykovski *et al.* 1999; Jeffrey W Gartner *et al.* 2001; Meral 2008), limite en deçà de laquelle des phénomènes de réflexions multiples risquent de fausser la détection (Agrawal & Pottsmith 2000). La concentration maximale pouvant être détectée est fonction de la distribution de particules et de la longueur du chemin optique (Sequoia technical notes). Cet instrument offre par ailleurs l'avantage d'estimer la concentration massique totale si la densité des particules est connue. Originellement, sa conception était destinée à l'observation de sédiments en suspension, par exemple au niveau des estuaires, mais son utilisation évolue vers la mesure de matières organiques telle que le phytoplancton (Karp-Boss *et al.* 2007).

En dehors des problèmes d'inversions relatifs à la forme ou à la nature des particules en présence dans le volume échantillonné, le granulomètre laser a tendance à surestimer la présence de particules dans les très petites classes de tailles, typiquement inférieures à 5  $\mu\text{m}$  (Traykovsky *et al.* 1999). A cela s'ajoute l'effet de la luminosité ambiante que l'on retrouve aussi avec l'utilisation de transmissiomètres classiques. Andrews *et al.* (2011) ont observé que les rayons du soleil atteignant les anneaux de détection modifiaient fortement la distribution volumique totale ; les très grandes et très petites classes de tailles sont affectées de concentrations volumiques excessives. Le LISST est donc très sensible à la luminosité ambiante et un effort de correction de



ces effets doit être fait, en particulier lorsque les mesures sont réalisées dans des milieux peu turbides.

Le LISST évolue de plus dans l'eau, où l'indice de réfraction va énormément dépendre de la densité de celle-ci. Typiquement, en contexte estuarien, différentes masses d'eau de salinité et température différentes peuvent se superposer, induisant un gradient de densité qui sera à l'origine d'une modification de l'indice de réfraction de l'eau elle-même. Ce phénomène, connu sous le nom de « schlieren » (Styles, 2006; Mikkelsen *et al.* 2009), rend les données optiques contenues dans ce gradient de densité peu fiables.

Enfin, il a récemment été montré (Felix *et al.* 2013) que le LISST possède une forte tendance à surestimer les concentrations totales en présence de particules de formes fortement irrégulières ou anguleuses (ex. feldspath, micas), pouvant aller d'un facteur 1,5 à 8 selon la composition des minéraux.

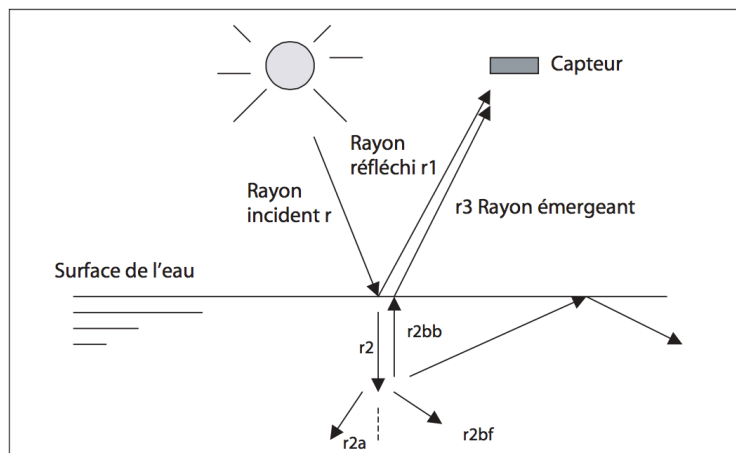
### 1.2.5. Télédétection satellitaire

#### 1.2.5.1. Description de la méthode et protocole de mesure

La Télédétection désigne l'ensemble des techniques qui visent à étudier à distance des phénomènes. Appliquées au domaine marin, dans le contexte de la mesure de MES, ces méthodes s'appuient sur l'optique, mais contrairement aux précédentes, elle sont dites passives, au sens où elles se basent sur l'observation des rayons lumineux émis par le soleil, réfléchis sur la tranche superficielle de la colonne d'eau suivant la théorie des transferts radiatifs (Froidefond & Doxaran 2004). En effet, la présence de matière particulaire ou dissoute dans l'eau a pour effet de modifier la couleur de l'eau en altérant le trajet des ondes lumineuses suivant deux effets principaux (Van De Hulst 1957) : une partie de la lumière pénétrant dans l'eau sera **diffusée** par les particules, et une autre partie sera sujette au phénomène d'**absorption**. Ces deux effets sont dépendants de la longueur d'onde de la lumière, cette dernière émanant du soleil sur un spectre continu, ainsi que de l'indice de réfraction des particules en suspension (Morel 1991). La partie rétrodiffusée (Fig. 1.8), renvoyée hors de l'eau, atteint des capteurs (appelés spectroradiomètres) montés sur des

satellites tournant en orbite autour de la terre. Schématiquement, ces derniers sont capables de mesurer l'intensité du spectre de lumière réfléchi dans les domaines visible et proche infra-rouge, ou encore luminance et qui s'expriment en  $W.m^2.sr^{-1}$ . Ces mesures nécessitent une calibration, qui vise notamment à fournir les valeurs de réflectance (albédo) en surface et sub-surface de l'eau, servant à quantifier le taux de lumière rétrodiffusée, entrant en jeu dans l'équation général du transfert radiatif. Froidefond & Doxaran (2004) fournissent une description complète des phénomènes liés à la rétrodiffusion et à l'absorption de la lumière par les particules, qui entrent en jeu dans la résolution de l'équation du transfert radiatif. L'essentiel du protocole de calibration des valeurs de luminance est donnée par Fargion & Mueller (2000). Comme dans le cas des turbidimètres et des granulomètres, la taille, et la composition (dont dépend l'indice de réfraction) des particules en suspension vont jouer un rôle important dans la forme de la rétrodiffusion.

L'avantage de ces techniques de télédétection spatiale réside essentiellement dans leur large couverture spatiale et leur répétitivité. Elles permettent en effet de mettre en évidence des blooms phytoplanctoniques ou encore des panaches turbides en sortie de fleuve ou dus à l'érosion du littoral, et leur évolution au cours du temps. Ces observations, couplées aux conditions hydrodynamiques inhérentes au milieu (ex. courants côtiers), confèrent aux MES le rôle de marqueur, permettant par ailleurs de suivre les flux de matière à large échelle.



**Figure 1.8** : Trajet schématique des rayons lumineux à l'interface atmosphère/eau (D'après Froidefond & Doxaran (2004))

Ces mesures sont cependant fortement dépendantes du trajet effectué par les rayons lumineux, à travers l'atmosphère d'une part, mais aussi à travers la tranche superficielle de la colonne d'eau et à l'interface eau-air d'autre part. Il devient donc délicat de caractériser le milieu. Plusieurs approches sont recensées concernant l'interprétation de ces mesures (Froidefond & Doxaran 2004). Tout d'abord les approches empiriques visent à établir des relations directes entre réflectance de l'eau et concentration en MES, sur le modèle de l'interprétation des mesures de turbidité. Puis les approches analytiques se fondent sur la résolution de l'équation du transfert radiatif (Dilligeard 1997). Enfin, les approches semi-analytiques intègrent des relations empiriques de certains phénomènes au sein même de l'équation du transfert radiatif (Lee *et al.* 1998).

Comme évoqué dans la section 1.1.2, les eaux de type 1 (océans ouverts) et de type 2 (eaux côtières) se distinguent du fait de leur différences fondamentales en termes de contenu en MES, de processus hydrodynamiques et hydrologiques, et d'échelles de variations. Concernant les eaux de cas 1, les résultats sont probants et solidement établis (Morel & Prieur 1977; Gohin *et al.* 2002). Pour les eaux de cas 2, les résultats sont plus mitigés, de par la diversité des MES et les échelles de variations spatiales plus réduites. Cependant de récents travaux suggèrent le potentiel de ces méthodes à quantifier les sédiments en suspension (Doxaran 2002; Wang *et al.* 2009; Odermatt *et al.* 2012) et les concentrations en phytoplancton à la surface des eaux à partir des données satellitaires SeaWiFS (Gohin *et al.* 2002), MODIS et MERIS. Un grand nombre de méthodes semi-analytiques (dans le cas 1, où seules les propriétés optiques de l'eau et du phytoplancton sont nécessaires) ou empiriques (dans le cas 2, où l'ensemble des matières d'origine terrigène et l'apport de matières dissoutes tendent à complexifier le problème) s'expriment à travers la création d'algorithmes élaborés dans le but de faire état de la teneur en matière phytoplanctonique, ou en matière minérale dans ces eaux. Dans chaque cas, le principe utilisé repose sur la génération d'un ou plusieurs ratios de réflectances à des longueurs d'ondes définies suivant l'application (ex. 490/555 nm pour les espèces chlorophylliennes, 670/555 nm et 490/555 nm pour les matières minérales). Dans le cas des particules organiques, les algorithmes OC2 (Gordon *et al.* 1980; O'Reilly *et al.* 1998), OC4 pour le cas 1 et OC5 pour le cas 2 se démarquent par leurs performances (Gohin *et al.*, 2002). Pour ce qui est des particules minérales, Tassan (1994) et Froidefond *et al.* (2002a), Froidefond *et al.* (2002b) ont mis au point des

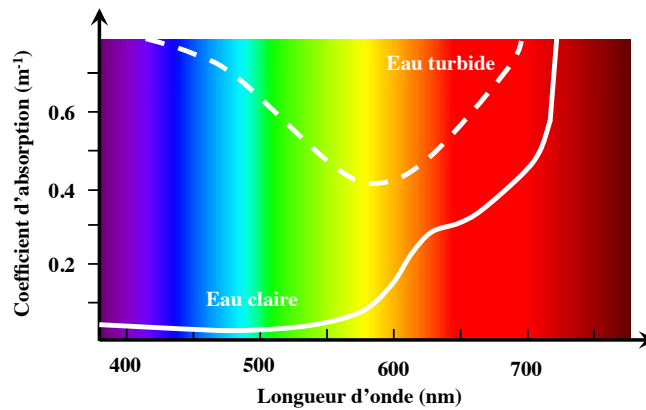
algorithmes permettant leur détection, complétés par Doxaran (2002) et Doxaran *et al.* (2003) qui proposent de quantifier les MES dans le cas des eaux très turbides.

### 1.2.5.2. Limitations et incertitudes de la mesure

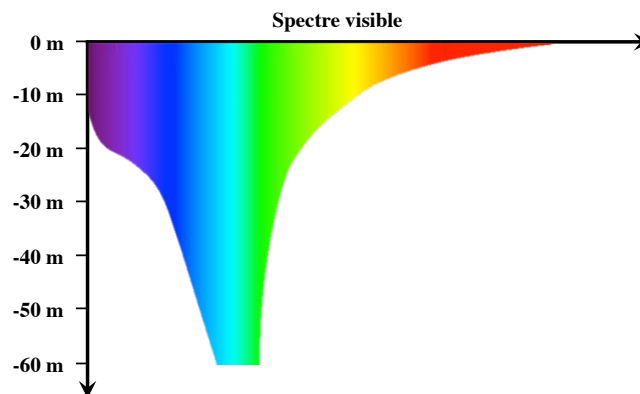
La nature des particules en suspension va influencer sur la forme de l'onde lumineuse rétrodiffusée (Morel & Ahn 1990). En particulier, concernant les matières phytoplanctoniques dans les eaux de cas 1, si le spectre d'absorption de la chlorophylle a présente des pics centrés autour de 440 nm et 680 nm (Bricaud *et al.* 1998), ce dernier varie en fonction de l'espèce et de l'âge des organismes. Par ailleurs, la présence de pigments chlorophylliens autres que la chlorophylle a, comme le carotène, entraînent la présence de pics d'absorption légèrement décalés, se traduisant au final par une forme complexe du spectre du coefficient de rétrodiffusion, spécifique à chaque espèce de phytoplancton. Similairement, Bricaud & Stramski (1990) donnent une formulation du spectre d'absorption des matières minérales dans les eaux de cas 2, mais dans chaque cas, ces relations restent empiriques et ne sont pas univoques. De plus, dans le cas 2, où le contenu en MES peut être très varié, où chaque fraction possède un indice de réfraction qui lui est propre (ex. 1.15 pour le quartz, 1.05-1.06 pour les diatomées) l'expression du coefficient de rétrodiffusion total est plus délicate, dans la mesure où il faut tenir compte de l'intégralité des contributions issues des particules et matières dissoutes, comme les substances jaunes, constituées d'une part des apports terrigènes en acides humiques et fulviques (Kirk 1994) et de la dégradation du phytoplancton (Bricaud et Stramski 1990). C'est ce qui a motivé les scientifiques à élaborer des algorithmes à l'aide de méthodes empiriques, liant directement concentration en MES totale et ratio de réflectances. L'application de ces méthodes en terme de quantification risque donc de se limiter spatialement aux zones de même contenu, bien que ces méthodes permettent de témoigner de la présence de MES qualitativement à des échelles beaucoup plus larges. Cela se traduit en terme de seuil de détection par des valeurs de 0.1 µg/L en chlorophylle a, et environ 50 mg/L en MES d'origine minérale (Froidefond & Doxaran 2004), pour des précisions relatives à la relation empirique déterminée à travers l'expérience.

Cependant, les mesures collectées à travers les méthodes de télédétection spatiale sont peu résolues sur la verticale, intégrant d'une part les contributions de toute une tranche d'eau dont

l'épaisseur est fonction de la turbidité (qui en soi témoigne des capacités des ondes lumineuses à pénétrer dans le milieu), et donc négligent involontairement la dynamique verticale propre aux MES. En effet, les ondes lumineuses sont fortement absorbées par l'eau de mer (Fig. 1.9), pénétrant au maximum à une soixantaine de mètres dans le bleu-vert dans le cas d'une eau pure, voire pas du tout dans le cas des infrarouges (Fig. 1.10). A cela s'ajoutent les effets d'absorption dus aux inhomogénéités de la colonne d'eau, qui limitent la pénétration des ondes lumineuses. L'intégration des mesures sur la tranche de colonne d'eau ne se fera donc pas nécessairement sur des volumes identiques supposant une relative homogénéité de la colonne d'eau. Si cela n'est pas une gêne dans les eaux de cas 1, ce phénomène devient important pour les eaux de cas 2.



**Figure 1.9** : Variation schématisée du coefficient d'absorption des ondes lumineuses en eau pure et en eau trouble



**Figure 1.10** : Profondeurs de pénétration de la lumière visible dans l'eau de mer en fonction de la longueur d'onde.

Enfin, la validation des mesures d'optique passive s'avère délicate et lourde, au sens où seuls les prélèvements *in situ* permettent de faire état d'une vérité terrain consistante. En comparaison avec la vaste couverture spatiale des satellites couplée à leur faible résolution, ces prélèvements à caractères ponctuels sont donc très peu représentatifs même si des tendances empiriques fortes se sont dégagées ces dernières années. S'ajoute à cela une procédure de calibration rigoureuse, fonction de l'éclairement et des propriétés de l'atmosphère, nécessitant des déplacements sur site au même titre que les prélèvements. Les mesures de télédétection spatiale suggèrent enfin l'absence de couverture nuageuse, mais ce problème se contourne actuellement à travers l'utilisation de plateformes de mesure aéroportés.

#### **1.2.6. Autres moyens de mesure des MES (en laboratoire)**

L'analyse de prélèvements d'eau réalisés *in situ* reste la technique la plus efficace pour caractériser le contenu en MES de la colonne d'eau. En particulier lorsqu'il s'agit de décrire le contenu biologique de ces échantillons, de simples mesures optiques *in situ* ne suffisent pas, ou bien requièrent l'utilisation d'instruments multifréquences optiques (AC-9, AC-S, ECO-BB9) qui mettent en avant les fractions de matières dissoutes en plus des fractions particulières à travers l'analyse de l'atténuation et de la rétrodiffusion des signaux lumineux à plusieurs longueurs d'ondes (Moore *et al.* 1992; Omar & MatJafri 2009).

Certains outils de mesure utilisés en laboratoire offrent également la possibilité d'élargir l'éventail des variables mesurables dans ces prélèvements. Ces informations vont par contre être observées sur des volumes très faibles comparés à ceux échantillonnés *in situ* et donc peuvent-être moins représentatives à l'échelle de la colonne d'eau. On compte parmi ces techniques la spectrophotométrie, qui mesure les absorbances à différentes longueurs d'onde des échantillons prélevés, par exemple pour en déduire la quantité de chlorophylle a ou de matières dissoutes (Aminot & Kérouel 2004). De la même manière, la cytométrie en flux aligne les particules grâce à un capillaire suivant une ligne de courant, où ces dernières sont illuminées par différents faisceaux lasers. Cela permet d'une part de les dénombrer et d'en déduire leur taille, et leur nature, en se fondant sur les propriétés des diffusions avant (forward scatter) et à 90° (side

scatter) des faisceaux. Généralement, ce genre de techniques vise à mettre en évidence la présence de bactéries, et de pico- et nanoplancton à l'échelle cellulaire, voire certaines activités moléculaires (Scriban 2012; Kron *et al.* 2007). Enfin, lorsqu'il s'agit d'évaluer la présence de matières organiques dans la colonne d'eau, l'étude parallèle du carbone organique particulaire et de l'azote organique particulaire s'avère d'une grande importance, car ceux-ci entrent en jeu dans les grandes étapes du cycle du carbone. Pour cela, les échantillons d'eau sont filtrés (Annexe A) puis passés dans un analyseur élémentaire, où ces derniers seront brûlés. Les vapeurs générées riches en carbone et azote sont par la suite analysées et les teneurs en carbone et azote particulaires sont quantifiées (Gordon 1969; Sharp 1974).

### **1.3. Mesures de la MES en exploitant les propriétés des ondes acoustiques**

#### **1.3.1. Intérêt de la mesure de MES par acoustique**

La section précédente présente les méthodes de mesure usuelles des MES, fondées pour la plupart sur les propriétés optiques en présence d'inhomogénéités dans la colonne d'eau. Ces méthodes présentent des avantages (mesures relativement fiables et non intrusives) et des inconvénients (faible couverture spatiale, mesure ponctuelle du fait de la forte atténuation de la lumière dans l'eau) propres à l'exploitation des ondes lumineuses principalement. Elles visent à déterminer la concentration ainsi que la distribution de taille de ces particules en suspension. D'autres techniques se basent elles sur l'utilisation de capteurs acoustiques actifs, *i.e.* émettant leur propre signal, suivant le principe que l'intensité acoustique rétrodiffusée par les particules en suspension dans le milieu fluide est fonction de l'intensité de l'onde incidente et à l'abondance de MES. Les mesures acoustiques possèdent l'avantage, tout comme les mesures optiques, d'être non-intrusives, mais se démarquent quant à leur capacité à imager la colonne d'eau sur une portée plus importante selon la fréquence considérée. En effet, l'atténuation due à l'absorption et à la diffusion dans le cas des ondes acoustiques sont beaucoup plus faibles que pour les ondes électromagnétiques (optiques). Le son est adapté pour la transmission en milieu aquatique. Par ailleurs, les capteurs acoustiques sont peu sensibles au biofouling et permettent une observation continue des variations de MES sur des volumes plus importants que les techniques de mesure traditionnelles, ce qui fait d'eux des instruments de choix dans le présent contexte, où

l'importance est accordée à faciliter l'accessibilité de la mesure et la rendre plus représentative et pertinente spatialement et temporellement.

Plusieurs techniques de mesure acoustiques existent. Elles sont basées sur l'utilisation d'une théorie commune bien établie de la diffusion des ondes sonores par les particules en suspension (Morse & Ingard 1986; Ishimaru 1978), et motivées par une instrumentation variée qui se décline en deux groupes ou approches distincts :

1/ Les instruments multifréquences permettent de déduire à la fois concentration et classes de tailles au sein de la suspension (Sheng & Hay 1988; Thorne & Campbell 1992; Crawford & Hay 1993; Holliday *et al.* 1989; Thorne & Hanes 2002). Les instruments associés sont la plupart du temps dimensionnés en fonction de leur application, en termes de nombre et gamme de fréquences utilisées. A l'origine, ces instruments ont vu le jour dans le contexte de l'évaluation de stocks de poissons par méthode directe (Carlson & Jackson 1980; Ehrenberg 1974; Maclellan & Simmonds 1992). Puis l'approche a été dirigée vers l'observation du compartiment planctonique. Dans ce contexte, la taille des cibles visées est bien plus réduite (de quelques micromètres au millimètre), et l'utilisation des hautes fréquences, de l'ordre du Mhz est nécessaire. Les premiers profileurs à zooplancton apparaissent alors, fonctionnant sur le même principe que leurs homologues sondeurs, mais visant à la résolution de problèmes inverses, *i.e.* en ne possédant pas ou trop peu d'indications sur le contenu en MES dans la colonne d'eau. On cherche alors à retrouver l'abondance de MES ainsi que leur distribution par classes de tailles à l'aide de modèles de rétrodiffusion décrivant les propriétés du champ acoustique rétrodiffusé par les particules en suspension. Similairement, cette technologie s'est avérée efficace pour décrire les sédiments présents en suspension dans les rivières et estuaires (Thorne & Hanes 2002).

2/ Les instruments fonctionnant à une unique fréquence, souvent plus basse (de l'ordre de quelques dizaines à centaines de kHz) et donc plus longue portée. Leurs buts originels, portés sur la mesure de la bathymétrie ou des courants, se sont trouvés détournés pour en exploiter les informations qu'ils contiennent concernant le contenu en MES. Leur utilisation facilite grandement la discrétisation de la colonne d'eau en termes d'échantillonnage, bien que la présence d'une fréquence unique peut s'avérer handicapante. C'est le cas des courantomètres à



effet Doppler (ADCP) dont la fonction principale est d'évaluer la vitesse des courants sur des cellules de petite résolution sur la verticale de la colonne d'eau (Deines 1999), ou encore des sondeurs monofaisceaux. Dans la suite de ce travail, il sera montré qu'il en va de même pour les sondeurs multifaisceaux, dont la fonction principale est l'étude de la bathymétrie à des fins de cartographie sous-marine. L'étude de la part du signal correspondant à la colonne d'eau à travers ce genre d'instruments n'est actuellement que peu utilisée à des fins d'océanographie, et encore moins lorsqu'il s'agit d'étudier les flux de MES (Simmons *et al.* 2010; Best *et al.* 2010; O'Neill *et al.* 2013) bien que sa couverture spatiale accrue en fasse un instrument de choix pour ce genre d'applications.

### 1.3.2. Le signal acoustique

Dans un milieu fluide compressible, le son se propage en s'éloignant de sa source sous forme de variations de pression. En présence de cibles, l'onde acoustique va être rétrodiffusée. Au cours de son trajet dans la colonne d'eau, l'onde sera affectée par plusieurs facteurs modifiant sa propagation : la divergence sphérique de l'onde, l'absorption de l'eau, sa diffusion par les particules présentes en suspension et l'absorption par celles-ci.

Le but de cette section est d'identifier et quantifier les grandeurs caractéristiques de la diffusion.

La propagation des ondes acoustiques dans un fluide est décrite de manière générale par l'équation de Helmholtz (Morse & Ingard 1986):

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

Ici  $p$  est la pression de l'onde acoustique se déplaçant dans tout l'espace au cours du temps  $t$  avec la célérité  $c$ . Le terme  $\Delta p$  correspond ici au Laplacien de la pression. Son expression dépend de la géométrie du problème et traduit la variation d'une grandeur en un point quelconque par rapport à son voisinage. Cette équation possède une infinité de solutions. Il est possible de cibler ces solutions au moyen d'hypothèses, ou en définissant des familles de solutions. Il est plus simple de

résoudre cette équation dans le domaine spectral. En notant  $\hat{p}(M, \nu)$  l'amplitude de la pression au point  $M$  à la fréquence  $\nu$ , on obtient :

$$p(M, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(M, \nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu \quad (1.2)$$

$$\Delta\hat{p} + k^2\hat{p} = 0$$

On définit ainsi le nombre d'onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , et la longueur d'onde de l'onde acoustique  $\lambda = \frac{c}{\nu}$ .

Dans un espace à trois dimensions, en notant  $A$  l'amplitude du champ de pression, si l'on se place suffisamment loin de la source on peut montrer qu'une des solutions de l'équation 1.1 est une onde sphérique et se présente sous la forme (Morse & Ingard 1986) :

$$p(r, t) = \frac{A}{r} e^{j(2\pi\nu t - kr)} \quad (1.3)$$

$r$  représente la distance à la source sonore.

### Champ proche / Champ lointain

La solution de l'équation de Helmholtz présentée ci-dessus n'est valable que pour décrire la pression à une distance suffisamment éloignée de la source. En effet, à une distance de la source  $r \ll \lambda$ , les fronts d'ondes émis ne sont pas parallèles et l'intensité de l'onde oscille avec la distance qui sépare le front d'onde de sa source. Dans cette région, nommée champ proche, les différences de phase entre deux endroits proches sont assez importantes pour causer des interférences destructives. Au delà du champ proche, on se place en champ lointain ( $r \gg \lambda$ ), où les fronts d'ondes sont quasiment parallèles et l'intensité varie selon l'inverse du carré de la distance (soit à raison de -6 dB à chaque doublement de distance comme le prédit l'hypothèse de la divergence sphérique).

## Pression diffusée par un objet

En notant  $p_0$  la pression à la source émettrice (généralement prise à une distance  $r_0 = 1\text{m}$ ), et en tenant compte de l'amortissement de l'onde par le milieu notée  $\alpha$  en  $\text{m}^{-1}$ , induisant une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde en fonction de la distance, l'expression de la pression incidente  $p_i$  arrivant aux abords d'une particule présente dans le milieu sous l'hypothèse du champ lointain s'écrit :

$$p_i(r, t) = \frac{p_0 r_0}{r} e^{-\alpha r} e^{j(2\pi\nu t - kr)} \quad (1.4)$$

L'onde incidente va par la suite être diffusée par la particule dans tout l'espace selon un schéma complexe étroitement lié à la forme, la densité et la taille de la particule. La partie rétrodiffusée de l'onde correspond à l'onde renvoyée en direction de la source sur le trajet inverse. De la même manière, peuvent être définis d'une part la pression diffusée  $p_s$  en fonction de la pression incidente, et en tenant compte de la diffusion de l'onde engendrée par la particule,  $L_s(\theta, \varphi, \nu)$  (en m), aussi appelé longueur de diffusion (Medwin & Clay 1997), et la pression rétrodiffusée  $p_{bs}$ , correspondant uniquement à la portion de l'onde renvoyée vers la source, *i.e.* pour  $\theta = 0$  et  $\varphi = 0$  :

$$p_s = |L_s(\theta, \varphi, \nu)| p_i(r, t) \frac{e^{-\alpha r}}{r} e^{j(2\pi\nu t - kr)} \quad (1.5.1)$$

$$p_s = |L_s(\theta, \varphi, \nu)| p_0 \frac{r_0 e^{-2\alpha r}}{r^2} e^{2j(2\pi\nu t - kr)} \quad (1.5.2)$$

$$p_{bs} = L_{bs} p_0 \frac{r_0 e^{-2\alpha r}}{r^2} e^{2j(2\pi\nu t - kr)}, \quad L_{bs} = L_s(\theta = 0, \varphi = 0, \nu) \quad (1.5.3)$$

## Le décibel

L'expression des pressions acoustiques s'illustre par une dynamique importante (en amplitude), induisant la présence simultanée de niveaux d'ordres de grandeurs différents. L'utilisation de l'échelle logarithmique, généralement le décibel (dB), permet de visualiser au mieux les grandeurs acoustiques et facilite leur manipulation. Le décibel se définit comme le logarithme base 10 du rapport d'énergies, puissances ou intensités :

$$G_{dB} = 10 \log_{10} \left( \frac{\text{Energie ou Puissance ou Intensité}}{\text{Energie ou Puissance ou Intensité de référence}} \right) \quad (1.6)$$

Dans chaque cas, la grandeur de référence sera différente. Les valeurs de référence sont  $10^{-12}$  J pour l'Energie,  $10^{-12}$  W pour la puissance et  $10^{-12}$  W/m<sup>2</sup> pour l'intensité. Par ailleurs, les capteurs acoustiques mesurent en général la pression. Donc si on veut mesurer une intensité acoustique à partir d'une pression, il est nécessaire de faire la conversion. Dans le cas d'une onde plane (située loin de sa source), l'intensité sonore est liée à la pression quadratique moyenne de la manière suivante :

$$|I| = \frac{p(r)^2}{\rho_0 c_0} \quad (1.7)$$

avec  $c_0$  la célérité du milieu et  $\rho_0$  sa masse volumique. On utilise ainsi le plus souvent :

$$G_{dB} = 10 \log_{10} \left( \frac{|I|}{|I|_{ref}} \right) = 20 \log_{10} \left( \frac{|p(r)|}{|p(r)|_{ref}} \right) \quad (1.8)$$

En se ramenant à une valeur de référence à 1  $\mu$ Pa, le niveau de pression s'exprime alors en dB/1 $\mu$ Pa.

### L'atténuation des ondes sonores par l'eau

L'onde acoustique est atténuée dans l'eau en raison 1/ de la dispersion géométrique de l'onde dans l'espace, 2/ de la dissipation d'énergie liée à la viscosité de l'eau et à sa composition (teneur en sulfate de magnésium Mg(SO)<sub>4</sub> et teneur en acide borique BO(OH)<sub>3</sub>)

Le modèle le plus répandu pour décrire ce phénomène est celui de (Francois & Garrison 1982a; Francois & Garrison 1982b), exprimé en dB/km (Fig. 1.11) :

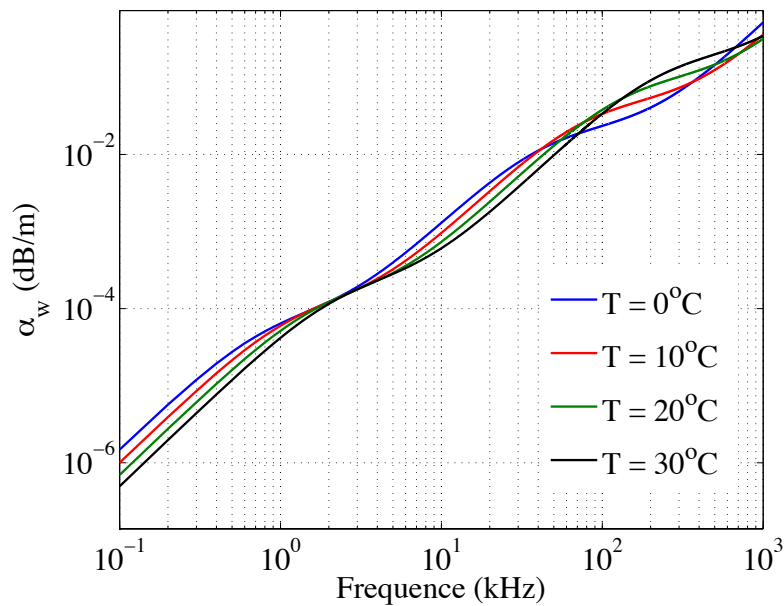
$$a_w = A_1 P_1 \frac{v_1 v}{v_1^2 + v^2} + A_2 P_2 \frac{v_2 v}{v_2^2 + v^2} + A_3 P_3 v^2 \quad (1.9)$$

<b>Contribution de l'acide borique</b>	$A_1 = \frac{8.86}{c} 10^{0.78pH-5}$ $P_1 = 1$ $v_1 = 2.8 \sqrt{\frac{S}{38}} 10^4 \frac{1245}{T+273}$ $c = 1412 + 3.21T + 1.19S + 0.0167z$
<b>Contribution du sulfate de magnésium</b>	$A_2 = 21.44 \frac{S}{c} (1 + 0.025T)$ $P_2 = 1 - 1.37 \cdot 10^{-4} z + 6.2 \cdot 10^{-9} z^2$ $v_2 = \frac{8.17 \cdot 10^8 \frac{1990}{T+273}}{1 + 0.0018(S - 35)}$
<b>Contribution de la viscosité de l'eau de mer</b>	$P_3 = 1 - 3.83 \cdot 10^{-5} z + 4.9 \cdot 10^{-10} z^2$ <p>Si <math>T &lt; 20^\circ\text{C}</math> <math>A_3 = 4.937 \cdot 10^{-4} - 2.59 \cdot 10^{-5} T + 9.11 \cdot 10^{-7} T^2 - 1.5 \cdot 10^{-8} T^3</math></p> <p>Si <math>T &gt; 20^\circ\text{C}</math> <math>A_3 = 3.964 \cdot 10^{-4} - 1.146 \cdot 10^{-5} T + 1.45 \cdot 10^{-7} T^2 - 6.5 \cdot 10^{-10} T^3</math></p>

La contribution de l'acide borique dépend du pH de l'eau de mer. L'atténuation du son dans l'eau de mer est d'autant plus importante que la fréquence augmente (Fig. 1.11). Cette contrainte influe sur la portée des instruments acoustiques qui en deçà d'un seuil de détection ne parviennent plus à lire l'information. De plus, si cette quantité n'est pas évaluée correctement la qualité de l'information sera dégradée. Le tableau 1.2 donne des valeurs du coefficient d'absorption de l'eau de mer pour différentes fréquences, allant de 300 kHz à 4 MHz, pour  $T = 16^\circ\text{C}$ ,  $Z = 1\text{m}$ ,  $S = 33\text{ PSU}$ .

**Tableau 1.2** : Valeurs du coefficient d'absorption de l'eau de mer pour différentes fréquences

Fréquence (kHz)	300	500	1000	2000	4000
$a_w$ en dB/m	0.0849	0.1299	0.3205	1.0743	4.0872



**Figure 1.11** : Evolution du coefficient d'absorption de l'eau de mer en fonction de la fréquence et de la température à la pression atmosphérique. Modèle de Francois & Garrison (1982a).

### 1.3.3. La théorie de diffusion des ondes par les particules

#### 1.3.3.1. Théorie de la diffusion et modèle théorique de diffusion d'une onde par une particule

La forme de l'objet, sa taille et sa densité modifient la diffusion des ondes sonores. Ainsi, déterminer la forme du champ de pression diffusé par un objet est complexe et nécessite de résoudre l'équation de Helmholtz au regard des paramètres et conditions aux limites du problème (Faran 1951; Stanton 1988) :

- 1 - la pression doit être continue (ou égale) à l'interface entre le milieu et l'objet
- 2 - la composante radiale des vitesses de déplacement de l'objet et du fluide doivent être continues (ou égales) à l'interface entre le fluide et l'objet
- 3 - La composante tangentielle de la contrainte de cisaillement (si elle a lieu d'exister, par exemple dans le cas des objets élastiques) doit être nulle à la surface de l'objet

A partir de ces conditions, les paramètres propres à la constitution de l'objet sont introduits, pressions et vitesses étant étroitement liées aux densités et compressibilités des particules et du milieu. Le but est d'exprimer de manière analytique le champ de pression diffusé  $p_s$ , à travers la grandeur  $L_s$ .

Le problème de la mesure de MES est le plus souvent ramené à des cas simples de géométrie (ex. cylindres, sphères), pour lesquels la solution de l'équation peut s'écrire sous la forme d'une série infinie de fonctions, toutes solutions au problème en tout point de l'espace : il s'agit d'une solution sous forme de modes normaux. Cette forme de solution, introduite par Rayleigh (1945) vise à sommer les contributions de chaque mode propre de vibration d'un objet autour de son état d'équilibre. Cette approche est à la base de la formulation de l'étude de la diffusion des particules soumise à un champ de pression. L'exemple de sa résolution pour une sphère fluide ou rigide (dont les termes sont définis ci-après) de rayon  $a$  est présenté en annexe B, cas très utilisé lorsqu'il s'agit de mesurer les MES :

$$p_s = \sum_{m=0}^{\infty} A_m P_m(\cos\vartheta) h_m(kr) \quad \text{avec} \quad A_m = -p_i (-j)^m \frac{2m+1}{1+jC_m} \quad (1.10.1)$$

$$C_m = \frac{j'_m(k_2 a) n_m(k_1 a) - g h j_m(k_2 a) n'_m(k_1 a)}{j'_m(k_2 a) j_m(k_1 a) - g h j_m(k_2 a) j'_m(k_1 a)} \quad (1.10.2)$$

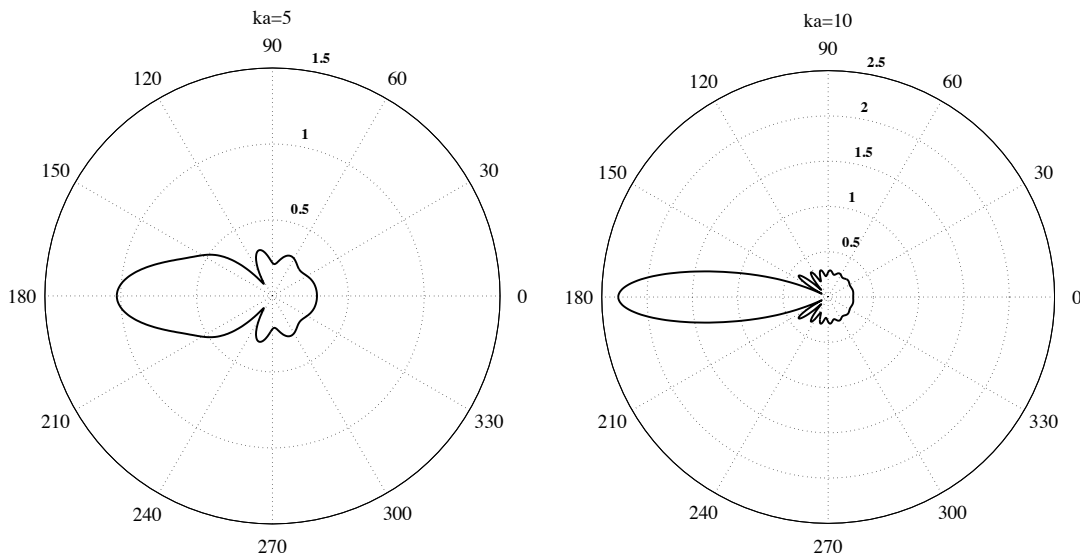
$$j'_m(kr) = \frac{\partial j_m(kr)}{\partial(kr)} \quad , \quad g = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad , \quad h = \frac{c_2}{c_1} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{k_1}{h} \quad (1.10.3)$$

La prise en compte des conditions aux limites intervient lors la détermination de  $A_m$ . Les fonctions  $P_m$  correspondent aux polynômes de Legendre d'ordre  $m$ .  $h_m(x)$  représente la fonction de Hankel sphérique d'ordre  $m$ . Ces fonctions sont définies à l'aide des fonctions de Bessel sphériques de première espèce  $j_m(\zeta)$  (partie réelle) ainsi que de fonctions de Bessel sphérique de seconde espèce ou de fonctions de Neumann  $n_m(\zeta)$  (partie imaginaire).  $g$  et  $h$  représentent respectivement les ratios de densités et de célérités entre l'objet (représenté par l'indice 2) et le

milieu fluide (représenté par l'indice 1). Il s'agit de la solution exacte du problème considéré ici dans le cas d'une sphère. On en déduit la forme de la longueur de diffusion introduite à l'équation 1.10. La rétrodiffusion est donnée en fixant  $\theta = \varphi = 0^\circ$ . Dans le cas d'une particule sphérique, du fait des symétries, le champ de pression est invariant selon  $\varphi$  et la longueur de diffusion s'écrit :

$$|L_s(\theta, \nu)| = \frac{ja}{ka} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m P_m(\cos\vartheta) \frac{2m+1}{1+jC_m} \quad (1.11)$$

La figure 1.12 représente l'amplitude de la longueur de diffusion dans le cas d'une particule sphérique rigide.

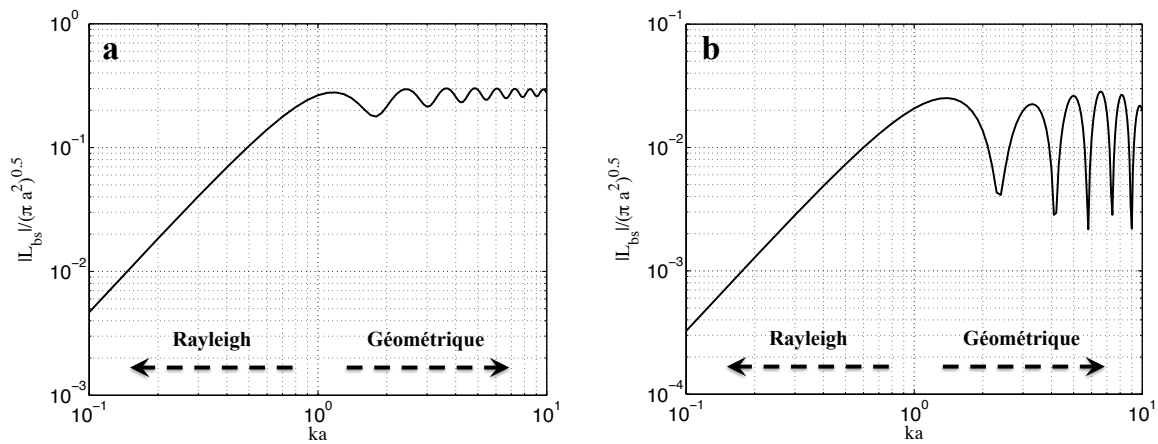


**Figure 1.12** : Evolution de la longueur de diffusion normalisée ( $|L_s|/\pi a^2$ ) avec l'angle  $\theta$  dans le cas d'une particule sphérique de constitution rigide ( $g$  et  $h \rightarrow \infty$ ). A gauche,  $ka = 5$ , à droite,  $ka = 10$ .

Dans le cas de la rétrodiffusion, on visualise généralement les variations de la longueur de diffusion ou tout paramètre dérivé selon le produit du nombre d'onde par la dimension caractéristique de l'objet (ex. rayon d'une sphère) :  $ka$ . Deux régimes de diffusion différents sont mis en évidence. L'un appelé domaine de Rayleigh ( $ka \ll 1$ ), où la diffusion est très faible,



presque entièrement définie grâce aux termes monopole et dipôle de la série modale et où le coefficient de réflexion dépend fortement de la fréquence ; la longueur de diffusion croît de manière monotone. L'autre est appelé le domaine géométrique ( $ka \gg 1$ ), où cette fois la forme de l'obstacle influe sur la diffusion qu'il génère en comparaison à la longueur d'onde de l'onde acoustique (Fig. 1.13). Plus spécifiquement, ce comportement du modèle de rétrodiffusion suggère une utilisation réfléchie des fréquences en fonction des applications : les hautes fréquences, de par leurs faibles longueurs d'ondes, verront cette transition entre domaine de Rayleigh et domaine géométrique pour des particules plus fines (et donc seront plus à même d'observer ces dernières) que les basses fréquences.



**Figure 1.13** : Longueur de diffusion normalisée par rapport à la section géométrique de la solution modale de la rétrodiffusion d'une sphère rigide ( $g \gg 1, h \gg 1$ ) (a) et fluide ( $g = 1.043, h = 1.052$ ) (b), convergées après 20 modes.

### Influence des paramètres sur l'évaluation de la longueur de diffusion

Les conditions aux limites sont dépendantes des caractéristiques du matériau constituant la particule :

- dans un objet élastique, l'onde sonore se décompose en une onde de cisaillement et une onde de compression. Du fait de l'existence des coefficients d'élasticité (coefficients de

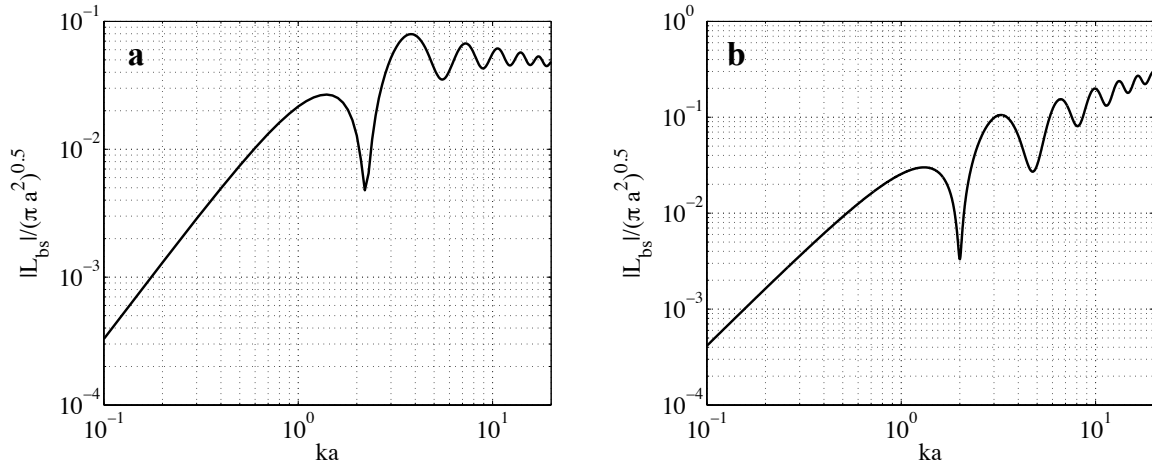
Lamé) un tenseur de contraintes complexe apparaît dans la résolution de l'équation de Helmholtz, jouant un rôle déterminant sur la forme de la rétrodiffusion dans l'espace (Faran 1951; Gaunard & Überall 1983; Thorne *et al.* 1993).

- dans un objet fluide, les propriétés sont proches de celles de l'eau. Les ondes de cisaillement pourront être négligées et l'onde se propagera en compression pure. Cela simplifie les équations, ainsi que la forme de la solution.
- dans un objet « rigide », les ratios de densité et de célérité tendent vers l'infini, et l'onde est entièrement réfléchi à la surface de l'objet.

Les mêmes étapes de calcul permettent cependant de mettre en évidence la longueur de diffusion dans le cas des cylindres infinis (Faran 1951), des cylindres finis (Stanton 1988), des sphéroïdes « prolata » (Furusawa 1988), de natures fluides solides ou élastiques. Par ailleurs, les valeurs de  $g$  et  $h$  diffèrent largement selon la nature de la particule. Pour les particules organiques, ces deux quantités seront très proches de 1, car possédant des propriétés proches du fluide. Pour les particules minérales et élastiques, ces quantités seront supérieures à 1 ; pour les bulles de gaz elles sont inférieure à 1.

Si ces méthodes de calcul des modèles de rétrodiffusion ont l'avantage d'être exactes et bien connues, elles se limitent à des géométries simples, pas totalement représentatives des particules présentes en suspension naturellement. De plus, leurs calculs sont lourds. Généralement, seuls les 20 premiers termes de la série sont nécessaires pour que le calcul converge, ou approche suffisamment la solution exacte (Stanton 1989). En pratique, les particules en suspension ne sont pas parfaitement sphériques ou cylindriques. Pieper & Holliday (1984) et Stanton (1988) ont introduit le concept de la troncature de séries modales dans le but de prendre en compte les irrégularités de forme des particules faiblement diffusantes, comme certains organismes marins, plus précisément dans le domaine géométrique ( $ka \gg 1$ ). En effet, dans le domaine géométrique, la longueur d'onde de la pression acoustique devient faible comparée à la taille de l'objet et les irrégularités de ce dernier sont susceptibles de causer des interférences destructives au moins pour ce qui est des modes de vibration supérieurs. Une bonne approximation consiste à ne garder que les premiers termes de la série modale (Fig. 1.14). Par exemple dans le cas des sphères fluides, les deux premiers termes de la série, correspondant aux termes monopole et dipôle, sont

gardés. Pour des organismes tels que les euphausiacés, les 6 premiers termes sont gardés (Stanton 1989).



**Figure 1.14** : Solutions modales tronquées après deux termes dans le cas d'une sphère fluide (a), et d'un cylindre droit fluide (b). ( $g = 1.043$ ,  $h = 1.052$ )

Par ailleurs, l'utilisation de ces modèles suppose la connaissance *a priori* des caractéristiques de la suspension et du milieu, en particulier leur densité et la célérité des ondes sonores dans les particules. Des variations de ces paramètres peuvent générer des écarts au niveau des ratios  $g$  et  $h$ , entraînant des écarts au niveau du modèle en lui-même (voir chapitre 4), notamment dans le cas des matières organiques (Chu *et al.* 2000). Pour ces dernières, les ratios de célérité se déterminent par la mesure (Chu *et al.* 2000). Les ratios de densité sont eux estimés de manière directe, impliquant de placer les individus dans des bouteilles de densité (Greenlaw 1977) ou des fluides à gradient de densités (Linderstrøm-Lang 1937; Linderstrøm-Lang *et al.* 1938; Køgeler *et al.* 1987), ou indirecte, impliquant la mesure des poids et volumes d'eau déplacés (Wiebe *et al.* 1975), ou encore la mesure de leur vitesse de chute le long d'une colonne (Gross & Raymond 1942; Salzen 1956).

### 1.3.3.2. Sections efficaces de rétrodiffusion : de la particule à la suspension

#### Notations

Dans la littérature, différentes expressions sont utilisées pour le paramètre de diffusion (Eq. 1.11), en fonction de la géométrie du problème (Maclennan *et al.* 2002), le plus souvent dépendant des caractères monostatiques (l'émetteur joue aussi le rôle de récepteur, tenant compte uniquement de la rétrodiffusion) ou bistatiques (l'émetteur et le récepteur sont séparés, permettant une mesure de la diffusion à différents angles de l'espace) du problème. De manière courante lorsque l'on parle de diffusion, plusieurs notations sont utilisées, toutes liées à la longueur de diffusion  $L_s$  (Medwin & Clay 1997). De plus, par analogie, des grandeurs dédiées existent pour le cas de la rétrodiffusion.

Ainsi sont définies la fonction de forme  $F_m$  (Eq. 1.12.1), notée  $F_\infty$  (notée aussi  $f_i$ ) dans le cas de la rétrodiffusion (Eq. 1.12.2), la section efficace de diffusion différentielle (Eq. 1.13.1), et la section efficace de rétrodiffusion (Eq. 1.13.2) (Medwin & Clay 1997) :

$$F_m(\theta, \varphi, \nu) = \left| \frac{2L_s(\theta, \varphi, \nu)}{a} \right| \quad (1.12.1)$$

$$F_\infty(ka) = \left| \frac{2L_{bs}}{a} \right| \quad (1.12.2)$$

$$\Delta\sigma(\theta, \varphi, \nu) = |L_s(\theta, \varphi, \nu)|^2 \quad (1.13.1)$$

$$\sigma_{bs}(ka) = |L_{bs}|^2 \quad (1.13.2)$$

Cette dernière notation s'écrit aussi sous forme logarithmique TS (Target Strength), et est appelée dans ce cas indice de cible, ayant pour référence  $\sigma_0 = 1\text{m}^2$ . Son utilisation est plus courante pour ce qui est de la rétrodiffusion :

$$TS = 10 \log_{10} \left[ \frac{\sigma_{bs}}{\sigma_0} \right] \quad (1.14)$$

La section efficace de rétrodiffusion est souvent visualisée sous forme d'un ratio par rapport à la section efficace  $\pi a^2$ . Il en va de même pour l'indice de cible, qui est alors dit réduit :

$$RTS = 10 \log_{10} \left[ \frac{\sigma_{bs}}{\pi a^2} \right] \quad (1.15)$$

Par ailleurs on définit la section efficace de diffusion totale comme l'intégrale sur tout l'espace de la section efficace de diffusion différentielle, traduisant le rapport entre la puissance totale diffusée par un objet et l'intensité incidente :

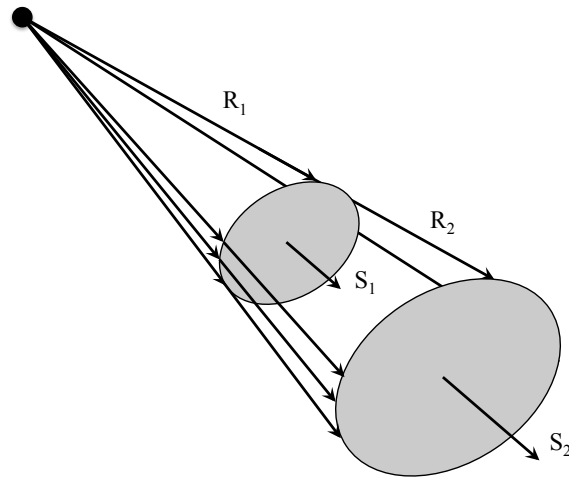
$$\sigma_s(ka) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \Delta\sigma(\theta, \varphi, \nu) \sin\theta d\theta \quad (1.16)$$

Cette quantité est à l'origine du phénomène d'absorption lié aux particules en suspension, présentées section 1.3.2.

Ces différentes grandeurs traduisent le même phénomène à l'échelle d'une seule particule. Toutes restent utilisées dans la littérature, en fonction des applications.

### Géométrie de mesure

Pour étudier la rétrodiffusion d'une suspension de particules, la notion de section efficace de rétrodiffusion reste privilégiée, car étant simplement liée à la mesure réalisée par la majorité des instruments acoustiques. En effet, ces derniers échantillonnent des volumes d'eau, et donc la mesure réalisée est normalisée suivant ces derniers. Typiquement, un émetteur acoustique, fonctionnant également en réception, émet un son de manière directive, le plus souvent sous forme de cônes d'insonification, dont le volume (et la section) augmente avec le carré de la portée (Fig. 1.15). C'est le cas des profileurs multifréquences, constitués de plusieurs transducteurs capables d'émettre des sons à des fréquences différentes.



**Figure 1.15** : Illustration de l'augmentation de la section (et du volume) échantillonnée avec la portée. Sans phénomène dispersif, l'intensité contenue dans les sections  $S_1$  et  $S_2$  sont en principe identiques, bien que la section augmente avec la distance depuis la source sonore.

Ces instruments mesurent le coefficient de rétrodiffusion volumique noté  $s_v$ . La rétrodiffusion des particules en suspension dépendant de la taille de celles-ci et de la fréquence. On considère que les coefficients de rétrodiffusion volumique mesurés sont linéairement liés à l'abondance  $N_i$  (densité numérique de particules en nombre par  $m^3$ ) en particules de taille  $a_i$  présentes dans le volume échantillonné, elle-même reliée à la concentration massique  $M$  :

$$s_v(\nu) = \sum_i \sigma_{bs}(a_i, \nu) N_i \quad (1.17.1)$$

$$M = \rho_s \sum_i \frac{4}{3} \pi a_i^3 N_i \quad (1.17.2)$$

Cette grandeur correspond à la mesure et se lit la plupart du temps sous son écriture logarithmique notée  $S_v$  en dB relatif à  $1 m^{-1}$  et appelée indice de rétrodiffusion volumique (ou indice de rétrodiffusion volumique moyen lorsque  $s_v$  est moyenné sur un volume fini) :

$$S_v = 10 \log_{10}(s_v) \quad (1.18)$$

En définitive,  $\sigma_{bs}$  contient les propriétés de la rétrodiffusion due aux particules, et ce selon leur forme, leur taille et la fréquence considérée, et va donc jouer un rôle pivot dans la résolution de problèmes inverses car fixant la nature de la particule *a priori*. Par ailleurs, cette formule est correcte si et seulement si l'on se permet de négliger le phénomène de réflexions multiples. En effet, en cas d'abondance trop importante en particules dans la suspension, l'onde rétrodiffusée par une particule sera à son tour diffusée de manière trop importante par l'ensemble des particules présentes dans le milieu ; Sheng & Hay (1988) considèrent, dans le cas des sédiments qu'en deçà de 10 g/L, ce phénomène peut être négligé.

### Notion de rayon équivalent d'une suspension

Le coefficient de rétrodiffusion volumique peut s'écrire en fonction de la section efficace de rétrodiffusion équivalente  $\sigma_{bs}(a_e, \nu)$ , *i.e.* correspondant à la rétrodiffusion de particules de rayon équivalent  $a_e$ , pour lequel la densité numérique de particule moyenne  $N$  (nombre de particules par  $m^3$ ) est liée à la concentration totale de la suspension. Ce rayon équivalent exprime au final l'effet de la pondération du modèle sur la distribution volumique de taille de la suspension :

$$s_\nu(\nu) = N\sigma_{bs}(a_e, \nu) \quad (1.19.1)$$

$$N = \frac{M}{\rho_s \frac{4}{3} \pi a_e^3} \quad (1.19.2)$$

avec  $a_e$  le rayon équivalent de la suspension de particules. Le rayon équivalent est relié à la distribution volumique de tailles de particules  $\nu(a)$  pour ce qui est du régime de diffusion de Rayleigh, où la section efficace de rétrodiffusion varie avec la puissance 6 du rayon (Tessier 2006):

$$a_e = \left( \int_0^\infty a^3 \nu(a) da \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.20)$$

Si sa formulation paraît simple, en pratique sa détermination est moins évidente et une méthode d'estimation du rayon équivalent sera présentée plus en détail dans le chapitre 4. En effet, dans le régime de transition, l'évolution de la section efficace de rétrodiffusion n'est plus monotone, et la présence d'oscillations dans le domaine géométrique influe grandement sur la définition de ce rayon équivalent à l'aide de la distribution volumique. Ce dernier sera de plus pondéré du modèle de rétrodiffusion suivant la classe de tailles considérée. Une définition du rayon équivalent à partir de la seule distribution volumique (ce qui est le cas de l'optique) ne sera en général pas suffisante pour tenir compte des diffusants principaux à l'échelle de l'acoustique.

**Ces formulations (Eq. 1.19.1 et 1.19.1) suggèrent qu'il est impossible de déterminer à partir de l'observation d'une seule fréquence à la fois la concentration et la taille de grains. Au minimum deux fréquences doivent être utilisées, ou bien si l'on cherche à connaître la concentration, une fréquence suffit si une information concrète concernant la taille de particules dans la suspension est connue.**

#### Bilan sur l'écriture de la diffusion acoustique

Toutes ces grandeurs s'expriment généralement comme un ratio de l'intensité diffusée  $I_s$  ou rétrodiffusée  $I_{bs}$  par l'intensité incidente  $I_i$  de l'onde, au même titre qu'elles s'expriment à l'aide des pressions diffusée  $p_s$ , rétrodiffusée  $p_{bs}$  et incidente  $p_i$  (Eq. 1.5). Le tableau 1.3 rassemble les différentes grandeurs exprimant la diffusion évoquée, ainsi que leurs unités respectives :



**Tableau 1.3 :** Synthèse des différents paramètres et notations relatifs à la description de la diffusion acoustique

Symbole	Nom	Equation	Unité
$ L_s(\theta, \varphi, \nu) $	Longueur de diffusion	$ L_s(\theta, \varphi, \nu)  = r \frac{p_s(\theta, \varphi, \nu)}{p_i} e^{\alpha r}$	$m$
$F_m(\theta, \varphi, \nu)$	Fonction de forme	$F_m(\theta, \varphi, \nu) = \frac{2r}{a} \frac{p_s(\theta, \varphi, \nu)}{p_i} e^{\alpha r}$	–
$\Delta\sigma(\theta, \varphi, \nu)$	Section efficace de diffusion différentielle	$\Delta\sigma(\theta, \varphi, \nu) = r^2 \frac{I_s(\theta, \varphi, \nu)}{I_i} e^{2\alpha r}$	$m^2$
$\sigma_s$	Section efficace de diffusion totale	$\sigma_s = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \Delta\sigma(\theta, \varphi, \nu) \sin\theta d\theta$	$m^2$
$ L_{bs} $	Longueur de rétrodiffusion	$ L_{bs}  = r \frac{p_{bs}(\nu)}{p_i} e^{\alpha r}$	$m$
$F_\infty, f_i$	Fonction de forme (cas de la rétrodiffusion)	$F_\infty = \frac{2r}{a} \frac{p_{bs}(\nu)}{p_i} e^{\alpha r}$	–
$\sigma_{bs}$	Section efficace de rétrodiffusion	$\sigma_{bs} = r^2 \frac{I_{bs}(\nu)}{I_i} e^{2\alpha r}$	$m^2$
$TS$	Indice de cible	$TS = 10 \log_{10} \sigma_{bs}$	$dB \text{ re } 1 m^2$
RTS	Indice de cible réduit	$RTS = 10 \log_{10} (\sigma_{bs}/\pi a^2)$	
$s_\nu$	Coefficient de rétrodiffusion volumique	$s_\nu(\nu) = \sum_i \sigma_{bs}(a_i, \nu) * N_i$	$m^{-1}$
$S_\nu$	Indice de rétrodiffusion volumique	$S_\nu = 10 \log_{10} s_\nu$	$dB \text{ re } 1 m^{-1}$

#### 1.3.4. Simplification de modèles : divergences d'utilisations

En pratique, à l'échelle de la suspension, les solutions modales pour les cas de géométries simples ne fournissent pas toujours des descriptions exactes de la diffusion du son. Les particules sont présentes sous des formes souvent irrégulières, et pour des tailles multiples suivant la plupart du temps une loi de distribution, et leur orientation face au champ de pression incidente peut jouer un rôle déterminant sur la forme de l'onde rétrodiffusée. Une prise en compte de ces paramètres lors du calcul des solutions modales s'avère complexe. Des solutions asymptotiques tirées des solutions modales pour le domaine de Rayleigh et le domaine géométrique ont été décrites afin de faciliter la génération des modèles de rétrodiffusion (Johnson 1977; Stanton

1989). Mais ces modèles sont inexacts, et afin d'approcher au mieux la réalité, les approches divergent d'une discipline à l'autre, notamment du point de vue du type de particule, sous couvert d'hypothèses ou d'approximations. Ainsi, les particules organiques sont considérées comme des objets faiblement diffusants, de formes complexes et variées, contrairement aux particules minérales, plus ou moins sphériques mais irrégulières, pour lesquelles des formules heuristiques sont établies à travers des dispositifs expérimentaux.

#### 1.3.4.1. Modèles passe-haut

Stanton (1989) a développé les expressions asymptotiques des sections efficaces de rétrodiffusion des particules sphériques, cylindriques (droit et courbe) et sphéroïdales (prolate) de nature fluide, solide ou élastique en s'appuyant des travaux de Johnson (1977). Ce dernier constate qu'aux alentours de  $ka \approx 1$ , se trouve une zone de transition au-delà de laquelle le modèle oscille autour d'une valeur plus ou moins constante. Les deux régimes limites de diffusion sont déterminés pour des valeurs de  $ka \ll 1$  et  $ka \gg 1$  afin de construire la courbe finale du modèle, ressemblant à un filtre du second ordre. La valeur de convergence du modèle est établie en fonction du coefficient de réflexion de Rayleigh,  $R_f$ , qui tient compte de la pénétrabilité de la particule. Par ailleurs, pour ce qui est des matériaux élastiques, fluides ou gazeux, des fonctions heuristiques viennent affiner le modèle pour tenir compte :

- 1/ des fortes déviations de la section efficace de rétrodiffusion, aux alentours des pics (ex. bulles de gaz) et des nuls (ex. particules fluides) dans le domaine hautes fréquences. Il s'agit de  $G$ .
- 2/ des irrégularités de formes,  $F$ .

Cette description très générale des sections efficaces de rétrodiffusion permet, après avoir ajusté les ratios de densité et célérité du son entre le matériau et le milieu, respectivement  $g$  et  $h$ , de générer rapidement n'importe quel modèle de rétrodiffusion.

Un exemple est donné pour la sphère :

- Domaine de Rayleigh ( $ka \ll 1$ ) :  $\sigma_{bs} = a^2 (ka)^4 \alpha_{\pi s}^2$

- Domaine géométrique ( $ka \gg 1$ ):  $\sigma_{bs} = \frac{1}{4} a^2 R_f^2$

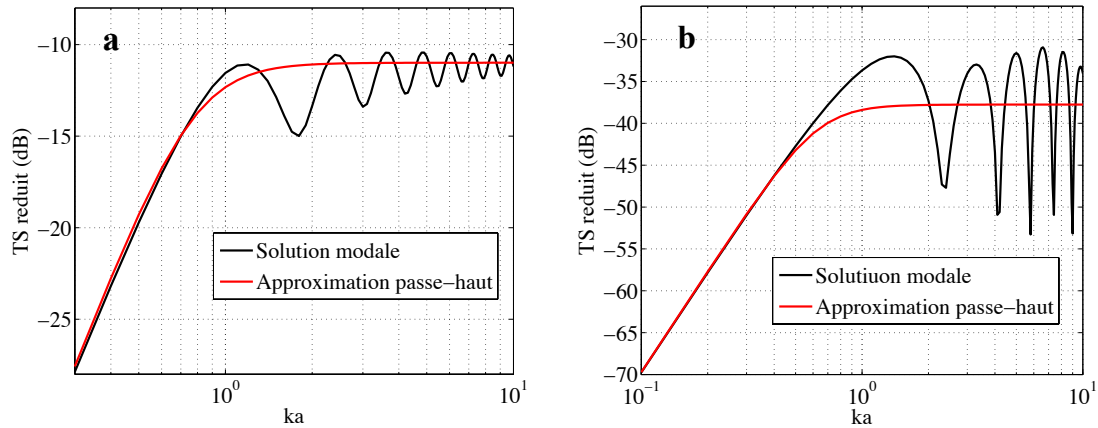
Avec  $\alpha_{\pi s} = \left( \frac{1-gh^2}{3gh^2} \right)_{(1)} + \left( \frac{1-g}{1+2g} \right)_{(2)}$ , et  $R_f = \frac{gh-1}{gh+1}$

Le modèle passe haut formulé par Stanton (1989) est donné par :

$$\sigma_{bs} = \frac{a^2 (ka)^4 \alpha_{\pi s}^2 G}{1 + \frac{4(ka)^4 \alpha_{\pi s}^2}{R_f^2 F}} \quad (1.21)$$

Les valeurs de  $F$  et  $G$  sont données pour chaque cas dans Stanton 1989. Pour la sphère, la section efficace de rétrodiffusion croît avec la puissance 6 du rayon et la puissance 4 du nombre d'onde dans le domaine de Rayleigh. La nature de la particule s'exprime à travers le coefficient  $\alpha_{\pi s}$ , qui tient compte des termes monopoles (1) et dipôles (2) qui gouvernent la diffusion. La figure 1.16 présente ces approximations dans le cas d'une particule rigide, et dans le cas d'une particule fluide.

Cette formulation des sections efficaces de rétrodiffusion à l'avantage d'être large spectre, au sens où elle s'intéresse à tout type de matériaux et à toute constitution. Cependant, les écarts entre modèle exact et passe haut sont parfois de plusieurs dB, en particulier aux alentours de la région de transition entre les deux domaines limites de diffusion même si les fonctions  $F$  et  $G$  tendent à limiter ces écarts. En outre, ces modèles ne tiennent pas compte de l'orientation des particules non-sphériques, ni même de l'influence d'une distribution de tailles de particules. La plupart de ces modèles sont de nos jours relativement peu utilisés, car trop imprécis au vu des performances des instruments de mesure actuels. A la place, les scientifiques favoriseront l'utilisation de modèles adaptés, créés en fonction des conditions et de la nature des particules en suspension.



**Figure 1.16** : Solution modale et approximation passe-haut dans le cas d'une sphère rigide (a) et d'une sphère fluide (b)

### 1.3.4.2. Cas des objets faiblement diffusants

#### Modèle DWBA

Dans le cas des particules faiblement diffusantes, pour lesquelles la densité et la célérité sont proches de celles de l'eau, la diffusion acoustique est donnée de manière satisfaisante par la méthode DWBA (Distorted Wave Born Approximation) si l'objet considéré est placé en champ lointain. Cela revient à substituer dans la forme exacte de l'amplitude de la diffusion (ou module de la longueur de diffusion) le champ de pression total par le champ de pression incident, sous l'hypothèse que ces derniers soient très proches. Cette formulation a l'avantage de prédire la diffusion engendrée par un objet indépendamment de sa taille, de sa forme, à tout angle d'orientation et pour toute fréquence. Sa formulation est donnée par Morse et Ingard (1968) et Stanton *et al.* (1998a), Stanton *et al.* (1998b):

$$L_{bs} = \frac{k_1^2}{4\pi} \iiint_v (\gamma_\kappa - \gamma_\rho) e^{2j(\vec{k}_i)_2 \cdot \vec{r}_v} dv \quad (1.22.1)$$

$$\gamma_\kappa = \frac{\kappa_2 - \kappa_1}{\kappa_1} = \frac{1 - gh^2}{gh^2}, \quad \gamma_\rho = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} = \frac{g - 1}{g} \quad (1.22.2)$$

$\vec{r}_v$  est le vecteur position décrivant le volume de l'objet. Pour rappel, l'indice 1 correspond au fluide entourant l'objet, et l'indice 2 correspond à l'intérieur de l'objet.  $(k_i)_2$  correspond au nombre d'onde de l'onde incidente, évaluée à l'intérieur de l'objet.  $\kappa$  et  $\rho$  sont respectivement la compressibilité et la densité. Cette équation est pratique au sens où elle permet de tenir compte de la forme exacte de l'objet considéré, quelle que soit son orientation face au champ incident, ainsi que des modifications des propriétés le long de celle-ci. Cette intégrale volumique se simplifie pour des particules à symétrie sphérique ou cylindrique (Stanton *et al.* 1998b). Elle est régulièrement appliquée à l'étude du zooplancton (McGehee *et al.* 1998; Lawson *et al.* 2008; Murase *et al.* 2009; Roberts & Jaffe 2007).

### Méthode intégrale de Kirchhoff

Dans le domaine de diffusion géométrique, la méthode intégrale de Kirchhoff se révèle satisfaisante (Gaunard 1985; Born & Wolf 1999; Stanton *et al.* 1998a), prenant en compte la pénétrabilité de la particule en intégrant les mécanismes de réflexion et transmission aux interfaces entre le fluide et la particule. Dans le cas d'une suspension de sphères fluides dont la taille suit une distribution normale, la section efficace de rétrodiffusion moyenne pour le domaine de diffusion géométrique devient (Stanton *et al.* 1998a) :

$$\langle \sigma_{bs} \rangle \approx \frac{1}{2} \langle a^2 \rangle R_f^2, \quad ka \gg 1 \quad (1.23)$$

$\langle . \rangle$  représente la moyenne sur la distribution de tailles. L'évolution de la section efficace de rétrodiffusion dans le cas des objets faiblement rétrodiffusants reste cependant inchangée dans le domaine de Rayleigh :

$$\langle \sigma_{bs} \rangle = \langle a^6 \rangle k_1^4 \alpha_{\pi s}^2, \quad ka \ll 1 \quad (1.24)$$

#### **1.3.4.3. Cas des particules minérales**

### Formulation intrinsèque de la fonction de forme

En se basant sur les modèles passe-haut de Johnson (1977), Sheng & Hay (1988) ont élaboré une expression heuristique établissant les propriétés de rétrodiffusion d'une suspension de sédiments non-cohésifs, définie entièrement par les contrastes de densité et compressibilité entre les particules et le milieu. Hay (1991), Thorne *et al.* (1993), puis Thorne & Hanes (2002) et Thorne & Meral (2008) ont modifié l'expression en y introduisant des facteurs correctifs afin d'ajuster au mieux l'expression heuristique au regard des observations. En reprenant les notations de Thorne & Hanes (2002), la fonction de forme  $f_i$  et la section efficace de diffusion totale normalisée  $\chi_i$  sont données par les formules suivantes :

$$f_i(ka) = \frac{(ka)^2 \left( 1 - 0.35e^{-\left(\frac{ka-1.5}{0.7}\right)^2} \right) \left( 1 + 0.5e^{-\left(\frac{ka-1.8}{2.2}\right)^2} \right)}{1 + 0.9(ka)^2} \quad (1.25.1)$$

$$\chi_i(ka) = \frac{0.29(ka)^4}{0.95 + 1.28(ka)^2 + 0.25(ka)^4} \quad (1.25.2)$$

$$\chi_i = \frac{\sigma_s}{2\pi a^2} \quad (1.25.3)$$

$\chi$  est la section efficace de diffusion totale normalisée. Pour les sphères rigides, cette grandeur tend vers 1 dans le régime géométrique.  $f_i$  et  $\chi_i$  définissent les propriétés intrinsèques de diffusion de la suspension, déterminées à travers l'expérience.

A la différence des modèles évoqués précédemment (solutions modales et approximations passe-haut), l'équation 1.25 a été obtenu par l'observation d'une suspension de sédiments non-cohésifs de forme irrégulière, et non à travers la résolution mathématique de l'équation d'onde. Les observations expérimentales ont montré que les résonances modales, induites par l'insonification des particules sphériques, n'étaient pas aussi marquées lorsqu'il s'agit d'évaluer la rétrodiffusion de particules de formes irrégulières. Les creux du modèle deviennent de simples régions d'inflexions, que l'on approche numériquement.

## Influence d'une distribution

De plus, il est d'usage lorsqu'il s'agit d'évaluer les propriétés de rétrodiffusion d'une suspension de particules minérales, de tenir compte de leur distribution par classes de tailles. Si l'on considère une suspension de particules dont la taille suit la distribution  $n(a)$ , la fonction de forme dans le cas de la rétrodiffusion  $\langle f \rangle$ , ainsi que la section efficace de diffusion totale normalisée  $\langle \chi \rangle$  sont données par (Thorne & Hanes 2002) :

$$\langle f(ka_0) \rangle = \left[ \frac{\int_0^\infty an(a)da \int_0^\infty a^2 f_i^2 n(a)da}{\int_0^\infty a^3 n(a)da} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.26.1)$$

$$\langle \chi(ka_0) \rangle = \frac{\int_0^\infty an(a)da \int_0^\infty a^2 \chi_i n(a)da}{\int_0^\infty a^3 n(a)da} \quad (1.26.2)$$

Dans le cas d'une distribution log-normale, comme c'est souvent le cas dans les suspensions de sédiments,  $n(a)$  est défini comme suit :

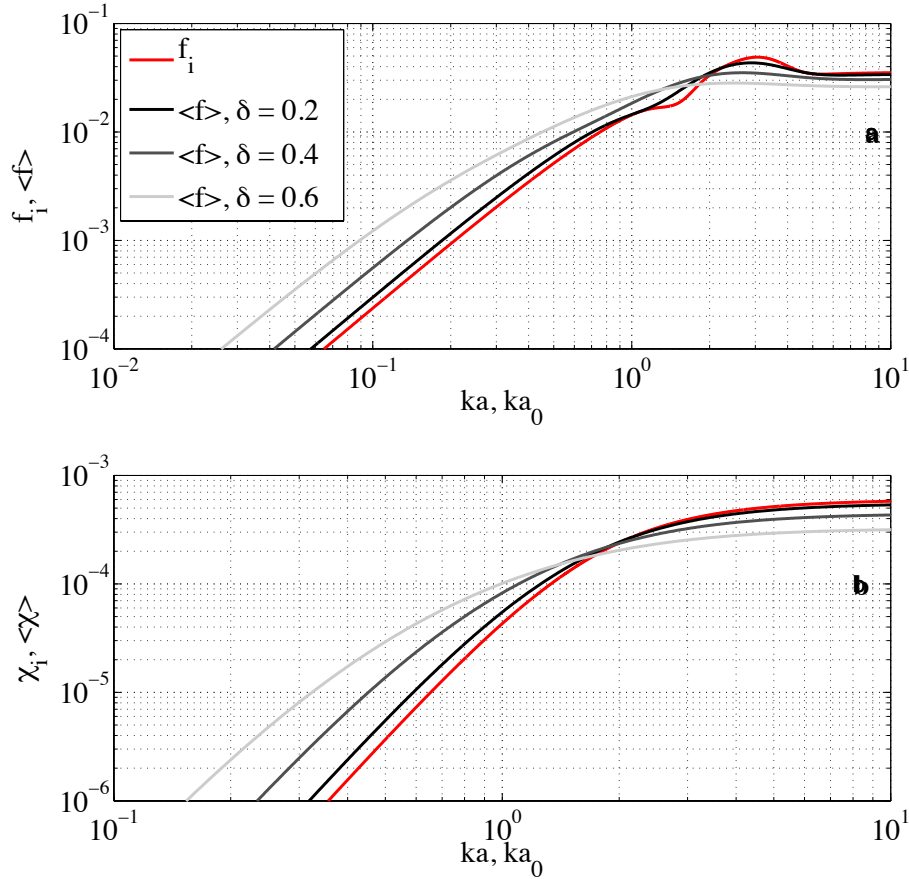
$$n(a) = \frac{1}{a\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{(\ln(a)-\ln(\mu))^2}{2\sigma^2}\right]} \quad (1.27.1)$$

$$\sigma = \sqrt{\ln(\delta^2 + 1)} \quad \mu = \ln\left(\frac{a_0}{\sqrt{\delta^2 + 1}}\right) \quad (1.27.2)$$

Où  $\mu$  et  $\sigma$  sont les moyenne et écart-type du logarithme de la taille des particules,  $\delta = s/a_0$  est l'écart-type normalisé et  $a_0$  et  $s$  sont respectivement la moyenne et l'écart-type de  $n(a)$  (Moate & Thorne, 2009).

Le modèle devient fonction du rayon moyen de la suspension, et varie de plus en fonction de la largeur de distribution de taille de grain  $\delta$  : dans le cas d'une distribution log-normale, ce paramètre aura pour effet de « réorienter » le modèle de rétrodiffusion en rehaussant la diffusion dans le domaine de Rayleigh et en diminuant celle-ci dans le domaine géométrique (Moate & Thorne 2009). La figure 1.17 illustre ce phénomène pour plusieurs valeurs de  $\delta$ . Il est possible

ainsi de s'affranchir de la définition originelle des  $s_v$  (Eq. 1.17.1), qui suggère de tenir compte de chaque classe de tailles.



**Figure 1.17** : Influence de la largeur de distribution  $\delta$  sur la fonction de forme moyenne (a) et la section efficace de diffusion totale normalisée (b).

#### 1.3.4.4. Cas particulier de la floculation

Les travaux de MacDonald *et al.* (2013) ont mis en évidence le comportement de la diffusion acoustique particulier d'une suspension de sédiments cohésifs agrégés artificiellement. Les modèles conventionnels évoqués ci-dessus ne parviennent pas à décrire ce genre de suspension en termes de rétrodiffusion et d'atténuation. Un modèle hybride a été développé par Thorne *et al.* (2014) et fournit de la même manière que pour les sédiments non-cohésifs une expression



déterminée à travers l'expérimentation. Celle-ci se base sur une définition plus complète des ratios de densité et de célérité entre les floccs et le milieu fluide, reflétant le caractère élastique de ces particules. En effet, les agrégats formés suivant le processus de floculation voient leur densité effective  $\rho_e$  diminuer à mesure que leur taille augmente, pour obtenir des propriétés proches de celles du fluide. Ce modèle marque donc la transition entre le comportement solide de la diffusion pour les petites particules, et son comportement fluide pour les tailles plus importantes. Les expressions de la fonction de forme et de la diffusion totale normalisée sont :

$$f_i = \frac{k_f(ka)^2}{1 + \varepsilon_1 k_f(ka)^2} \quad (1.28.1)$$

$$\chi_i = \frac{k_\alpha(ka)^4}{1 - \varepsilon_2(ka) + \varepsilon_3(ka)^2 + k_\alpha(ka)^4} \quad (1.28.2)$$

$$k_f = 2\alpha_{\pi S}, \quad k_\alpha = 2 \left( \left( \frac{gh^2 - 1}{3gh^2} \right)^2 + \frac{1}{3} \left( \frac{g - 1}{2g + 1} \right)^2 \right) \quad (1.28.3)$$

$g = \rho_f/\rho_w$  et  $h = c_f/c_w$  sont respectivement les ratios de densité et de célérité entre la particule floculée et l'eau, où  $\rho_f$  et  $c_f$  sont relatifs aux propriétés du flocc.  $\alpha_{\pi S}$  est introduit section 1.3.4.1. Thorne *et al.* (2014) ont choisit dans le cadre de leur expérience les valeurs des coefficients  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  et  $\varepsilon_3$  égales à 1.2, 1 et 1.5 respectivement, et soulignent tout de même que celles-ci risquent de dépendre de la structure des agrégats formés. L'expression de la fonction de forme ressemble en tout point au modèle passe-haut proposé par Johnson (1977), mais se voit complétée à travers la définition du coefficient  $k_f$ , renseignant les termes monopole et dipôle de la diffusion, et notamment *via* la variation des ratios de densité et célérité par rapport à la taille des agrégats.

### Ratio de densités

Manning *et al.* (2011) donnent une expression empirique exprimant les variations de densité effective des floccs, terme souvent utilisé pour évoquer le degré de floculation, en fonction de leur taille. La densité effective des floccs diminue avec la taille des floccs :

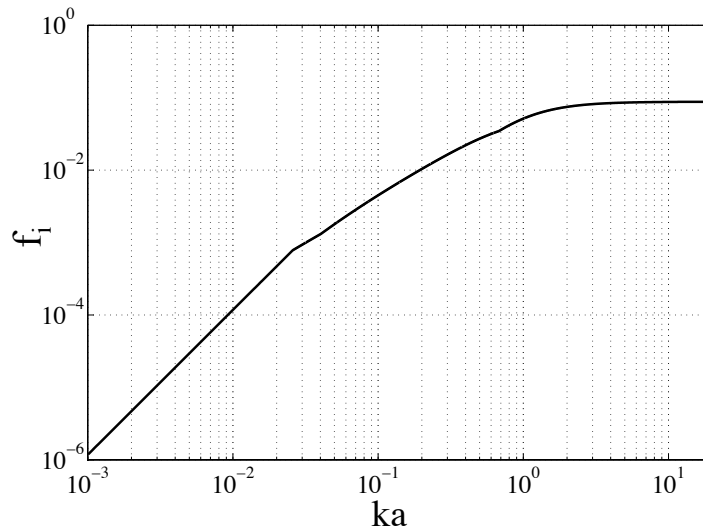
$$\rho_e = \rho_f(a) - \rho_w \quad (1.29.1)$$

$$\rho_e = \frac{C_f}{a^m} \quad (1.29.2)$$

Les valeurs de  $C_f$  et  $m$  varient en fonction du degré de floculation (Manning *et al.* 2011). On en déduit donc l'expression du ratio de densité du floc en fonction de la taille de ce dernier :

$$g(a) = 1 + \frac{\rho_e}{\rho_w} \quad (1.30)$$

Afin de contraindre le modèle, des valeurs limites sont imposées pour le calcul de ces ratios : la valeur minimale de densité effective est choisie égale à celle de l'eau, alors que sa valeur maximale est contrainte par la densité de la particule primaire, *i.e.*  $\rho_e \leq \rho_s - \rho_w$ .



**Figure 1.18** : Fonction de forme décrivant les propriétés de rétrodiffusion d'une suspension d'agrégats. Les paramètres sont issus de Thorne *et al.* (2014) :  $\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$ ,  $c_s = 2060 \text{ m/s}$ ,  $\nu = 1.10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $c_w = 1480 \text{ m/s}$ ,  $C_f = 0.001$ ,  $m = 1$ ,  $g_0 = 1.02$ ,  $c_0 = 1.02$ ,  $\varepsilon_1 = 1.2$ ,  $\varepsilon_2 = 1$ ,  $\varepsilon_3 = 1.5$ .

## Ratio de célérité

La valeur de célérité du son dans le floc n'est pas connue et est très difficilement mesurable. Il est cependant possible d'en estimer une valeur à travers l'équation de Wood (1964), qui décrit la vitesse de propagation des ondes sonores dans les milieux poreux. En l'occurrence, un agrégat peut être considéré comme un mélange entre des particules solides entre lesquelles les interstices seraient remplis d'eau, rendant localement le milieu poreux (Urlick 1947; Buckingham 2001). Par ailleurs, en supposant que les propriétés de la particule soient proches de celles de l'eau, la composante de cisaillement, qui sera donc faible, pourra être négligée. L'équation de Wood's (1964) donne l'expression de la célérité du son en fonction de la porosité  $N$ , des modules de compressibilité du fluide ( $\kappa_w = 1/\rho_w c_w^2$ ) et de la particule primaire cohésive ( $\kappa_s = 1/\rho_s c_s^2$ , avec  $c_s$  la célérité du son dans la particule primaire), et des densités du fluide ( $\rho_w$ ) et de la particule primaire cohésive ( $\rho_s$ ) :

$$h(a) = \frac{1}{c_w} ([N\kappa_w + (1 - N)\kappa_s][N\rho_w + (1 - N)\rho_s])^{-\frac{1}{2}} \quad (1.31.1)$$

$$N = \frac{\rho_s - \rho_f(a)}{\rho_s - \rho_w} \quad (1.31.2)$$

Une valeur seuil est aussi introduite dans l'expression, afin de ne pas obtenir des ratios de densité et de célérité inférieurs à 1 (respectivement,  $g_0$  et  $c_0$ ). La figure 1.18 illustre ce modèle hybride ; les paramètres choisis sont tels que ceux présentés dans Thorne *et al.* (2014). La fonction de forme évolue tout d'abord suivant la limite solide relative aux particules primaires constituant les flocs dans le domaine de diffusion de Rayleigh, pour dévier lentement vers une limite fluide dans le domaine de diffusion géométrique, où le coefficient de réflexion de Rayleigh définit la magnitude. Dans la suite de ces travaux, un modèle similaire sera utilisé pour tenir compte de la porosité de ces agrégats formés en suspension à partir de particules cohésives, typiquement argileuses.

### 1.3.4.5. Atténuation par les sédiments

L'onde acoustique va être atténuée dans l'eau par la présence de particules, en plus du phénomène d'absorption par l'eau elle-même (Section 1.3.2). Deux composantes interviennent dans l'expression de cette atténuation. D'une part l'augmentation de la viscosité du milieu, ou autrement dit l'atténuation visqueuse  $\alpha_v$ , qui devient plus importante pour les petites particules, et d'autre part la diffusion du son dans des directions autres que celle de la rétrodiffusion, notée  $\alpha_d$ . Ces deux composantes dépendent de la concentration massique  $M$ . L'atténuation totale due aux particules  $\alpha_s$ , exprimée en  $m^{-1}$  résulte au final de la somme de ces deux contributions, pondérées de la distribution en taille des particules :

$$\alpha_s = \alpha_v + \alpha_d = M\langle\zeta_v\rangle + M\langle\zeta_d\rangle \quad (1.32)$$

où  $\zeta_v$  et  $\zeta_d$  sont respectivement les coefficients d'atténuation visqueuse et de diffusion (Fig. 1.19). Thorne & Meral (2008) donnent le coefficient d'atténuation de diffusion exprimé en fonction de la section efficace de diffusion totale  $\chi_i$  et la densité des particules en suspension  $\rho_s$  :

$$\langle\zeta_d\rangle = \frac{3 \int_0^\infty a^2 \chi_i n(a) da}{4\rho_s \int_0^\infty a^3 n(a) da} \quad (1.33)$$

Pour des particules sphériques de taille fixée, Urick (1947) donne la formulation du coefficient d'atténuation visqueuse suivante :

$$\zeta_v(a) = \frac{k(g-1)^2}{2\rho_s} \left[ \frac{s}{s^2 + (g+\delta)^2} \right] \quad (1.34.1)$$

$$s = \frac{9}{4ba} \left[ 1 + \frac{1}{ba} \right], \quad g = \frac{\rho_s}{\rho_w}, \quad \delta = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{9}{2ba} \right], \quad b = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu_w}} \quad (1.34.2)$$

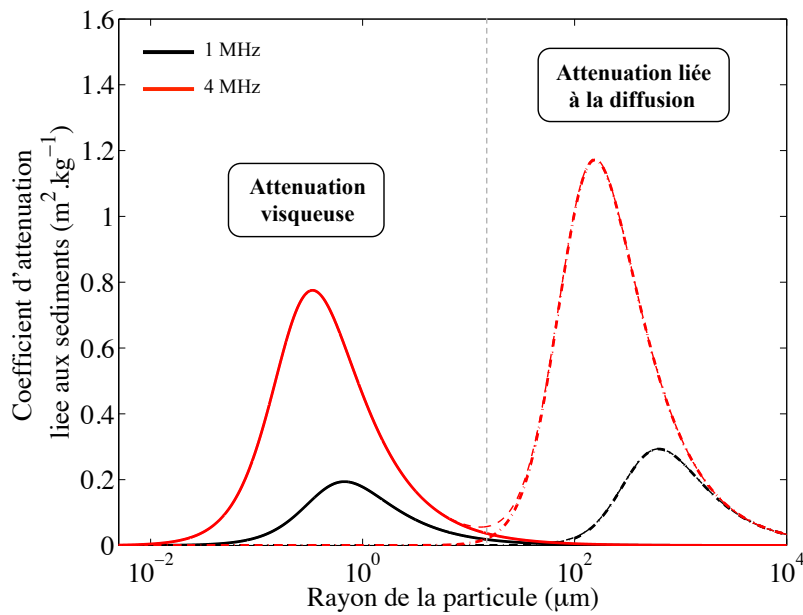
avec  $\omega$  la fréquence angulaire et  $\nu_w$  la viscosité de l'eau. Moore *et al.* (2013) en donne une

formulation intégrée suivant la distribution de tailles de particules :

$$\langle \zeta_v \rangle = \frac{\int_0^\infty \zeta_v(a) a^3 n(a) da}{\int_0^\infty a^3 n(a) da} \quad (1.35)$$

Pour travailler en dB/m :

$$\alpha_s[\text{dB/m}] = 20 \log_{10} e [\alpha_v + \alpha_d] \quad (1.36)$$

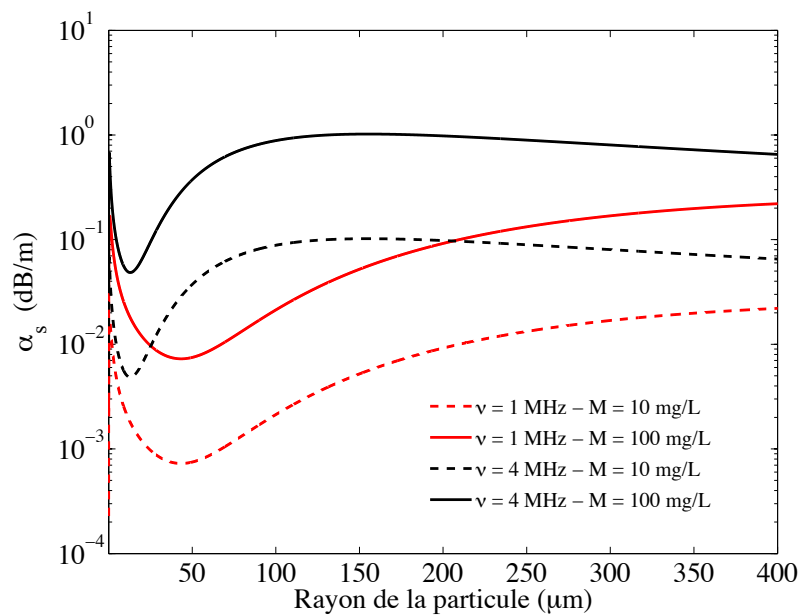


**Figure 1.19** : Composantes visqueuse (solide) et liée à la diffusion (point-tiret) du coefficient d'atténuation totale des sédiments (pointillés), à 1 MHz (noir) et 4 MHz (rouge).

L'évaluation de l'atténuation totale liée aux particules en suspension suppose de connaître la concentration et les caractéristiques des particules. En l'occurrence, un modèle de section efficace de diffusion totale est nécessaire, au même titre qu'une information sur la distribution par classes de tailles de particules. Dans le cas de particules faiblement diffusantes, comme les particules organiques, pour lesquelles le ratio de densités est proche de 1, cette atténuation totale sera généralement négligée. Son action sur le signal acoustique est en effet plus marquée pour les suspensions de particules fines, comme les argiles, pour lesquels l'atténuation visqueuse est

susceptible d'être importante, ou encore pour les particules de sable à forte concentration, où cette fois ci la diffusion totale sera importante. Des méthodes existent afin de remonter à la concentration et à la taille des particules en suspension de manière implicite à travers l'étude de l'atténuation due aux sédiments à une (Thorne *et al.* 2011) voire plusieurs fréquences (Moore *et al.* 2013)

La figure 1.20 montre l'évolution de l'atténuation totale liée aux particules ainsi que ses composantes en fonction de la taille des particules pour une concentration de 10 et 100 mg/L à 1 MHz. L'atténuation visqueuse domine l'atténuation totale pour les petites tailles de particules. En revanche, plus les tailles augmentent, plus l'atténuation due à la diffusion l'emporte sur l'atténuation visqueuse. Au même titre que pour l'atténuation due à l'eau, une mauvaise évaluation de l'atténuation totale due aux particules entraîne une erreur sur la détermination des concentrations ou la détermination de la taille moyenne des particules.



**Figure 1.20** : Atténuation totale en dB/m liée aux sédiments aux fréquences 1 MHz (rouge) et 4 MHz (noir) pour des concentrations de 10 mg/L (pointillé) et 100 mg/L (trait plein)

### **1.3.5. Application à la mesure en mer : méthodologie et stratégie de déploiement – exemple de l'ADCP**

Les résultats précédents montrent la complexité inhérente à la description des propriétés de rétrodiffusion des particules, du fait des nombreux facteurs entrant en jeu dans leur détermination. Par ailleurs, plusieurs modèles existent pour décrire le contenu en particules de la colonne d'eau, sans parvenir à décrire entièrement les cas réels ; au mieux on parviendra à approcher la réalité, comme par exemple dans le cas des suspensions de sable (Thorne & Hardcastle 1997, Thorne & Meral 2008).

Les signaux enregistrés par les instruments acoustiques doivent être précisément corrigés afin d'estimer correctement une concentration massique de particules et leur distribution de taille (atténuation du son, divergence sphérique). L'obtention de mesures absolues, *i.e.* directement liées à la charge en MES, nécessite une étape préalable de calibration de l'instrumentation acoustique, qui doit être renouvelée régulièrement afin d'évaluer les éventuelles dérives de l'instrument. Cet aspect est abordé dans le chapitre 4. L'ensemble de ces corrections s'illustre classiquement à travers l'équation du sonar. L'idéal est de se ramener à une lecture directe d'indice de rétrodiffusion volumique, comme dans le cas des profileurs multifréquences, afin de faire le lien avec la densité numérique de particules, elle-même liée à la concentration volumique (ou massique si l'on connaît la densité des particules en suspension) en particules. Deux cas de figures de mesure de MES, s'appuyant sur les résultats de Tessier (2006) et de son utilisation de l'ADCP, sont présentés, ainsi que la méthodologie à considérer en termes d'acquisition de données. Cet instrument est en effet très utilisé pour ce genre d'application. Il peut être utilisé pour imager verticalement la colonne d'eau, en étant déployé à partir d'un navire posé sur le fond marin. Des utilisations plus récentes de cet instrument ont aussi montré sa capacité à imager horizontalement une portion de la colonne d'eau (Moore et al. 2013). Cependant, les ADCP n'émettent généralement qu'une seule fréquence, rendant l'estimation de la charge en MES peu fiable du fait des hypothèses faites sur la nature de la suspension (Section 1.3.4.2). Une utilisation de plusieurs ADCP à des fréquences différentes permet de remédier à ce problème (Jourdin *et al.* 2014; Moore *et al.* 2012).

### 1.3.5.1. Equation du sonar dans le cas des ADCP

L'équation du sonar dans le cas de l'ADCP est donnée par (Lurton 2002; Tessier 2006) :

$$RL = SL - 2TL + TS \quad (1.37.1)$$

$$TS = Sv + 10 \log_{10} \psi r^2 \frac{c\tau}{2} \quad (1.37.2)$$

$$TL = 20 \log_{10} r + \int_0^r (\alpha_w(r) + \alpha_s(r)) dr \quad (1.37.3)$$

avec  $r$  la portée du signal,  $c$  la célérité du son dans l'eau,  $\tau$  la durée d'émission du signal en seconde,  $\alpha_w$  et  $\alpha_s$  respectivement les atténuations dues à l'eau et au sédiment et  $\psi$  l'angle solide équivalent (en stéradians) du faisceau acoustique émis par un des transducteurs de l'ADCP.  $RL$  est le niveau reçu par l'instrument en dB.  $SL$  est le niveau sonore émis en dB par l'instrument. Cette dernière quantité se déduit de la mesure directement en bassin d'essais.

L'ADCP enregistre le niveau reçu sous forme d'unités arbitraires, les « counts ». Il est nécessaire de déterminer la relation existant entre « count » et pression acoustique absolue en dB (Tessier 2006, Gostiaux & Van Haren 2010). Au final, l'indice de rétrodiffusion volumique s'écrit :

$$Sv = RL - SL + 20 \log_{10} r + 2 \int_0^r (\alpha_w(r) + \alpha_s(r)) dr - 10 \log_{10} \psi r^2 \frac{c\tau}{2} \quad (1.38)$$

Grâce à la lecture de cette quantité, il est possible de remonter à la concentration en MES, qualitativement et quantitativement moyennant certaines hypothèses. En particulier, deux cas de figures se présentent :

1. L'utilisateur a une idée de la nature des particules, ainsi que de la taille (moyenne ou équivalente) de ces dernières, auquel cas on se ramène à la section 1.3.4 en choisissant un modèle de rétrodiffusion adapté à la suspension.



2. L'utilisateur n'a pas de connaissances *a priori* sur la nature ou la taille de grains de la suspension, et doit se contenter d'exploiter les variations de l'indice de rétrodiffusion volumique. Il peut tenter dans certain cas de lier le  $S_v$  à un autre proxy de mesure, qui sert d'intermédiaire avec la concentration en MES.

### 1.3.5.2. Protocole de mesure : inversion acoustique absolue

Dans le cas 1, on remonte à la concentration en inversant l'équation 1.38, en supposant que la distribution de la suspension est homogène au sein des volumes insonifiés :

$$M = \frac{4sv\rho_s\pi\langle a^3 \rangle}{\langle \sigma_{bs} \rangle} \quad (1.39)$$

Plusieurs méthodes permettent d'obtenir une estimation de la taille moyenne de la suspension et de sa distribution, comme le granulomètre laser *in situ*. Cependant, la comparaison d'observations acoustiques et optiques est rendue complexe en raison du comportement différent des rétrodiffusions acoustique et optique. En effet, un rayon équivalent pour l'acoustique témoigne des éléments diffusants principaux, et donc sa valeur est pondérée du modèle de rétrodiffusion, ce dernier pouvant présenter des pics de résonance ou puits propres à la composition et à la taille de la particule. On ne peut donc s'en tenir exclusivement à la définition donnée par l'équation 1.20 n'impliquant que la distribution volumique par classes de tailles. En revanche, l'optique aura l'avantage de faire une mise au point sur la largeur de distribution de la suspension, qui elle aura un effet quantifiable à l'échelle de l'acoustique (Section 1.3.4.3).

De plus, une observation microscopique des éléments constituant la suspension permet de mettre en évidence certaines propriétés, concernant la nature, ou la forme des particules.

#### Limitations et incertitudes

Si le modèle de rétrodiffusion ne décrit pas suffisamment bien les propriétés de diffusion de la suspension, il en résulte une erreur importante sur le résultat final.

L'estimation des contrastes de densité et de célérité des ondes entre les particules et le fluide s'avère critique afin de ne pas biaiser le modèle vis-à-vis de la suspension. De plus, une faible erreur commise sur l'estimation de la taille des particules aura une grande importance sur la valeur de concentration. Par ailleurs, l'utilisation de modèles passe-haut, qui approchent les solutions modales sous formes de filtres d'ordre 2, modifie la valeur de section efficace de rétrodiffusion dans la zone de transition des deux domaines de diffusion. Dans ce cas, les observations faites ne peuvent être interprétées que qualitativement. Dans le cas de la sphère fluide (Fig. 1.16-b), la différence entre les deux modèles avoisine les 6 dB autour de  $ka = 1$ . Cela représente, en termes de concentration, une erreur de facteur 4 sur la concentration finale ( $10^{6/10} = 3.98$ ).

Par ailleurs, cette inversion dépend de la fiabilité de la lecture de l'indice de rétrodiffusion volumique  $S_v$  retrouvé à l'aide de l'instrument. Cela nécessite une estimation correcte du coefficient d'absorption de l'eau, de la célérité du son dans l'eau, et lorsqu'il devient non négligeable, du coefficient d'absorption des particules.

Le tableau 1.4 ci-dessous fourni des ordres de grandeur d'erreurs en dB sur l'indice de rétrodiffusion volumique, en fonction de la concentration, de la taille des particules, et du contraste de densités pour les cas minéral ( $g = 2.55, h = 3$ ) et organique ( $g = 1.04, h = 1.05$ ) pour un modèle passe haut dans le régime de Rayleigh et le régime géométrique (Eq. 1.21). Une mauvaise estimation de la taille du diffusant peut conduire à des erreurs importantes, en particulier dans le domaine de diffusion de Rayleigh. On remarque également que des erreurs faites sur le ratio de densité auront plus d'importance sur des particules de nature organique, et que l'impact sur l'indice de rétrodiffusion volumique est très sensible à ces variations. Cette tendance est identique pour les ratios de célérité. La lecture de l'indice de rétrodiffusion sera modifiée de 3 dB lorsque la concentration est doublée, quel que soit le régime de diffusion. En raisonnant de manière inverse, il découle qu'une erreur de  $x$  dB sur la lecture de l'indice de rétrodiffusion impactera l'estimée de la concentration massique d'un facteur  $10^{x/10}$ .

**Tableau 1.4 :** Ordres de grandeurs des écarts possibles sur la lecture des indices de rétrodiffusion volumiques (domaine de Rayleigh et domaine géométrique), liés à des erreurs sur les paramètres de la suspension.

	Erreur	Erreur sur $S_v$ - Domaine de Rayleigh	Erreur sur $S_v$ - Domaine géométrique
Concentration	$2M$	$3dB$	$3dB$
Taille	$2a$	$9dB$	$3dB$
$g$ organique	$\sim 0.01$	$\sim 1dB$	$< 1dB$
$g$ minéral	$\sim 0.01$	$\sim 0.1dB$	$\sim 0.01dB$

### 1.3.5.3. Protocole de mesure : alternative à l'inversion acoustique par calibration empirique

Dans le cas 2, l'utilisateur n'a pas connaissance des propriétés de la suspension. Comme démontré ci dessus, le choix d'un modèle de rétrodiffusion erroné s'avère source de nombreuses erreurs. Cependant, comme présenté dans la section 1.3.3, la section efficace de rétrodiffusion, de laquelle dépend le  $S_v$ , varie avec la puissance 6 du rayon dans le régime de diffusion de Rayleigh. Dans ce régime, une relation affine est donc supposée exister entre  $S_v$  et  $M$ :

$$S_v = 10 \log_{10} \left( \frac{3M \langle \sigma_{bs} \rangle}{4\pi \rho_s \langle a^3 \rangle} \right) = 10 \log_{10} M + 10 \log_{10} \left( \frac{3 \langle \sigma_{bs} \rangle}{4\pi \rho_s \langle a^3 \rangle} \right) \quad (1.40.1)$$

$$M = 10^{(aS_v + b)/10} \quad (1.40.2)$$

Cette relation est véritablement affine si le rayon moyen est constant sur la durée de l'expérience. Ainsi il est possible de relier variations de la rétrodiffusion et variations de turbidité, au moyen d'une calibration préalable double qui requiert la transformation des valeurs de NTU en g/L, puis la transformation des données acoustiques en g/L.

## Limitations et incertitudes de la mesure

Le régime de Rayleigh se place à des valeurs de  $ka \leq 0.8$ , où l'on est assuré de la linéarité des variations de la section efficace de rétrodiffusion. Cela suppose d'avoir un *a priori* sur la nature de la suspension (minérale ou organique). Le choix de la fréquence de l'instrument influera donc sur le potentiel à réaliser ce genre de calibration empirique (Tableau 1.5). Des valeurs de  $ka$  sont données pour quelques tailles pour des fréquences variant de 300 kHz à 4 MHz dans le tableau 1.5 :

**Tableau 1.5 :** Valeurs de  $ka$  pour différentes fréquences et différentes tailles de particules. Les couleurs indiquent le régime de diffusion : bleu pour le domaine de Rayleigh, vert pour la zone de transition, et orange pour le domaine géométrique.

		Taille de la particule ( $\mu\text{m}$ )					
		10	20	50	100	200	500
Fréquence (kHz)	300	0.0126	0.0251	0.0628	0.1257	0.2513	0.6283
	500	0.0209	0.0419	0.1047	0.2094	0.4189	1.0472
	1000	0.0419	0.0838	0.2094	0.4189	0.8378	2.0944
	2000	0.0838	0.1676	0.4189	0.8378	1.6755	4.1888
	4000	0.1676	0.3351	0.8378	1.6755	3.3510	8.3776

Par ailleurs, ces calibrations empiriques seront souvent dépendantes du site d'étude, et l'on peut retrouver des variations saisonnières voire journalières de la relation NTU-g/L. Une calibration ne sera donc valable qu'à l'instant de la mesure, et ne s'appliquera pas nécessairement avec exactitude sur des mesures réalisées à un autre moment.

### **1.3.6. Conclusion sur la mesure de MES par acoustique**

La mesure de MES par acoustique repose essentiellement sur la modélisation de la réponse acoustique d'une particule soumise à un champ de pression, et notamment sur sa diffusion

arrière, ou encore appelée « backscatter ». De nombreux modèles existent pour décrire ces propriétés, et tiennent compte de différents paramètres, relatifs à la forme, la taille et à la constitution de la particule (densité, célérité du son). La résolution de l'équation de Helmholtz fournit les solutions exactes des schémas de diffusion du son par une particule, pour des géométries simples. Cependant, ces dernières ne peuvent décrire la rétrodiffusion à l'échelle d'une suspension complète. En fonction des applications, plusieurs hypothèses, notamment sur la nature de la suspension, visent à simplifier ces modèles, les rendant plus accessibles et surtout plus fiables pour décrire un ensemble de particules en suspension.

L'intégralité des instruments acoustiques déployés dans l'eau mesure la rétrodiffusion suivant des volumes d'eau insonifiés, sièges de la suspension. L'étape suivante consiste à interpréter ces mesures au regard des différents modèles existants pour en déduire une information concernant la taille, la concentration en particules, ou bien les deux dans les cas les plus rigoureux. Cette étape correspond à l'inversion acoustique. Cela suppose d'une part une connaissance *a priori* de la nature des particules à mesurer et de ses propriétés, afin d'établir un modèle représentatif, et d'autre part une calibration préalable des instruments pour obtenir des mesures absolues, en lien avec la pression acoustique telle qu'établie dans la section 1.3.2.

Cependant de nombreux verrous subsistent quant à l'évaluation de ces grandeurs : 1/ les incertitudes attachées à la mesure tendent à limiter la performance des inversions acoustiques, au même titre qu'une mauvaise évaluation des propriétés des particules et du milieu risque de compromettre l'élaboration d'un modèle de rétrodiffusion convenablement dimensionné en fonction du problème. Il convient donc à l'issue d'une mesure d'associer celle-ci à une incertitude quantifiée, représentative de l'erreur commise. 2/ sur le plan technique : le nombre de fréquences influe sur les possibilités de mesures : l'observation à une seule fréquence souffrira de l'indétermination engendrée par la dépendance double en taille et concentration de l'indice de rétrodiffusion volumique. Un minimum de deux fréquences d'observation est nécessaire pour lever cette indétermination, même si au-delà du domaine de diffusion de Rayleigh, la forme de la rétrodiffusion, affectée par des résonances de magnitudes diverses dans le cas de matériaux élastiques et fluides, risque de compromettre les résultats de l'inversion.

Malgré quelques limitations et incertitudes, les méthodes d'inversions acoustiques donnent des résultats exploitables de concentrations en MES. L'enjeu désormais consiste à étendre spatialement la mesure, afin d'imager la structure 3D de la couche d'eau. En effet, les mesures issues des instruments couramment utilisés pour ce genre d'application sont ponctuelles, qui plus est sur de faibles volumes échantillonnés (c'est le cas des profileurs multifréquences) ou limitées spatialement (cas des ADCP, qui n'observent qu'une partie de la colonne d'eau) étant donnée leur géométrie (unique transducteur). Il est possible d'obtenir des jeux de données à deux dimensions, en suivant par exemple une dimension spatiale (verticale ou horizontale) au cours du temps, ou bien deux dimensions spatiales (verticale + horizontale). En revanche, les interpolations faites à l'aide de plusieurs mesures ne sont plus suffisantes pour décrire précisément le comportement des MES : la question de la représentativité de la mesure se pose, à savoir à quelle échelle les mesures peuvent-elles être considérées pertinentes ? Parmi les nombreux instruments acoustiques existants, les sondeurs multifaisceaux permettraient de subvenir aux besoins nouveaux d'imager spatialement et temporellement les variations 3D de la MES, de par leur capacité à insonifier la colonne d'eau suivant une large couverture spatiale. Cependant, les données issues de ces instruments, bien qu'obéissant aux lois de l'acoustique énoncées plus haut, sont moins évidentes à manipuler, de par la géométrie souvent complexe de ces systèmes de mesure. L'enjeu de ces travaux de thèse va être de montrer qu'il est possible d'utiliser cet instrument pour mesurer la matière en suspension dans la colonne d'eau, moyennant une utilisation réfléchie de capteurs annexes étant donné que sa seule fréquence de mesure subira les mêmes limitations que celles rencontrées dans le cas de l'ADCP. En outre, il est proposé une utilisation complémentaire de profileurs multifréquences, dont l'observation ponctuelle à plusieurs fréquences permettra de lever l'incertitude sur la taille des particules en suspension en déterminant le rayon équivalent de celle-ci. L'appui de mesures optiques issues d'un LISST permettra de fournir des informations sur la distribution intrinsèque des tailles de particules dans la colonne d'eau. Toutes ces informations vont permettre par la suite d'établir un protocole de mesure de la MES par système multi-instrumental, et de répondre aux enjeux imposés par ce besoin de spatialisation de la mesure.

Au regard des éléments évoqués dans cette section, quatre étapes peuvent d'ores et déjà être identifiées afin d'optimiser un SMF à la mesure de MES :

1. S'assurer du potentiel des multifaisceaux à détecter la turbidité. En tant qu'instrument acoustique, le champ de pression transmis par le multifaisceaux est affecté par la présence de MES dans la colonne d'eau en fournissant ainsi une information concrète sur son contenu.
2. Rendre absolu les niveaux de chaque faisceau du sondeur pour être en mesure d'inverser le signal suivant la méthode énoncée dans le cadre de l'étude des signaux reçus par un ADCP.
3. Convenir d'un modèle de rétrodiffusion capable de décrire avec exactitude le comportement du champ acoustique au sein de la suspension en question.
4. Lever les incertitudes mentionnées concernant le modèle à utiliser en vue de pouvoir inverser convenablement le signal acoustique étant donné que la géométrie du problème s'avère être similaire à celle de l'ADCP (même nombre d'inconnus dans le problème d'inversion).

La création d'un protocole de mesure des MES repose avant tout sur la connaissance *a priori* du type de MES (densité, forme...). La mise en œuvre de la technologie multifréquence, et des différentes méthodes d'inversion, visera à identifier la MES et à évaluer le rayon équivalent des particules, information manquante au succès de l'inversion des données issues du sondeur multifaisceaux.

## Chapitre 2. Présentation zone d'étude

Afin de développer des techniques et méthodes de caractérisation de la MES, l'estuaire de l'Aulne a été sélectionnée. Cette zone, située à proximité de l'Institut Universitaire Européen de la Mer (IUEM), est caractérisée par une variabilité spatiale et temporelle importante des MES sur une large gamme de concentrations (quelques mg/L à 1 g/L).

Le contexte estuarien suggère en effet la présence de variations de la charge en MES dans la colonne d'eau sur des périodes courtes à l'échelle des marées. Par ailleurs, l'amplitude des variations de charge en MES est sujette à des modifications saisonnières, distinguées par les périodes de crue (forte amplitude) et d'étiage (faible amplitude), propres à chaque estuaire. De la même manière, la variabilité spatiale des MES dans l'estuaire s'exprime à travers l'évolution des concentrations dans la rivière d'une part, et le transfert de matières depuis la rivière vers la rade de Brest d'autre part.

Ce chapitre présente de manière générale cette zone d'étude, de son hydrologie, à travers l'identification des principaux mécanismes entrant en jeu dans l'équilibre fluvio-marin de l'estuaire, à sa caractérisation hydro-sédimentaire au regard des contraintes courantologiques et climatiques. Cette description de l'estuaire de l'Aulne s'appuie essentiellement sur les travaux de thèse de Bassoulet (1979) et de post-doctorat de Moskalski *et al.* (In prep.) réalisé entre 2013 et 2014 au Laboratoire Domaines Océaniques (LDO). Les périodes propices à la collecte de mesures, sièges de variations d'amplitudes contrastées, sont ainsi identifiées.

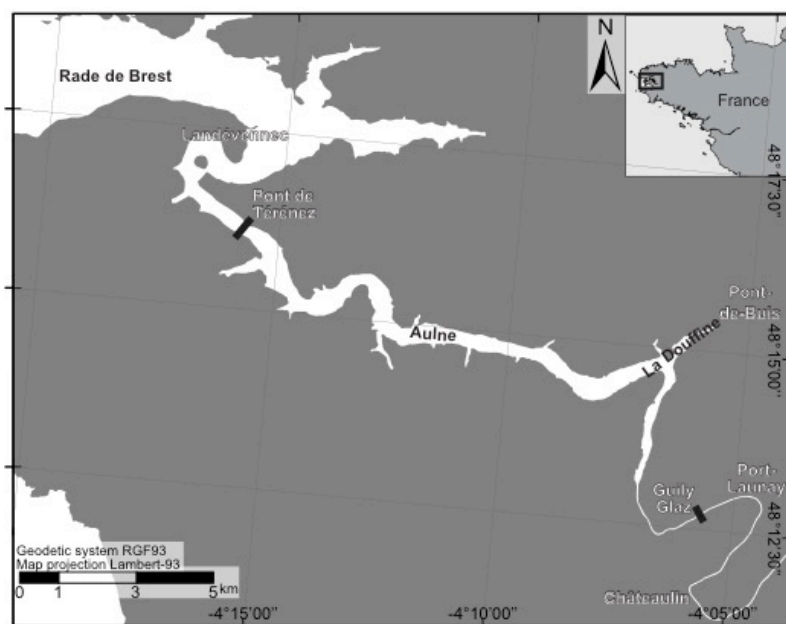
Les observations effectuées sur cette zone ont permis, dans le cadre de cette thèse, de concevoir, évaluer et valider un protocole de mesure permettant de quantifier et caractériser la MES à partir d'un système multi-instrumental centré principalement autour de la mesure acoustique. En particulier, la rapidité relative des variations de la charge en MES joue un rôle déterminant dans la construction de ce protocole de mesure. La mise en place de ce protocole a donné lieu à différentes expériences, sous forme de campagnes à la mer. Une synthèse des différentes



campagnes de mesure réalisées dans le contexte de ces travaux de thèse est fournie par la suite. Deux d'entre elles, les campagnes CACAO (CALibration et Combinaison Acoust-Optique), réalisées en partenariat avec le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), ont fourni les principaux résultats de ces travaux de thèse et sont présentés dans les parties suivantes.

## 2.1. Hydrologie, courantologie

Le fonctionnement hydrologique de l'estuaire de l'Aulne a été résumé par Bassoulet (1979) et Allen *et al.* (1980). L'Aulne est une rivière macrotidale, et est avec l'Elorn l'un des deux affluents de la Rade de Brest. Longue de 145 km environ, elle prend sa source dans les Monts d'Arrée et possède un bassin versant de 1852 km<sup>2</sup>. Son débit moyen est de 24 m<sup>3</sup>/s, mais varie à l'échelle des saisons avec un maximum observé en hiver (~160 m<sup>3</sup>/s en moyenne) et un minimum observé en été (~1.5 m<sup>3</sup>/s). Son estuaire s'étend sur une trentaine de km depuis son embouchure dans la rade de Brest, jusqu'à l'écluse de Guily-Glaz (Fig. 2.1).



**Figure 2.1 :** Cartographie de l'Aulne

Cette écluse freine la progression de la marée, de type semi-diurne. Le marnage atteint au maximum 4.2 m en période de vive-eau, contre 7.3 m en embouchure, ce qui correspond au marnage présent dans la rade de Brest. La profondeur moyenne à l'embouchure est de 15 m contre 2.5 m au niveau de l'écluse, avec un rehaussement localisé à mi-distance à 0.5 m. La largeur de la berge varie de 40 m dans la portion proche de l'écluse, où des courants importants (jusqu'à 2 m/s) favorisent l'érosion, à environ 400 m en embouchure, où l'influence marine est prédominante, avec notamment la prolifération de quelques espèces d'algues marines. Le principal affluent de l'estuaire de l'Aulne à proprement parler est la Douffine (Fig. 2.1), de débit moyen faible ( $3.2 \text{ m}^3/\text{s}$ ) avec un bassin versant de  $138 \text{ km}^2$ .

L'estuaire de l'Aulne représente la zone de mélange entre l'eau salée de la mer (~35 PSU) et l'eau douce de la rivière (0 PSU). L'eau de mer y est diluée, impliquant la présence de masses d'eaux de densités différentes sur la colonne d'eau, avec l'apparition d'une stratification se manifestant par un gradient de densité croissant de la surface au fond. Les variations de ce gradient de densité sont régies par un équilibre fluvio-marin principalement engendré par la manifestation de trois régimes de variations des conditions hydrologiques de l'estuaire :

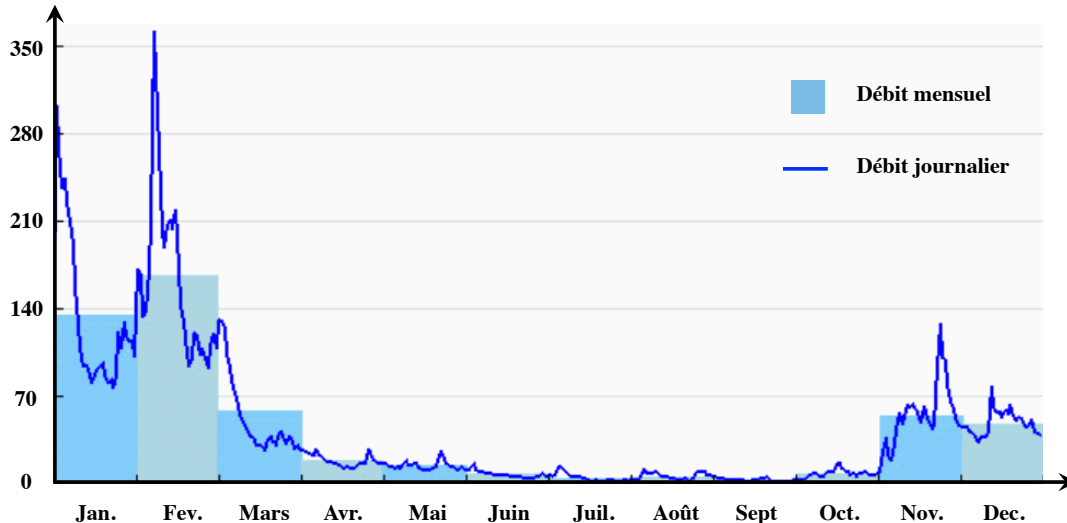
- **Périodes de crue - étiage** : les crues de l'Aulne atteignent leur maximum durant les mois de janvier et février, et sont associées à des débits plus importants (Fig. 2.2), contrastant une période d'étiage particulièrement marquée en juillet où les débits observés dépassent rarement quelques  $\text{m}^3/\text{s}$  (Fig. 2.2). A titre d'illustration, le temps de renouvellement de l'eau douce dans l'estuaire est de l'ordre de quelques jours en crue, contre une vingtaine voire une trentaine de jours en période d'étiage, selon des débits enregistrés.
- **Périodes vive eau – morte eau** : de manière générale, la marée est motrice de l'intrusion d'eau salée et des phénomènes de mélange eau douce – eau salée. Le phénomène de stratification de la colonne d'eau est davantage marqué en morte-eau quel que soit le débit. Les périodes de vive-eau sont marquées par un mélange des masses d'eau plus prononcé, limitant la présence de gradients verticaux de salinité. De plus, les observations de courants mettent en évidence des courants forts en périodes de vive-eau, pouvant

atteindre 1.5 m/s en surface, contrairement à des courants de morte eau ne dépassant que rarement les 60 cm/s.

- **Cycle de marée semi-diurne** : malgré une profondeur plus faible, la colonne d'eau est plus stratifiée sur l'étale de jusant que sur l'étale de flot. En effet, les rapports durée du jusant / durée du flot augmentent fortement à mesure que l'on s'éloigne de l'embouchure, ce qui se révèle important pour l'étude du transport des sédiments en suspension.

Parallèlement, à l'échelle saisonnière, on remarque une stratification de la colonne d'eau en température, avec en été une eau douce de surface comprise entre 17 et 20 °C, plus chaude que l'eau de la rade comprise entre 14 et 18 °C. En hiver, la tendance s'inverse avec une eau douce plus froide, généralement comprise entre 7.5 et 8.5 °C.

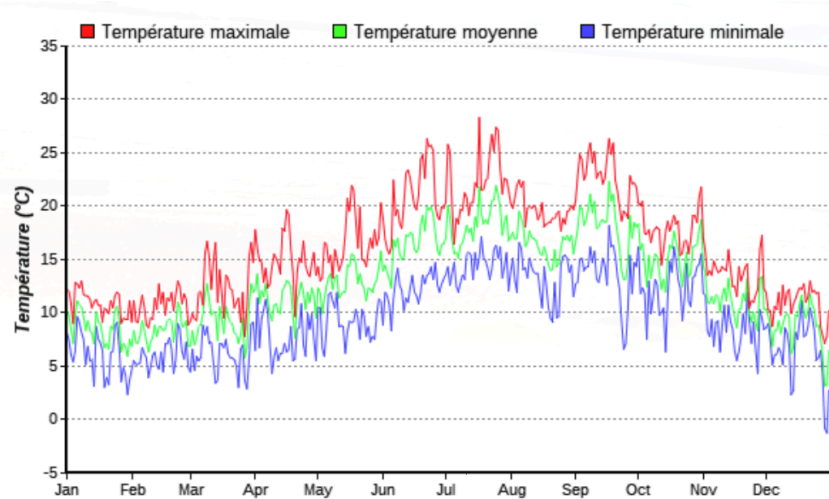
Si le contraste crue / étiage semble être à l'origine d'une part non négligeable des variations du contexte hydrologique de l'Aulne, le facteur marée va quant à lui conditionner les transports sédimentaires par le biais de mécanismes d'érosion – transports – dépôts de MES.



**Figure 2.2** : Débits journaliers et mensuels de l'Aulne en 2014 (Source banque Hydro)

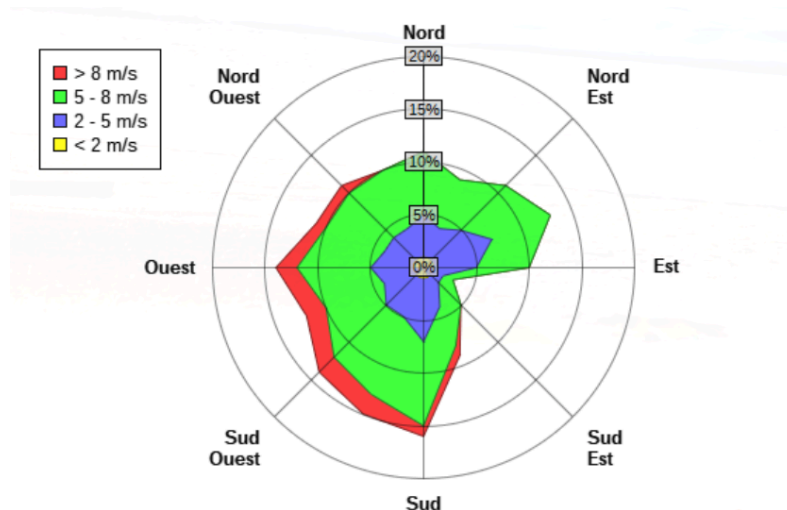
## 2.2. Climatologie

Le climat sur la région de l'Aulne est tempéré, avec une influence océanique prononcée. Sur l'année, la température moyenne varie de 7 °C en hiver à 17 °C en été, conjuguée à un ensoleillement moyen variant de 60 (janvier) à 180 heures (juillet) par mois. La figure 2.3 présente les variations de température enregistrées durant l'année 2014.



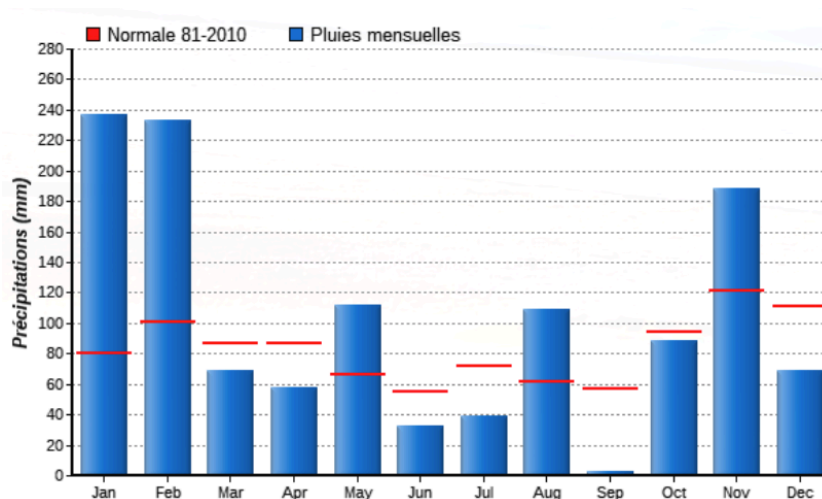
**Figure 2.3 :** Températures enregistrées à Lanvéoc sur l'année 2014 (Source Météo France)

Les vents sont majoritairement à dominance ouest (Fig. 2.4), pouvant engendrer des surcotes allant jusque 60 cm en amont de l'estuaire (Bassoulet 1979), malgré les nombreux méandres de la rivière de son embouchure à l'écluse. Pour cette raison, l'impact de la houle en provenance de la rade de Brest reste limité.



**Figure 2.4** : Rose des vents générée à partir des observations à Lanvéoc en 2014 (Source Météo France)

Les précipitations moyennes annuelles s'évaluent à 993 mm, avec des tendances légèrement plus marquées en hiver qu'en été, du fait de la fréquence des tempêtes à cette période. Ces épisodes de précipitations vont d'ailleurs contribuer largement à l'apport de sédiments dans la colonne d'eau par ruissellement, et augmenter la charge en MES localement dans le temps. La figure 2.5 représente les variations annuelles de précipitation dans la région de Lanvéoc en 2014.

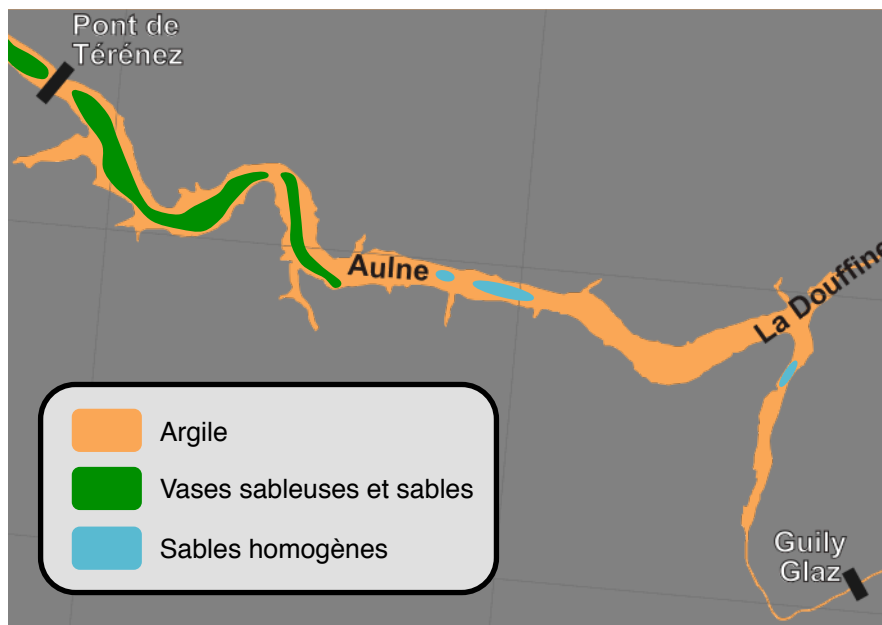


**Figure 2.5** : Précipitations enregistrées à Lanvéoc sur l'année 2014 (Source Météo France)

## 2.3. Caractérisation hydro-sédimentaire

### 2.3.1. Type de sédiments en suspension

Le substrat de l'Aulne est principalement composé d'un mélange de matériaux argileux (illite, chlorite, kaolinite et micas) et de sables fins ou grossiers, dont les fractions varient de l'embouchure de la rivière à l'écluse, avec une majorité d'argiles présents en amont (Fig. 2.6). Les MES quant à elles sont principalement argileuses. Leur taille plus petite va contribuer à leur maintien en suspension. Par ailleurs, ces particules argileuses ont une forte tendance à s'agréger suivant le processus de floculation, encouragé par la salinité, la turbulence du milieu (favorisant les collisions entre particules), et les gradients ou cisaillements de vitesse sur la verticale.



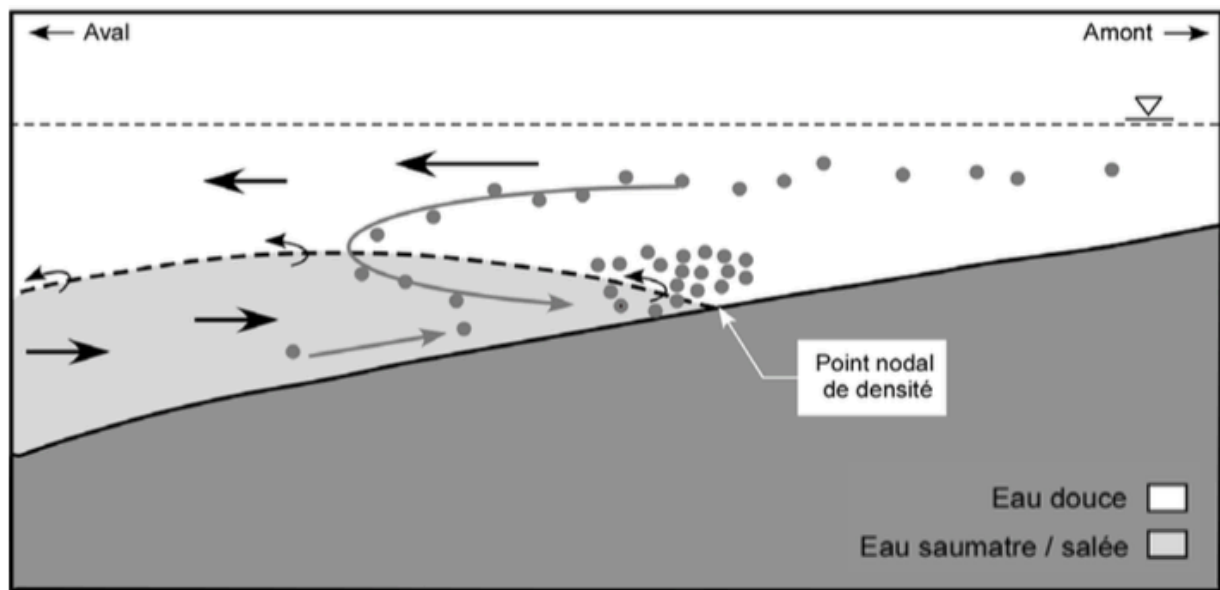
**Figure 2.6** : Carte schématique établissant les différents substrats le long de l'estuaire de l'Aulne. D'après Bassoulet (1979).

### 2.3.2. Variation de la charge en MES dans la colonne d'eau

L'évolution des apports en MES est très clairement liée aux variations du débit de l'Aulne. Les cycles de marée semi-diurnes et bi-mensuels vont influencer fortement sur la teneur en MES dans la

colonne d'eau. En effet, en morte-eau, les sédiments ont tendance à se déposer vers le fond, et sont remis en suspension en période de vive-eau, lorsque le courant est plus important. Ce processus donne lieu à des panaches de MES, visibles la plupart du temps en surface, qui une fois sorti de l'embouchure sont soumis à la circulation propre à la rade de Brest. Ce schéma est reproduit à plus petite échelle, sur un cycle de marée, avec des décantations prononcées aux étales de basse et pleine mer, et des remises en suspension pour des vitesses de courant supérieures ou égales à environ 40 cm/s pour les phases de jusant et de flot.

Ces mouvements de marée vont par ailleurs contribuer à « piéger » la MES, en particulier au niveau de la superposition des écoulements aval (eau douce de surface) et amont (eau salée au fond) (Fig. 2.7). Les MES transportées par l'eau douce de la rivière vont être prises dans l'action du courant amont et former un bouchon vaseux au point nodal de densité où les vitesses résiduelles sont nulles (Dyer 1986; Dyer 1994). A cet endroit la concentration en MES sera notablement plus importante que dans le reste de la rivière (charges supérieures à 900 mg/L en période de vive eau, contre des charges faiblement supérieures à 30 mg/L en morte eau). La position du bouchon vaseux dans l'estuaire, situé en moyenne aux alentours de la confluence avec la Douffine, est déterminée par le cycle de marée, dont l'action est modulée par le débit du fleuve. On note ainsi l'apparition de pics maximums de MES de l'embouchure jusqu'à mi-estuaire en basse mer suite à la migration vers l'aval du bouchon vaseux, et en pleine mer pour la partie de l'estuaire située en amont du bouchon vaseux. Par ailleurs la position du bouchon vaseux est amenée à varier de 6 à 10 km entre les périodes d'étiage et de crue, respectivement d'amont à aval.

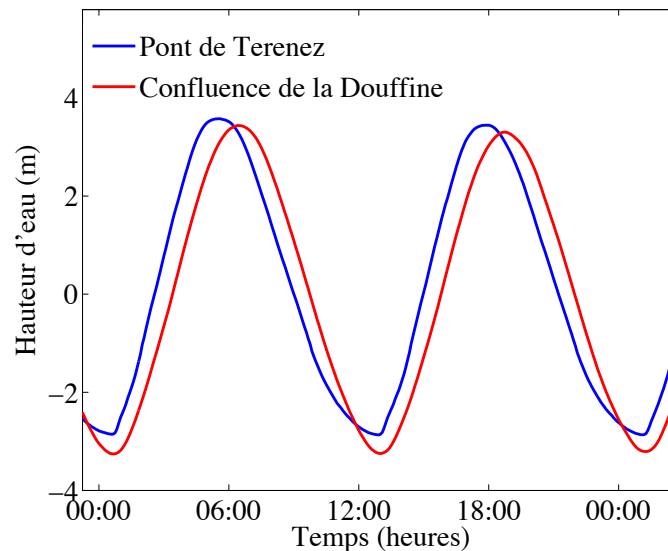


**Figure 2.7** : Formation du bouchon vaseux : la superposition des écoulements aval et amont piège la MES au point nodal de densité. D'après Dyer (1986)

De plus, les mouvements engendrés par les oscillations semi-diurnes vont donner lieu à une stratification de la colonne d'eau en termes de charge en MES en fonction du régime de marée. De l'embouchure jusqu'à mi-estuaire, des concentrations plus importantes en MES seront en effet observées au fond de la colonne d'eau, notamment durant la fin du jusant avec, dès la reprise du flot, une potentielle remise en suspension du matériel reposant sur le fond.

Enfin, l'estuaire de l'Aulne est globalement marqué par des phénomènes érosifs au jusant, dont la durée est plus importante que celle du flot compte tenu de l'asymétrie de la marée plus prononcée en se dirigeant vers l'amont de la rivière (Fig. 2.8). A l'inverse, l'estuaire est marqué par des phénomènes de dépôt des sédiments durant le flot. Ces phénomènes seront d'autant plus prononcés en période de vive-eau, où la charge en MES est très nettement supérieure à celle occasionnée en période de morte-eau.





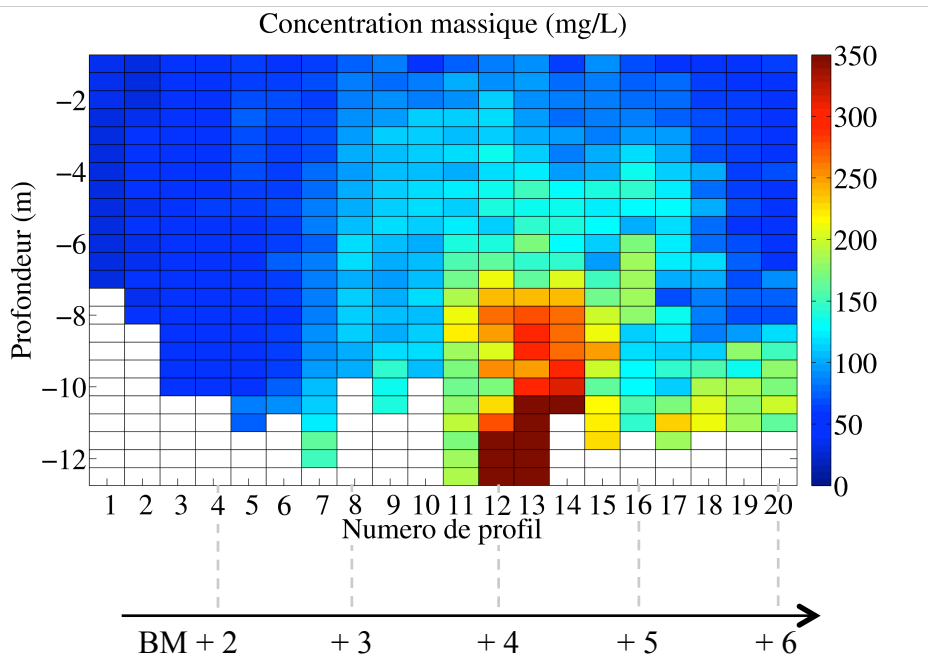
**Figure 2.8** : Hauteurs d'eau en vive-eau et période de crue (Février). Site amont (Confluence de la Douffine) : le jussant est prolongé, et le flot raccourci. Le site aval (Térénez) est proche d'une sinusoïde car situé plus près de la mer.

#### 2.4. Contexte des campagnes CACAO et protocole de mesure

Six campagnes de mesure ont eu lieu dans le cadre de ces travaux de thèse. Leur objectif était de mettre en évidence des épisodes de fortes et faibles turbidités, sur un temps très court afin de faciliter la répétitivité et d'alléger la quantité de données à récolter. La période la plus propice correspond à un cycle de marée d'hiver en vive-eau à comparer avec une période d'étiage en vive-eau où l'on attend logiquement des variations plus faibles de charge en MES. Par ailleurs, la période idéale de mesure se positionne durant les phases de jussant, où l'on est susceptible d'observer une stratification au sein même de la colonne d'eau en termes de charge en MES, même peu prononcée en période de vive eau.

Les profondeurs observées le long de l'estuaire sont souvent faibles, en particulier lors de grandes marées en basse mer. L'instrumentation employée (notamment le sondeur multifaisceaux) nécessite une plate-forme d'installation conséquente, accessible uniquement à bord du N/O Albert Lucas, navire commun à l'IUEM. Le tirant d'eau de ce dernier ne permettait pas de remonter très profondément dans l'estuaire. Ainsi, l'intégralité des mesures réalisées dans le

cadre de ces travaux a été réalisée en station sous le pont de Térénez (Fig. 2.1), où la hauteur d'eau moyenne est d'environ 14 m. L'influence du bouchon vaseux y est presque inexistante, mais l'action des courants de marée sur le fond en période de vive-eau d'hiver permet d'observer des variations de plusieurs centaines de mg/L au cours d'un même cycle de marée. La figure 2.9 représente les variations de concentration, allant de 10 à 700 mg/L, sur un tombant de marée en période de vive eau, enregistrées en profils lors de la campagne de mesure CACAO2 réalisée le 21 janvier 2015.



**Figure 2.9** : Profils de turbidité convertis en concentration massique (mg/L) au pont de Térénez enregistrés toutes les 15 minutes le 21 janvier 2015 (Coefficient de marée de 96). La flèche sous la figure indique le nombre d'heures écoulées depuis la marée haute. L'expérience débute environ une heure après la haute mer, et se termine à l'heure de basse mer. L'intégralité de la colonne d'eau n'est pas échantillonnée en raison des forts courants lors des profils de turbidité. Un épisode de fortes concentrations est repérable à partir du profil 11.

Le tableau 2.1 recense les différentes campagnes de mesures ayant eu lieu dans l'estuaire de l'Aulne dans le cadre de ces travaux de thèse, ainsi que l'instrumentation déployée et le contexte hydrologique.

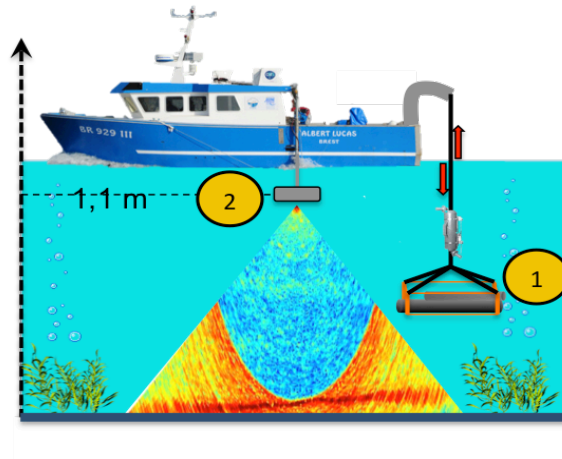
**Tableau 2.1** : Bilan des campagnes effectuées dans l'estuaire de l'Aulne durant les travaux de thèse

		Nom	Hydro	Coef	Nb Profils	Instrumentation					
						SMF	Aquascap	LISST	Prélèvements	YSI Fixe	YSI
2012	07-Nov	Test	ME	37	-	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz			Fond - Surface	-	PR = 1 Hz
2013	18-Apr	Test	ME	37	-	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz			Fond - Surface	-	PR = 1 Hz
	08-Oct	BOA	VE	95	4	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz	$\tau = 6.7 \mu\text{s}$ PR = 8 Hz	PR = 1 Hz	Fond - Surface	-	PR = 1 Hz
2014	24-Jan	BOA2	Crue - ME	51	20	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz			z = 6 m	PR = 1 Hz z = 6m	PR = 1 Hz
	15-May	BOA3	Etiage - VE	96	24	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz	$\tau = 6.7 \mu\text{s}$ PR = 8 Hz	PR = 1 Hz	z = 6 m	PR = 1 Hz z = 6m	PR = 1 Hz
	15-Jul	CACAO	Etiage - VE	106	24	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz	$\tau = 6.7 \mu\text{s}$ PR = 8 Hz	PR = 1 Hz	z = 6 m	PR = 0,33 Hz z = 6m	PR = 1 Hz
2015	21-Jan	CACAO2	Crue - VE	106	20	$\tau = 150 \mu\text{s}$ PR = 4 Hz	$\tau = 6.7 \mu\text{s}$ PR = 8 Hz	PR = 1 Hz	z = 8 m	PR = 0,33 Hz z = 8m	PR = 1 Hz

L'objectif est de mesurer les variabilités spatiale et temporelle de la MES. Pour ces campagnes, le protocole de mesure se scinde donc en deux parties, dépendant du type d'instruments utilisés : d'une part les instruments fonctionnant en profils (de manière ponctuelle dans le temps et réduit spatialement à l'échelle d'une colonne d'eau) et d'autre part ceux fonctionnant en continu (imageant la colonne d'eau tout au long de l'expérience). Ainsi des profils réguliers sont acquis avec le LISST, la sonde multi-paramètres YSI, et le profileur multifréquence, complétés par des prélèvements d'eau à profondeur constante à chaque profil espacés de 15 minutes. Cette fréquence importante de mesures vise à mettre en évidence les variations de charge en MES de manière la plus résolue possible, tout en laissant le temps aux opérateurs d'accomplir les différentes tâches relatives à l'acquisition des profils (déclenchement et arrêt des instruments, remplissage des bidons, tenue du carnet de bord). En parallèle, les observations brutes de la colonne d'eau réalisées par le sondeur multifaisceaux sont enregistrées en continue. De plus, une sonde YSI, placée à mi-profondeur en début de campagne, enregistre les variations hautes-fréquences de la turbidité, afin de les corrélérer ultérieurement aux signaux bruts multifaisceaux. Les paramètres d'acquisition sont recensés dans le tableau 2.1, et ont été choisis en fonction des possibilités de chaque instrument en termes de vitesse d'échantillonnage. La cadence de 4 Hz du sondeur multifaisceaux s'explique par l'instabilité du système d'enregistrement des données

brutes qui, au-delà de cette limite, ne parvient plus à gérer le volume de données transitant. Ce point sera détaillé dans le chapitre 4.

Chaque expérience a permis la collecte d'une vingtaine de profils. La figure 2.10 schématise la stratégie de déploiement évoquée ci-dessus.



**Figure 2.10** : Stratégie de mesure des campagnes dans l'Aulne. Des profils de turbidité, granulométrie, et multifréquence sont effectués toutes les 15 minutes (1). Simultanément, le sondeur multifaisceaux enregistre les données brutes de la colonne d'eau (2).

Les résultats présentés dans les prochains chapitres sont issus des campagnes CACAO1 et CACAO2 (Tableau 2.1). Dans le chapitre suivant, les données issues du profileur multifréquence sont analysées, en vue de fournir les informations nécessaires pour inverser le signal brut du sondeur multifaisceaux.



# Chapitre 3. L'apport de la technologie multifréquence à la description de la MES

L'idée de sonder la colonne d'eau à plusieurs fréquences a vu le jour essentiellement dans le but de décrire son contenu d'un point de vue écologique, en s'intéressant par exemple aux espèces de zooplancton et à l'évaluation de leur biomasse (McNaught 1968; McNaught 1969; Bary & Pieper 1971; Greenlaw 1979). Les espèces de zooplancton peuvent être décrites comme des objets fluides, de formes diverses et en ce sens plusieurs modèles théoriques ont été élaborés pour tenir compte de leurs propriétés de rétrodiffusion (Anderson 1950; Johnson 1977; Stanton 1989). Ces modèles sont à la base des méthodes d'inversion de données multifréquences (Greenlaw & Johnson 1983; Wilson & Hay 2015), dont le but est d'estimer une biomasse pour plusieurs intervalles de tailles à travers la résolution de problèmes inverses, en faisant une hypothèse sur le type d'espèce en suspension (pouvant se résumer par la forme des particules, et les ratios de densité et de célérité des ondes entre la particule et le milieu).

Historiquement, les instruments utilisés sont des échosondeurs fonctionnant à plusieurs fréquences relativement faibles (<500 kHz). Cependant des instruments plus hautes fréquences destinés à imager la colonne d'eau sous forme de profils à travers des volumes plus petits, ont vu le jour comme le MAPS (Holliday *et al.* 1989; Holliday & Pieper 1995) qui plus tard deviendra le TAPS. Ces instruments couvrent par ailleurs une plage plus importante de fréquences, allant jusqu'à plusieurs MHz. Ils sont calibrés et mesurent l'indice de rétrodiffusion volumique :  $S_v$ .

Cette approche par multifréquence s'est étendue à l'étude des propriétés de rétrodiffusion des suspensions de sédiments non cohésifs, ces derniers pouvant être considérés comme des objets sphériques irréguliers aux propriétés élastiques (Sheng & Hay 1988; Hay 1991; Thorne & Hanes 2002). Dans ce cas, compte tenu des tailles plus petites des éléments constituant la suspension, les fréquences de mesure utilisées sont généralement plus hautes que dans le cas des populations de zooplancton (de l'ordre du MHz), et l'utilisation de profileurs est là aussi de rigueur. Par exemple l'Aquascap 1000S, également calibré, délivre une mesure de la pression acoustique

quadratique moyenne rétrodiffusée à des fréquences variant de 0.5 MHz à 4 MHz. Les modèles mis au point dans ce contexte ont un caractère empirique, se fondant essentiellement sur des observations acquises à travers des mesures expérimentales (Section 1.3.4.3). L'application de ce modèle d'inversion à des mesures *in situ* est très répandue. Les méthodes d'inversion utilisées dans ce contexte sont propres au domaine, se basant essentiellement sur les ratios de fonction de forme pour la détermination du rayon des particules et de la concentration massique par approche itérative (Thorne & Hardcastle 1997) ou encore la mesure de l'atténuation due aux sédiments cohésifs (Topping *et al.* 2007; Wright *et al.* 2010; Moore *et al.* 2013).

Quelle que soit son application, l'inversion multifréquence a évolué dans le but d'améliorer la précision de la description et de la caractérisation du contenu en MES de la colonne d'eau, en s'efforçant de fournir une concentration (volumique ou massique), rangée par classes de tailles de particules, ou bien complétée des paramètres traduisant une distribution de tailles (Section 1.3.4.3). Mais les observations qui en sont issues demeurent relativement ponctuelles, en particulier pour l'étude des sédiments en suspension. Néanmoins, dans l'optique de spatialiser la mesure de MES grâce aux sondeurs multifaisceaux, l'information apportée par l'inversion multifréquence, sous couvert de l'utilisation d'un modèle adapté à la suspension, s'avère d'importance majeure, au sens où elle délivre les clés permettant de lever une inconnue du problème. Dans le cas présent, il s'agit de parvenir à estimer le rayon équivalent de la suspension.

Ces travaux de thèse visent à illustrer ce principe à travers l'expérience. L'ensemble des mesures provient des campagnes CACAO1 et CACAO2 réalisées dans l'estuaire de l'Aulne. L'Aulne est un milieu propice à la floculation (Chapitre 2). Cependant modéliser la rétrodiffusion de floes en milieu estuarien s'avère délicat, et très peu de travaux en font référence (MacDonald *et al.* 2013; Thorne *et al.* 2014; Vincent & MacDonald 2015). MacDonald *et al.* (2013) a mis en évidence expérimentalement que l'intensité rétrodiffusée par des agrégats, eux-mêmes constitués de particules argileuses aux propriétés élastiques, était plus faible que ce que prédisait la théorie. Par ailleurs, une absence d'atténuation due aux particules a été constatée, contrairement à ce qu'indique l'équation 1.32-34 établie dans la section 1.3.4.4 compte tenu de la taille des particules élémentaires. L'utilisation de modèles conventionnels ne permet pas de résoudre le problème d'inversion en présence d'agrégats. L'objectif de ce chapitre consiste donc à élaborer un modèle de rétrodiffusion adapté à une telle suspension, grâce aux mesures multifréquences

acquises avec un Aquascats 1000S confronté à la méthode d'inversion des moindres carrés à contrainte non-négative NNLS (Lawson & Hanson 1974) couramment utilisée.

Le point de départ de l'approche utilisée fait référence aux observations de McDonald *et al.* (2013) et de Thorne *et al.* (2014), qui suggèrent que les propriétés de rétrodiffusion des agrégats sont gouvernées par des ratios de densité et de célérité plus faibles, compte tenu de la présence d'eau interstitielle dans les agrégats, perçus localement comme des milieux poreux. L'estimation de ces paramètres découle d'une part de l'équation de Wood (1964), qui décrit les propriétés des ondes se propageant dans les milieux poreux, et d'autre part de l'évolution de la densité des agrégats en fonction de leur taille et du degré de floculation (Manning *et al.* 2011). Outre l'estimation de ces paramètres, une hypothèse sur la forme des agrégats est formulée, réduisant ceux-ci à des particules sphériques irrégulières.

La validation d'un tel modèle dans l'estuaire de l'Aulne se fait en confrontant les résultats issus de l'inversion acoustique des données multifréquences par NNLS aux prélèvements d'eau et aux observations optiques réalisées aux mêmes instants. Les données inversées serviront par la suite à contraindre l'inversion monofréquence des données issues du sondeur multifaisceaux à travers l'estimation d'un rayon équivalent pour la suspension.

### **3.1. Le profileur à sédiment Aquascats**

#### **3.1.1. Description de l'instrument**

L'Aquascats 1000S est un profileur multifréquences (« Acoustic Backscattering System ») capable de mesurer la pression quadratique moyenne rétrodiffusée par les particules en suspension dans la colonne d'eau. Cet instrument est composé de quatre transducteurs cylindriques, leur surface émettrice étant placée à la base des cylindres. Ils émettent respectivement à 500 kHz, 1 MHz, 2 MHz, et 4 MHz. Il s'agit d'un système monostatique : les transducteurs fonctionnent indépendamment en émission et en réception, permettant une écoute de la rétrodiffusion.

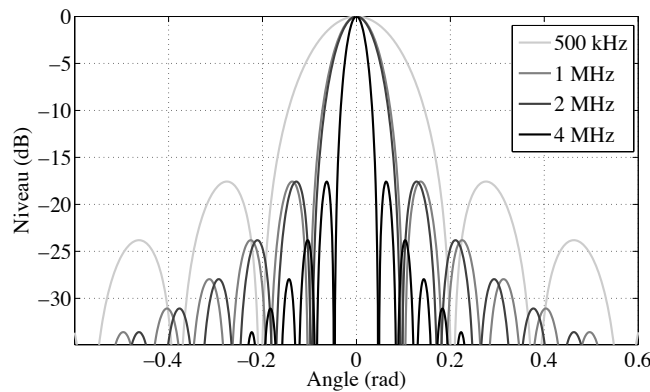


## Géométrie de la mesure

Chaque transducteur émet un cône d'insonification directif dont la répartition dans l'espace est définie par sa fonction de directivité  $D(\theta)$  (chapitre 4). Pour un disque de diamètre  $d$  (correspondant à la surface émettrice d'un transducteur), cette fonction est définie par :

$$D(\theta) = \left[ \frac{2J_1\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin\theta\right)}{\pi \frac{d}{\lambda} \sin\theta} \right]^2 \quad (3.1)$$

$J_1$  est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $\theta$  la direction d'émission contenue dans le demi-espace en avant de la surface du transducteur ( $\theta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right]$ ) (Fig. 3.1).

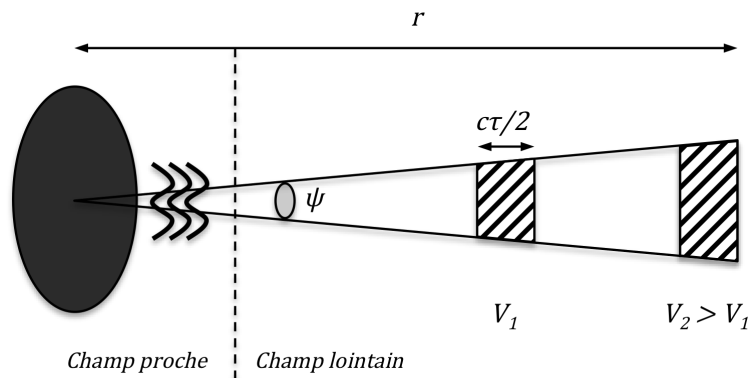


**Figure 3.1** : Diagrammes de directivité théorique des transducteurs de l'Aquascats.

En champ lointain, l'onde émise est considérée sphérique et la géométrie de la mesure s'illustre comme indiquée par la figure 3.2. La surface insonifiée (ainsi que le volume) par le cône émis augmente proportionnellement à la distance  $r$  au carré. Cette onde est définie par sa longueur d'impulsion  $\tau$  en secondes, et l'angle solide équivalent  $\psi$  en stéradians (qui exprime l'ouverture d'un faisceau idéal de forme conique), desquels dépend le volume  $V$  (en  $m^3$ ) échantillonné à chaque instant, correspondant à une « cellule de résolution » volumique.

$$V = \psi r^2 \frac{c\tau}{2} \quad (3.2)$$

avec  $c$  la vitesse de propagation des ondes sonores dans l'eau m/s.



**Figure 3.2** : Géométrie de la mesure de rétrodiffusion à l'aide de transducteurs circulaires. Le volume échantillonné augmente avec la distance à la source émettrice.

Le cône émis par les transducteurs se décrit aussi par son ouverture angulaire,  $\theta_{-3dB}$ , correspondant au secteur angulaire contigu dans lequel l'intensité est supérieure à la moitié de l'intensité maximale (soit à -3 dB en échelle logarithmique). Ces grandeurs sont définies plus précisément dans le chapitre 4. Les ouvertures angulaires, dimensions des transducteurs et angles équivalents sont donnés pour chaque fréquence dans le tableau 3.1.

**Tableau 3.1** : Caractéristiques des transducteurs du profileur multifréquence Aquascats 1000S

Fréquence (kHz)	500	1000	2000	4000
Ouverture angulaire $\theta_{-3dB}$ (degrés)	4.85	2.4	2.3	1.2
Rayon du transducteur (m)	0.009	0.009	0.0048	0.0049
Angle équivalent $\psi$ (sr)	0.009	0.0022	0.002	0.0006

En pratique, il est possible de choisir la taille des cellules de résolution, et donc la longueur d'impulsion. Celle-ci peut varier de 2.5 mm à 40 mm, mais le nombre de cellules maximum est égal à 256. Le volume d'eau total insonifié varie donc en fonction de la précision souhaitée ainsi

que de la fréquence de mesure étant données les différences existantes en termes d'angles équivalents. En effet, plus un piston émettra dans les hautes fréquences, plus ce dernier sera directif et donc plus fine sera son ouverture.

Par ailleurs, l'émission des signaux se fait sous forme de « burst », *i.e.* successivement à une cadence ajustable de 4 à 16 Hz. Par la suite, les signaux rétrodiffusés peuvent ou non être moyennés sur un burst. L'instrument peut de plus être réglé pour répéter l'opération à intervalles de temps réguliers (ex. un burst à une cadence de 4 Hz de 5 minutes toutes les heures, correspondant à l'acquisition de 1200 mesures par heure).

En définitive, à chaque tranche de volume insonifié correspond une valeur de pression rétrodiffusée affranchie du volume. Une étape de calcul est encore nécessaire pour transformer ces données en indices de rétrodiffusion volumique.

La paramétrisation de la mesure (durée du burst, cadence d'émission, moyenne sur les fichiers, longueur d'impulsion ou encore mode d'acquisition supervisé ou non supervisé) se fait à travers une interface logiciel fournie avec l'instrument : AquaTalk. Il est par ailleurs possible d'enregistrer à chaque burst des données auxiliaires comme la profondeur, la température ou le niveau de batterie.

Chaque burst fait l'objet d'un fichier au format binaire « .aqa ». Ce fichier contient l'ensemble des pings successifs enregistrés par l'instrument ainsi que les données relatives aux paramètres d'acquisition. Une routine matlab fournie par le constructeur permet de déchiffrer les données sous forme de structures répertoriant l'ensemble de ces informations. La structure d'un fichier .aqa est donnée en exemple dans le tableau 3.2.

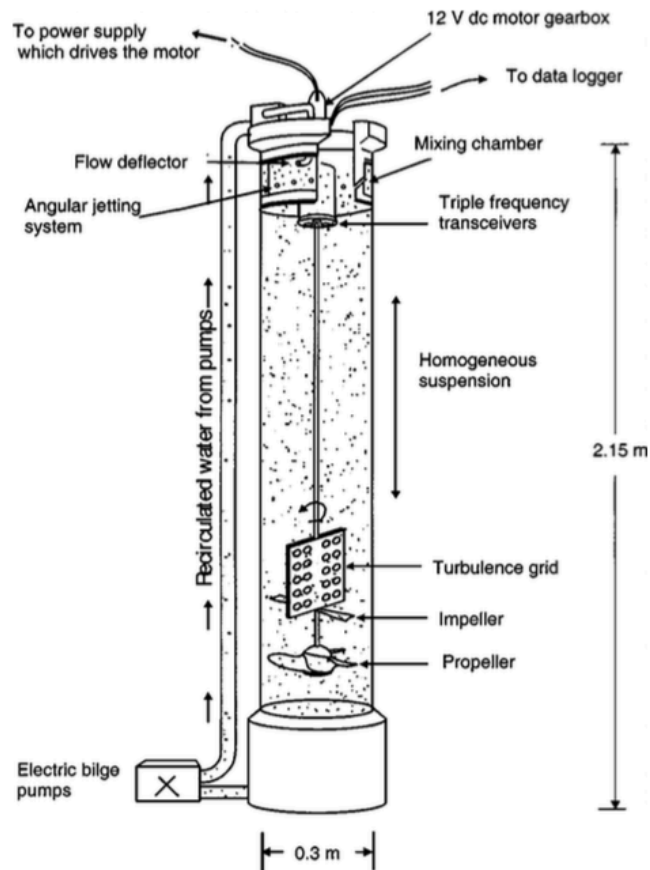
**Tableau 3.2** : Exemple type de la constitution d'un fichier de mesure issu de l'Aquascap 1000S.

Nom de la variable sous Matlab	Correspondance
<b>AbsBinLength</b>	Taille des cellules en m
<b>AbsBinLengthMM</b>	Taille des cellules en mm
<b>AbsBinRange</b>	Distance entre le transducteur et chaque cellule de mesure [Nb. Cellules x fréq.]
<b>AbsComplex</b>	Pressions complexes (optionnel)
<b>AbsData</b>	Données brutes [Nb. cellules x ping x fréq.]
<b>AbsMean</b>	Profil moyen brut [Nb. cellules x fréq.]
<b>AbsNumBins</b>	Nb. de cellules de mesure par fréquence
<b>AbsNumProfiles</b>	Nombre de pings
<b>AbsRxFrequency</b>	Fréquences de mesure en réception
<b>AbsStartBin</b>	Numéro de la première cellule de mesure
<b>AbsStartingGain</b>	Gain à l'émission (0 = max)
<b>AbsTransducerBeamWidth</b>	Ouverture angulaire
<b>AbsTransducerKt</b>	Coefficients de calibration
<b>AbsTransducerRadius</b>	Rayon des transducteurs (m)
<b>AbsTVG</b>	Correction de TVG
<b>AbsTxFrequency</b>	Fréquences de mesure en émission
<b>AbsTxPulseLength</b>	Longueur d'impulsion (s)
<b>AuxData</b>	Données auxiliaires (opt.)
<b>BurstNumber</b>	Numéro de burst
<b>BurstTime</b>	Heure de début du burst
<b>PingRate</b>	Cadence d'émission

### Calibration

L'Aquascap délivre des mesures absolues. Cette propriété permet la résolution de problèmes inverses. Cela suggère une étape de calibration préalable de l'instrument, visant à appliquer un facteur correctif aux mesures issues de chaque transducteur. Le principe de calibration est décrit par Betteridge *et al.* (2008). L'instrument est placé dans une cuve de calibration et mesure la rétrodiffusion d'une suspension de sable fin, dont les propriétés de rétrodiffusion sont données par l'expression heuristique détaillée par les équations 1.25-26. Les propriétés de la suspension sont parfaitement maîtrisées, à savoir sa concentration, la densité du sable, et sa distribution de

taille. Les niveaux observés à chaque fréquence, corrigés de l'absorption due aux sédiments donnée par l'expression 1.32, sont ensuite ajustés pour correspondre à ceux prédits par l'expression heuristique. Le facteur d'ajustement est noté  $K_t$  (Tableau 3.3) et est fourni par le constructeur pour chaque fréquence, ainsi que les fichiers bruts enregistrés dans la cuve de calibration. Un exemple de dispositif permettant ce genre de calibration est présenté figure 3.3.



**Figure 3.3** : Colonne de mesure de sediments en suspension (“sediment tower”). D’après Thorne & Hanes (2002).

**Tableau 3.3** : Constantes de calibration de chaque transducteur déterminées par calibration en cuve.

Fréquence (kHz)	500	1000	2000	4000
Constante de calibration $K_t$	0.0454	0.0416	0.0140	0.0101

### 3.1.2. Protocole de mesure

La capacité de l'Aquascat à discrétiser les volumes insonifiés en font un instrument très utilisé en mouillage. En effet, au même titre que les ADCP, s'il est placé sur le fond et orienté suivant la verticale, il permettra d'imager une partie de la colonne d'eau. L'interface de paramétrisation de l'instrument ainsi que ses capacités de stockage permettent des déploiements de longue durée (plusieurs semaines à quelques mois).

Cependant, de par ses fréquences élevées, la portée de l'instrument (pour une longueur de cellule maximale de 40 cm) est limitée à environ 10 mètres. Aussi, son utilisation en tant que profileur, cette fois placé à l'horizontale, est une nécessité pour imager l'intégralité de la colonne d'eau. En effet, de par sa faible portée, les volumes insonifiés suivant l'horizontal de la colonne d'eau sont supposés homogènes (concentration et taille de grains), ce qui permet d'en déduire si besoin l'atténuation due aux particules (Moore *et al.* 2013), et *in fine* de moyenner l'ensemble des observations sur l'horizontal afin d'obtenir une mesure plus robuste de l'intensité rétrodiffusée.

### 3.1.3. Limitations et incertitudes

La calibration de l'Aquascat est basée sur la formulation d'un modèle de rétrodiffusion d'une suspension de sables fins (Section 1.3.4.3). Les modifications apportées au cours de ces dernières décennies sont nombreuses. Ce modèle heuristique tire son origine des observations de Sheng & Hay (1988) et a été repris par la suite par Thorne *et al.* (1993) puis modifié par Thorne & Hanes (2002) et Thorne & Meral (2008). Il est cependant supposé tenir compte des propriétés exactes de rétrodiffusion de la suspension en question, sans quoi la calibration de l'instrument serait biaisée par l'inexactitude du modèle. Betteridge *et al.* (2008) estiment que les constantes de calibration  $K_t$  par la mesure de la rétrodiffusion d'une suspension de sable sont précises à 2%, mais aucune valeur de précision n'est attachée au modèle de rétrodiffusion, dont le comportement est différent de ce que prédit la théorie.

Par ailleurs, la calibration vise à permettre une acquisition de mesures absolues, et quelques critiques peuvent apparaître quant à la validité des mesures dans un contexte autre qu'une suspension de sable fin. Mais en définitive, cette méthode n'est conceptuellement pas différente de la méthode des cibles standards (Foote *et al.* 1983; Foote 1990) qui se base sur les prédictions théoriques de la rétrodiffusion d'une cible (sphère de carbure de tungstène ou de cuivre le plus souvent) soumise à un champ de pression incident. En l'occurrence, dans le cas de l'Aquascot, le modèle n'est pas théorique mais heuristique.

Les mesures issues des profileurs multifréquences possèdent donc un caractère ponctuel, et sont finalement peu représentatives des processus entrant en jeu dans l'équilibre des transferts et flux de MES, au même titre que les mesures issues des instruments optiques.

Enfin, ces instruments souffrent des limitations inhérentes à la théorie de diffusion elle-même. Bien que celle-ci se trouve être bien établie, elle fait en revanche appel à un jeu de paramètres qu'il faut pouvoir estimer *a priori* (Chapitre 1) : les applications *in situ* en deviennent délicates car elles supposent une connaissance des propriétés de la suspension comme les ratios de densité et de célérité des ondes. Ces limitations ne proviennent pas de l'instrument en lui-même mais du manque de connaissances du milieu (ex. distribution bimodale, plusieurs constituants dans une même suspension...).

### **3.2. Modèle d'inversion acoustique multifréquences d'une suspension d'agrégats estuariens de porosité constante**

La section suivante fait l'objet d'une publication soumise au *Journal of the Acoustical Society of America* le 12 juin 2015 (« A multi-frequency acoustic inverse model of suspended estuarine aggregates with constant porosity », G. Fromant, F. Floc'h, A. Lebourges-Dhaussy, F. Jourdin, Y. Perrot, N. Le Dantec, C. Delacourt).

#### **3.2.1. Introduction**

Suspended Particulate Matter (SPM) is ubiquitous in oceans and rivers. The study of their transport is essential, for their presence can impact the environment, from marine habitats or water quality degradations, to important changes of the seabed morphology.

SPM in the water column is traditionally estimated through the analysis of water samples. However, such techniques require time-consuming operations and yield measurements with limited continuity and resolution. The need to monitor and model their transport has lead scientists to design more efficient methods of SPM contents based on the physical properties of the suspended matter in the water column (Gray & Gartner 2009). Amongst a large number of surrogate techniques to traditional water sampling, the ones using acoustics offer a wide range of possibilities. Indeed, acoustical methods have the advantages of providing non-intrusive measurements, with high spatial and temporal resolutions. More precisely, methods based on multifrequency acoustic backscatter measurements yield the most promising results. Through the measurement of the (absolute) volume backscattering coefficients (MacLennan *et al.* 2002) and given a specific backscattering model that describes the scattering properties of a particle (mineral or organic), inversion methods have been designed and successfully applied to retrieve both concentration and size distribution of a suspension. Whether to estimate zooplankton biomass and trophic activity (Holliday *et al.* 1989; Holliday & Pieper 1995; Lebourges-Dhaussy *et al.* 2014) or non-cohesive sediment size distribution and concentration (Crawford & Hay 1993; Thorne & Hanes 2002; Thorne *et al.* 2011), the use of multifrequency systems has improved our knowledge of the water content of both oceans and rivers. Yet, in spite of their successful applications, the importance of an accurate backscattering model adapted to the suspension of interest is critical. Thus, it is impossible to invert backscattered signals from suspended material of unknown scattering properties when placed in a pressure field, and retrieve a correct concentration estimate. Particularly, the ability of fine-grained sediments, usually silts or clays, to aggregate (flocculation process), prevents us from interpreting acoustical measurements. The process of flocculation is still not entirely defined. However, it is most certainly attributed to changes of the physico-chemical properties of the surrounding medium, coupled with phenomenons of attraction/repulsion of small sized particles placed in an agitated environment (Kranenburg 1994). These particles do possess variable sizes, shapes and densities. Thanks to numerous observation, empirical relations between the flocs effective densities and their size were established (Fettweis 2008; Manning *et al.* 2011), however these particles are fragile and



sensitive to shearing, which makes it delicate to observe *in situ* without breaking them. This process is particularly intense in estuaries given the abundance of physico-chemical and hydrodynamical gradients contributing to the aggregation process.

Only recent theoretical framework (MacDonald *et al.* 2013; Thorne *et al.* 2014) describing the interaction between sound and flocculated particles placed in controlled environment has been established, and has not yet been validated *in situ* so far. The experimental observations clearly suggest that a reasonable fit between the measurements of the acoustic backscatter of a suspension of flocculated kaolin particles and the expression provided by Moate & Thorne (2009) can be achieved. Thorne *et al.* (2014) then suggested a backscattering model based on the transition between solid and fluid-like behaviour of the flocs as their size increase. However, this model is delicate to apply to *in situ* measurements, as some parameters such as floc size or effective density cannot be accurately estimated (Eq. 7 of Thorne *et al.* 2014). The several assumptions on the suspension properties and model constants lead to potentially erroneous interpretation of the results. However, this model provides a rational way of accounting for the behaviour of the backscattered sound from a suspension of flocculated cohesive sediments.

In the shallow macrotidal Aulne estuary (Western Brittany, France), two series of multifrequency measurements using an Aquascat 1000S (4 frequencies Acoustic Backscattering System (ABS) ranging from 0.5 to 4 MHz) were collected at a fixed location during ebb in July 2014 and in January 2015. Concurrently, turbidity, salinity, temperature (YSI multi-parameter probe) and granulometry (LISST 100-X) profiles in the water column were acquired, all the instruments being attached to the same downcasting structure. The Aulne river is characterized by its high river discharge contrast in winter and summer, respectively leading to experience moderate (~300 mg/L) and small (30 mg/L) suspended concentration events. During both experiments, the optical observations seem to highlight the steadiness of the effective density of the observed flocs, in spite of their broad size distribution, and no relation between size and effective density could be established. This supposes that it might be possible to find particles of different size having the same effective density, or the same porosity. If attempts of acoustic inversions were to be undertaken for those particles of invariant porosity with size, an approach different from Thorne *et al.* (2014) and Macdonald *et al.* (2013) is needed.

The objective of this paper is: 1/ to design a simple backscattering model for flocculated sediment suspensions, based on the information provided by a multi-frequency profiler and on the model proposed by Thorne *et al.* (2014) ; and 2/ to present an original method to retrieve both concentration and dominant size of a suspension of flocculated sediments in an estuarine context. The methodology adopted here for the flocculated particles scattering model starts from the heuristic approaches used in the estimate of non-cohesive sandy sediment scattering characteristics (Sheng & Hay, 1988) and a modified fluid sphere model (Anderson, 1950; Stanton, 1989; Holliday & Pieper, 1995). Their formulation are established under the assumption that the suspended material does not see its porosity vary according to flocs size, but rather possesses physical properties (bulk density, compressional sound speed) close to those of the sediment bed at the porous water-sediment interface, which can be estimated (Hamilton, 1963; Wood, 1964; Buckingham, 2005).

The approach presented here thus considers weighted solid-fluid particles, of reduced density, that will account for the aggregates. It is similar to the solid-fluid transition model of Thorne *et al.* (2014), yet adds the hypothesis of a locally invariant effective density with size that will help constrain the inversion in order to apply the method to *in situ* measurements.

### 3.2.2. Scattering theory

#### 3.2.2.1. Backscattered signal

For incoherent scattering from a suspension of particles, the root-mean-square backscattered voltage  $V_{rms}$  recorded by a piston transducer can be written as follows (Thorne & Hanes 2002; Sheng & Hay 1988; Betteridge *et al.* 2008):

$$V_{rms} = \frac{K_s K_t}{\psi r} \sqrt{M} e^{-2r(\alpha_w + \alpha_s)} \quad (3.3.1)$$

$$K_s = \frac{\langle f \rangle}{\sqrt{\langle a \rangle \rho_s}} \quad (3.3.2)$$

$$\langle f_0(ka_0) \rangle = \left( \frac{\int_0^\infty an(a)da \int_0^\infty a^2 f(ka)^2 n(a)da}{\int_0^\infty a^3 n(a)da} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.3)$$

In equation 3.3.1,  $M$  stands for the concentration of particles in suspension,  $r$  the range,  $\alpha_w$  the attenuation due to water,  $\alpha_s$  the total attenuation due to the suspension and  $\psi$  the range modification factor, taking account of the near field correction.  $\rho_s$  is the density of the suspended material, and  $a$  the particle radius distributed according to the PDF  $n(a)$ .  $K_t$  here refers to a calibration constant determined in a sediment suspension of known properties.  $K_s$  (Eq. 3.3.2) refers to the scattering constant, depending on particle size, shape and density. In 3.2.4, it will be seen that the PDFs of the size distribution of the suspended material,  $n(a)$ , that were observed, well fit a lognormal distributions of the form :

$$n(a) = \frac{1}{a\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\left[-\frac{(\ln(a)-\ln(\mu))^2}{2\sigma^2}\right]} \quad (3.4.1)$$

$$\sigma = \sqrt{\ln(\delta^2 + 1)} \quad \mu = \ln\left(\frac{a_0}{\sqrt{\delta^2 + 1}}\right) \quad (3.4.2)$$

where  $\mu$  and  $\sigma$  are the mean and standard deviation of the logarithm of the particle size  $a$ ,  $\delta = s/a_0$  is the normalized standard deviation or distribution width, and  $a_0$  and  $s$  are respectively the mean and standard deviation of  $n(a)$  (Moate & Thorne, 2009).

The term  $f$  is known as the form function and describes the backscattering characteristics of the suspension; its expression can be found analytically by resolving the waves equation under some geometric assumptions, and consists in the summation of an infinite number of vibrational scattering modes. For a fluid sphere the form of  $f$  is given as follows (Anderson, 1950; Medwin & Clay, 1998):

$$f = \frac{2}{x} \left| \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n+1)}{1 + iC_n} \right| \quad (3.5.1)$$

$$C_n = \frac{j'_n(x/h)n_n(x) - ghj_n(x/h)n'_n(x)}{j'_n(x/h)j_n(x) - ghj_n(x/h)j'_n(x)} \quad (3.5.2)$$

$$g = \frac{\rho_s}{\rho_w} \quad h = \frac{c_s}{c_w} \quad (3.5.3)$$

Here  $x = ka$ , with  $k$  the wave number.  $j$  and  $n$  are the spherical Bessel and Neumann functions and  $j'$  and  $n'$  stand for their first derivatives.  $g$  and  $h$  are respectively the density and velocity contrasts between the particle (hereby designated by the subscript  $s$ ) and the surrounding medium (hereby designated by the subscript  $w$ ).

In practice, suspended particles are far from being perfectly spherical. (Pieper & Holliday 1984; Stanton 1988) introduced the concept of modal series truncation in order to take effect of the irregularities of a weakly scattering object, most specifically in the geometric regime ( $ka \gg 1$ ). Indeed, in the geometric regime the wavelength of the acoustic pressure becomes low compared to the size of the object, and the irregularities of the latter are likely to create destructive interferences for at least the higher modes of the series. A good approximation of the transition ( $ka \approx 1$ ) and geometric regime for such particles of irregular shapes is contained in the first terms of their modal serie, as well as the Rayleigh regime ( $ka \ll 1$ ) which is almost entirely defined thanks to the monopole and dipole terms of the modal series. Usually, the first two terms are used (Stanton 1989).

Some problems may subsist when using modal series solutions. Indeed, backscattering from particles in nature is far from being exactly as depicted by the theory. However, the general trends of the backscattering model can be approximated in the Rayleigh ( $ka \ll 1$ ) and the geometric regime ( $ka \gg 1$ ) (Johnson 1977) proposed high-pass models for solid and fluid spheres, describing the backscattering characteristics of simple shaped objects. For these models, if the Rayleigh regime is governed by density and compressibility contrasts, the geometric regime is a region of convergence of the model, where the latter tends towards a constant value for spherical particles, depending on the Rayleigh reflexion coefficient to account for the penetrability of the object (Stanton 1989; Stanton & Wiebe 1998).

For what concerns marine sediments, in particular non-cohesive sand, Hay (1991) and later Thorne *et al.* (1993) even used a heuristic approach based on Sheng & Hay (1988) to elaborate an expression of the backscattering form function, entirely defined by the density and compressibility contrasts between the particle and the medium. The general form of the

backscattering form function also takes the shape of the high pass filter from Johnson 1977, with a Rayleigh regime entirely defined by the acoustic impedance contrasts between the particles and the medium, and a convergence towards 1 in the geometric regime. The heuristic expression of  $f$  is given as follows (Thorne *et al.* 1993):

$$f = C_0 \frac{K_f x^2}{1 + K_f x^2} \quad (3.6.1)$$

$$K_f = \frac{2}{3} |\gamma_k - \gamma_\rho| \quad (3.6.2)$$

$$C_0 = \left(1 - v_1 e^{-\left(\frac{x-x_1}{\eta_1}\right)^2}\right) \cdot \left(1 + v_2 e^{-\left(\frac{x-x_2}{\eta_2}\right)^2}\right) \quad (3.6.3)$$

$$\gamma_k = \frac{(\kappa_s - \kappa_w)}{\kappa_w} \quad \gamma_\rho = \frac{3(\rho_s - \rho_w)}{2\rho_s + \rho_w} \quad (3.6.4)$$

$\kappa$  et  $\rho$  are respectively the compressibility and density, the subscript  $s$  referring to the suspension and the subscript  $w$  to the water. Experimental observations have shown that the modal resonances induced by acoustic insonification of uniformly sized spheres are not as marked when considering irregular shaped particles (Thorne *et al.* 1993) and the dips turn out to become solely inflexion regions in the backscattering form function. The expression of  $C_0$  refers to the location and magnitude of these inflexion regions, proper to the suspension and determined during experimentation. In the literature, the heuristic expression (Eq. 3.6) has mostly been used to describe the backscattering properties of non-cohesive sandy sediments. In this case the values used for  $C_0$  will be kept identical to the ones determined heuristically for a suspension of non-cohesive sediments, using  $v_1 = 0.25$ ,  $x_1 = 1.4$ ,  $\eta_1 = 0.5$  and  $v_2 = 0.37$ ,  $x_2 = 2.8$ ,  $\eta_2 = 2.2$ . This assumption is not deterministic on the behaviour of the model when considering cohesive sediments, even if the magnitude and locations of the inflexion regions of the form function could slightly change; indeed, the intrinsic properties of cohesive sediments are close to those of non-cohesive sediments.

The latter expression can be slightly modified in order to take account for the penetrability of the object in the geometric regime (Eq. 3.7) according to Stanton (1989)

observations. The  $\epsilon$  parameter is determined by computing the second order high pass filter with regard to the Rayleigh and geometric limits of the model.

$$f = C_0 \frac{K_f x^2}{1 + \epsilon K_f x^2} \quad (3.7.1)$$

$$\epsilon = \frac{\sqrt{2}}{2R_f} \quad (3.7.2)$$

$$R_f = \frac{gh - 1}{gh + 1} \quad (3.7.3)$$

### 3.2.2.2. Weighted solid-fluid particle scattering model

MacDonald *et al.* (2013) showed that neither an elastic sphere nor a fluid sphere model correspond to the response of a suspension of flocculated sediments (kaolin). Yet somehow, the backscatter response of the suspension was located in-between the predicted response from the elastic and fluid sphere models, and showed similarities with the heuristic expression of Moate & Thorne (2009). Indeed, the aggregates can be seen as a matrix of several primary particles linked together but filled with interstitial water, leading to reduced density and sound velocity (compressional and shear waves) when considering the aggregate as a whole (Thorne *et al.* 2014). Regarding these conclusions, it seems unavoidable to take account of both the fluid and solid contributions of the aggregated particles. The problem resides in how to express these contributions in a backscattering model. All authors seem to agree with the idea of considering some kind of weighted solid-fluid particle in the Rayleigh regime (Sheng & Hay 1988; Stanton 1989; MacDonald *et al.* 2013; Thorne *et al.* 2014). To some extent, these “weighted particles” can locally be assimilated to porous unconsolidated granular material, the water and solid components each contributing to the bulk compressibility and bulk density of the floc.

Considering an unconsolidated sediment layer of porosity  $N$ , the bulk density and bulk modulus of the medium can be defined as follows (Wood 1964):

$$\rho_0 = N\rho_w + (1 - N)\rho_s \quad (3.8.1)$$

$$\frac{1}{\kappa_0} = \frac{N}{\kappa_w} + \frac{(1 - N)}{\kappa_s} \quad (3.8.2)$$

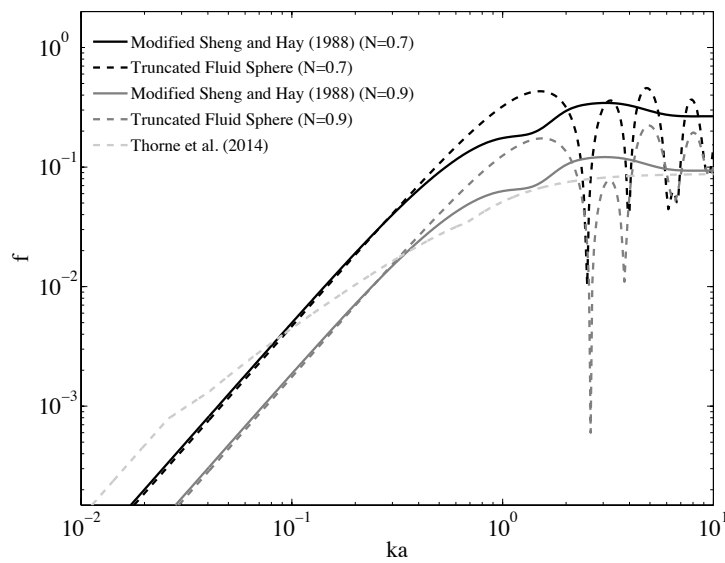
$$c_0 = \sqrt{\frac{\kappa_0}{\rho_0}}$$

$\rho_w$  and  $\rho_s$  are respectively the densities of the porous water and of the sediment grains. Here,  $\rho_0$  and  $\kappa_0$  may be interpreted as weighted means of the respective values for the two materials. Here,  $c_0$  is Wood's sound speed (Wood 1964). The calculation of Wood's sound speed in this case supposes that no shearing occurs.

Modifying equations 3.5 and 3.7 by adding the effects of the bulk compressibility and bulk density (Eq. 3.8) leads to reduce the contrasts of impedance between the particle and the medium. Such models describe the scattering characteristics of a weighted particle of fixed porosity, at least in the Rayleigh regime ( $ka \ll 1$ ), where the monopole and dipole-like behaviours of the particle dominate the scattering, thus giving full importance to the density and compressibility contrasts. In practice, there is no possibility to know how the scattering properties for such a particle will evolve in the transition ( $ka \approx 1$ ) or in the geometric region as neither measurements nor solid theoretical framework exist for these hypothetical particles of fixed porosities. Indeed, the elastic sphere model in the Rayleigh regime may well approximate these particles, but these are made out of an assembling of several small primary solid particles and thus their behaviour after the transition region is most uncertain.

In this study two possibilities were chosen for the description of the transition region and the geometric regime. The first is to make the model converge (high pass limit) following the modified Sheng & Hay (1988) formulation (Eq. 3.7) under the assumption that the scatterers, here the aggregates, are made out of solid material, and backscatter sound accordingly, yet to a lesser extent due to the presence of interstitial water. The second is to make the model converge as a fluid sphere, according to a modal series solution converged after two terms to account for the lack of symmetry of the particle (Pieper & Holliday 1984; Stanton 1989; Holliday & Pieper 1995), as would a weakly scattering body. The latter cases nearly correspond to the case where

the same effective density is applied for all sizes of potential particles in Thorne *et al.* (2014) model except the ratio of velocities is not limited to values superior to 1. These models have the same behaviour in the Rayleigh regime but diverge as  $ka > 1$  (Fig. 3.4). Those two assumptions state the upper and lower limits of the envelope of a supposed location of the transition region for weighted solid-fluid particles of invariant porosity with size. If not on the total mass concentration estimate, this divergence in the  $ka \approx 1$  region will have an impact in the equivalent sphere radii determination, itself depending on form function ratios at different frequencies (Thorne *et al.* 2011).



**Figure 3.4:** Illustration of the models used to invert the backscattered signal from the aggregated particles suspension. Solid lines depict the modified Sheng & Hay model, dashed and dotted lines the Truncated Fluid Sphere model.  $N$  is the porosity chosen as input for the backscattering model. The dash-dot line corresponds to Thorne *et al.* (2014) model. The parameters necessary to compute the model are given in Thorne *et al.* (2014).

The major difference with Thorne *et al.* (2014) model resides in the absence of density change with size, as they introduced in equation 7 of their paper. This change in density indeed induces a fluid like behaviour of the particle (linked to an increase in porosity), the latter increasing with



$ka$  values hence leading to the so-called solid-fluid transition. Fixing the porosity of the weighted particle results in fixing the effective density of the flocs in Thorne *et al.* (2014) model. Such hypothetical weighted particles might well describe what happens in nature, yet for a limited range of sizes and by extension for a limited range of  $ka$  values.

The presented models can thus be considered consistent for the Rayleigh regime as considering particles of weighted densities but both of them are expected to become less and less close to reality as  $ka$  values increase in the geometric regime. In practice, such cases do not exist and thus the application of those models is limited to small  $ka$  values ( $ka \leq 1$ ), and to some extent to a reasonable maximum size of aggregates, as those observed in nature ( $< 1$  mm). However, it is important to clearly define the transition region around  $ka = 1$ . Further in this study, the model will be limited to  $ka$  values located before the geometric region ( $ka < 2$ ).

In this article no assumptions on the sediment attenuation were made. There is no way to know exactly the influence of the viscous and scattering contributions of the total sediment absorption (MacDonald *et al.* 2013) for such particles. During our experiments, the observed total absorption due to sediment was negligible, although some moderate turbidity events occurred. Thus in this study, we will suppose that the total attenuation due to sediment is negligible, as this was observed with *in situ* ABS profiles for the highest concentrations.

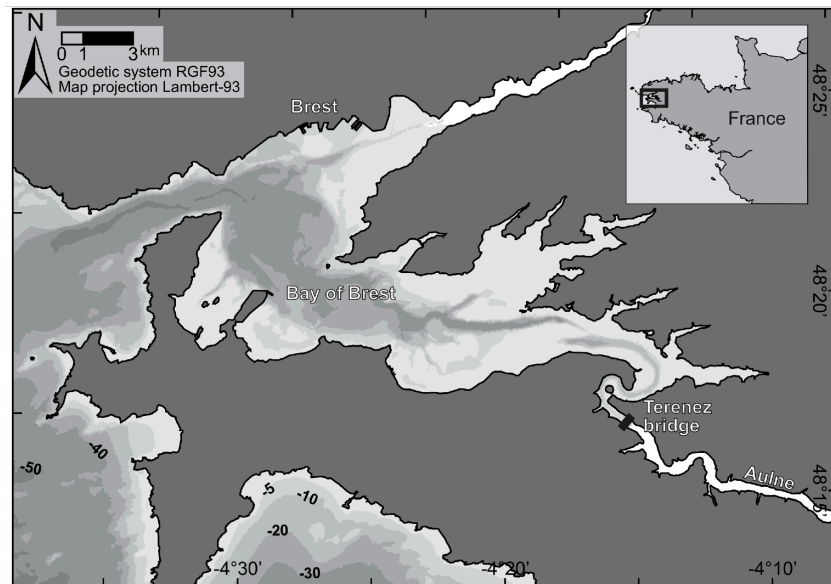
### **3.2.3. Field Experiment**

#### **3.2.3.1. Study site**

All measurements were acquired in the Aulne river estuary in Brittany, north-western France. The Aulne river estuary is a shallow, macrotidal tributary of the Bay of Brest. Its average discharge is  $24 \text{ m}^3/\text{s}$ , with a maximum in February and minimum in August (Allen *et al.* 1980), carrying approximately 7000 tons of suspended sediment in the Bay of Brest (Bassoulet, 1979) each year. The estuary extends approximately 30 km upstream from its mouth, at the dam of Guily-Glaz, the latter stopping landward tidal propagation. The sediment bed in the estuary is

characterized by a combination of sand and silty-mud, with broader material located downstream. *In situ* samples from Bassoulet (1979) reveal an evolving composition of the mud layer lying on the riverbed, with porosity from 0.65 to 0.9. The principal minerals in suspension have been identified as phillitic clays, composed of illite, chlorite, kaolinite and micas (Bassoulet, 1979). The mass concentration of suspended sediment varies seasonally, with highest values observed in winter flood ( $> 1$  g/L) and lowest in summer ( $< 30$  mg/L). These fine-grained cohesive minerals are subject to the process of flocculation: in suspension, they have mostly been observed as small aggregates (microflocs) of sizes inferior to 100 microns, with local events of intense flocculation forming bigger aggregates.

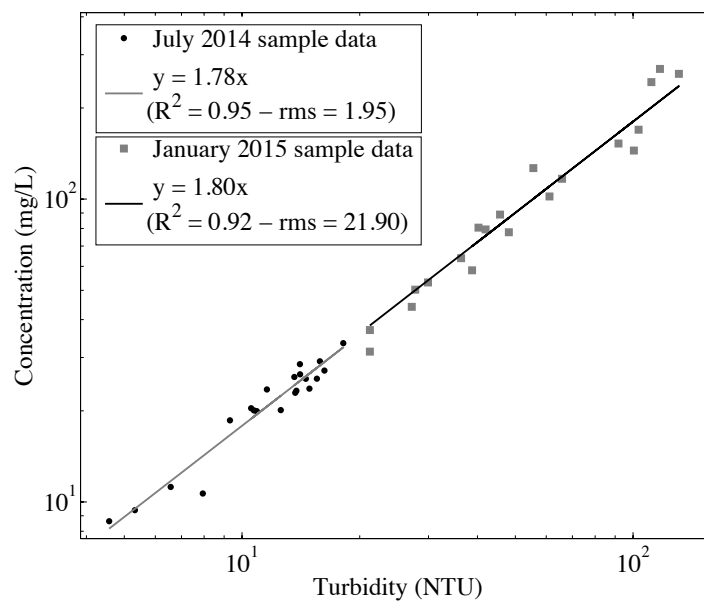
### 3.2.3.2. Equipment and survey protocol



**Figure 3.5:** Aulne estuary location. The Terenez bridge is located at the end of the estuary ( $48^{\circ}16'07.38''$  N,  $4^{\circ}15'48.43''$  W)

Two similar experiments were conducted at a fixed location under the bridge of Térénez in the Aulne estuary (Fig. 3.5) in July 15<sup>th</sup> 2014 and January 21<sup>st</sup> 2015. These two days correspond to two periods of spring tides, both having a tidal range of 8m, but respectively at low level and flood state of the river. During more than 6 hours of sampling during ebb, regularly spaced

multifrequency (Aquascat 1000S), *in situ* granulometry (LISST 100-X) and physical parameters (YSI KOR-EXO 1 multi-parameters probes recording salinity, temperature, pressure and turbidity) profiles of the water column were acquired. All instruments were attached horizontally to the same weighted downcasting structure, ensuring consistency between the different measurements provided by the instruments. *In situ* water samples were collected using a heavily weighted Niskin bottle at the same time intervals at a constant depth of 6 m (July) and 8 m (January). The uncertainty on the sampling depth was estimated at +/- 0.5 m due to high discharges events for both experiments (>180 m<sup>3</sup>/s). Each sample was filtered using Millipore GF/F 25 mm and weighted to determine the Suspended Sediment Concentration (SSC). Turbidity data were further converted into SSC, thanks to the linear relationship existing between the water collected and the turbidity measured at 8 m, as shown in Fig. 3.6. The highlighted relationships appear to be independent of the time of year as outlined in several other unpublished observations.



**Figure 3.6:** Turbidity – concentration relationship obtained from optical and *in situ* samples for both July 2014 and January 2015 experiments

### 3.2.3.3. Multifrequency Aquascat 1000S data

The Aquascat 1000S measures the root-mean-square backscattered voltage  $V_{rms}$  at 4 frequencies (0.5 – 1 – 2 – 4 MHz) on several cells at each ping. The length of the cells can vary from 2 mm to 40 mm. It was set in the experience to 5 mm for a total length of 1.28 m of measurements so that a total of 256 cells are recorded at each ping. The ping rate was set to 8 Hz and ensemble averaged every eight pings are computed before correcting for absorption, spherical spreading and other system-dependent parameters. The measured acoustic backscatter values finally resulted in an average of 100 sampling points centred around 0.5 m, with a pulse length of 6.67  $\mu$ s.

Different notations exist in the literature to describe the backscattering characteristics of a particle (Sheng & Hay, 1988; Stanton, 1989; Thorne & Hanes, 2002). More precisely, Medwin & Clay (1998) express the relation between the form function described in equation 3.5.2 and the backscattering cross-section  $\sigma_{bs}$  of equation 3.9 as follows:

$$\sigma_{bs} = \left(\frac{af}{2}\right)^2 \quad (3.9)$$

Using equation 3.3 and 3.9, the volume-backscattering strength ( $S_v$ ) and volume-backscattering coefficients ( $s_v$ ) can be written as follows:

$$s_v = \left( \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{V_{rms} \psi r}{4K_t} e^{2r(\alpha_w + \alpha_s)} \right)^2 \quad (3.10.1)$$

$$S_v = 10 \log_{10}(s_v) \quad (3.10.2)$$

The attenuation due to water was calculated according to Francois & Garrison (1982) model. Sound speed calculation was performed using Chen & Millero (1977) formula. Attenuation due to sediments was neglected in this context. Once converted into  $s_v$  values, the data were averaged over 100 sampling points, so that a complete profile is obtained with one  $s_v$  value per depth.

Then the data were averaged over 0.5 m vertical bins. Every  $s_v$  measurement is thus the average of approximately 400 values. The volume-backscattering coefficients obtained for each depth will then be inverted following the Non-Negative Least Square method (NNLS). The NNLS method has been employed and validated before in a same context of multiple-frequency acoustical estimation and is well documented in the literature ( Lawson & Hanson, 1974; Greenlaw & Johnson, 1982, 1983; Holliday & Pieper, 1995; Hwang *et al.*, 2007). The concept rests upon considering that the measured  $s_v$  is the linear combination of the individual contributions of the particles present in the sampled volume:

$$s_v(f) = \sum_i \sigma_{bs}(a_i, f) * N_i \quad (3.11)$$

With  $a_i$  the equivalent sphere radius,  $f$  the frequency,  $N_i$  is the abundance (or numerical density) of particles with an equivalent sphere radius  $a_i$  in number/m<sup>3</sup>.

The unknown of the inverse problem is the abundance  $N_i$  (Eq. 3.11) of particles with an equivalent sphere radius  $a_i$ . As input, the algorithm needs a vector of mean volume-backscattering coefficients measured at the  $m$  used frequencies, and the user has to choose a size vector indicating the  $n$  assumed equivalent sizes of the occurring particles. In practice the number of sizes of interest must not be larger than 4 times the number of frequencies (Greenlaw, 1979; Lebourges-dhaussy, 1996). The user also has to choose a backscattering model for the determination of  $\sigma_{bs}$  for each input size and measured frequency. Equation 3.11 can be written as the following matrix system, after normalization by  $s_v$  and adding of a damping parameter  $\lambda$  to overcome potential under-determination issues and constrain the choice of the solution:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \frac{\sigma_{bs}(a_i, f)}{s_v(f)} \\ I(n) * ||A|| * \lambda \end{pmatrix}}_A * N = [1 \dots 1 \ 0 \dots 0]^T \quad (3.12)$$

This final system of equation 3.12 can now be inverted using the NNLS algorithm.  $A$  here refers to the inversion matrix. The optimum damping parameter  $\lambda$  in this context is  $10^{-6}$ , assuring

that the norm of the solution and the associated residual error is minimal (Lawson & Hanson, 1974; Greenlaw, 1979). The  $N_i$  abundances can further be converted into equivalent sphere volumes ( $v_i = N_i \frac{4}{3} \pi a^3$ ) in order to obtain a volume concentration, and if the density of the particles is known, into a mass concentration ( $M_i = \rho_s N_i \frac{4}{3} \pi a^3$ ).

When using this kind of acoustic inversion methods, a particular attention has to be paid to the choice of the size vector. The combination of measured frequencies and size classes chosen as input, or the parameter  $ka$ , has to cover the transition region between Rayleigh and geometric scattering so that the elements of the inversion matrix can be linearly independent (Greenlaw 1979; Lebourges-dhaussy 1996). In this study, as using frequencies ranging from 0.5 to 4 MHz, the minimum size to choose in order to avoid such problems is close to 30  $\mu\text{m}$  ( $ka > 0.5$ ), assuring that the elements of the matrix are linearly independent. To the contrary, the larger size chosen was set to 600  $\mu\text{m}$  assuring that the model won't span through the geometric region, which is uncertain in this context. As there were little chances to observe large sized particles/flocs (only one event of high flocculation occurred during the first experiment in July 2014), the latter vector was logarithmically spaced to better represent the sizes of interest.

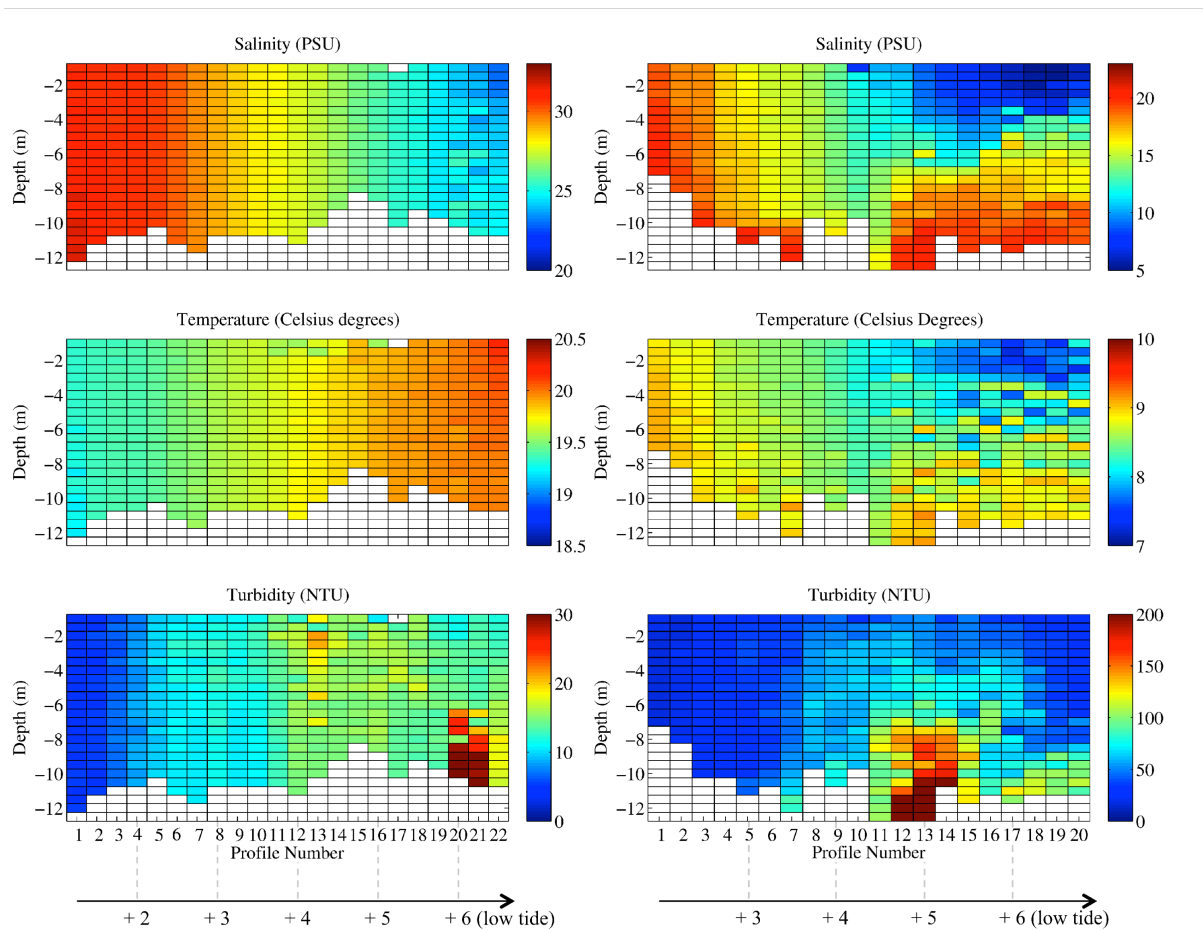
There is no fundamental need to integrate the models over the size distribution of the suspended particles to solve the inverse problem. Indeed, integrating this parameter in the models would suggest that the NNLS solutions would return a solution for a unique size class, equal to the mean size of the particles in suspension. Moreover, as will be seen in the next section, the determination of the width parameter can become intricate when using *in situ* measurements: the particle size distribution is not always obvious, and can only be approximated by standard distributions such as the log-normal distribution.

### **3.2.4. Results**

#### **3.2.4.1. Physical parameters**

Figure 3.7 shows the evolution of salinity, temperature and turbidity profiles during the whole experiments (July 2014 and January 2015). The time lapses between each profile are about 15

minutes for both experiments. For the January experiment, the first profiles (1 to 10) were delicate to achieve due to the presence of a strong current preventing the downcasting structure to reach the bottom of the river. Only half of the water column could be sampled then. More generally, a specific attention was paid to the immersion depth of the downcasting structure in order to avoid touching the bottom of the river, thus leaving a gap of at least 1 to 2 meters between the structure and the bottom.



**Figure 3.7:** Physical parameters variation for both July (left panel) and January (right panel) experiments. From top to bottom, Salinity (PSU), Temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) and Turbidity (NTU) are displayed. The bars below both columns indicate the tide time (in hours) after high tide (+0)

The vertical structure of the water column is quite different from one experiment to the other. The July experiment is characterized by a homogeneous water column (Salinity, temperature and turbidity), the fresh water from the river slowly taking the upper hand on the salt water from the sea (ebb context). To the contrary the vertical structure of the January experiment is marked by

its strong salinity temporal gradient. Its position in the water column evolves with the tide, nearly reaching the surface in the end of the experiment. Temperature variations of both experiments are quite limited in amplitude, with an increase from 19 to 20 degrees observed in July and a decrease from 9 to 7.5 degrees in January. A small temperature gradient appears in the end of the January experiment, due to the presence of unmixed fresh water coming from the river after the slack tide. The recorded turbidities are highly different between July and January, the former being characterized by a slow evolution throughout the experiment (10 – 50 NTU), with no variation recorded on the vertical, the latter by a moderate turbidity event localized in time and depth between profiles 7 and 18 (16 – 300 NTU). The values in NTU were further converted in mg/L according to the linear relations shown in Figure 3.6. The salinity and temperature values were from their end used to compute the water density throughout the experiments.

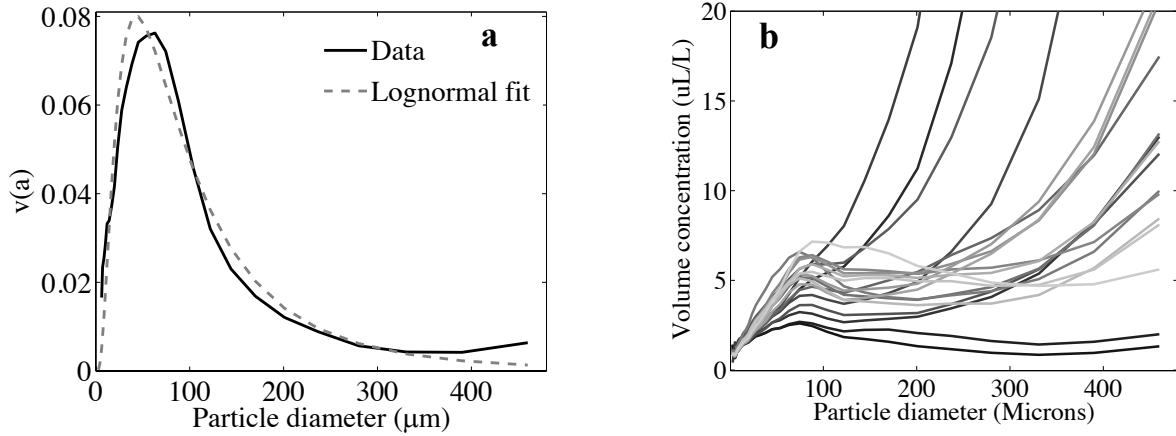
#### **3.2.4.2. LISST data analysis**

Probability Density Functions of the grain size distribution by volume were retrieved with the LISST 100-X type C data in the range 2.5 – 500  $\mu\text{m}$  (Agrawal & Pottsmith 2000; Gray & Gartner 2009). These instruments are known to successfully determine the Particle Size Distributions (PSD) of natural sediments and the size of monosized suspensions with 10% of accuracy (Traykovski *et al.* 1999; Gartner *et al.* 2001; Gray & Gartner 2009). The optical inversion was performed using a Kernel matrix designed for spherical particles (Agrawal & Pottsmith 2000; Andrews *et al.* 2010; Andrews *et al.* 2011), designed for general application to a wide range of natural particles. The data were systematically resampled every 0.5 m.

From one experiment to the other the PDF by volume follows a lognormal distribution  $v(a)$ . The modes of the observed distributions are nearly constant during both experiments. On Figure 3.8-a. it appears quite clear that most of the suspended material accounting for the total concentration is aggregated, forming small aggregates of diameters inferior to 100  $\mu\text{m}$ . These particles will also be subjected to account for most of the backscattering from sound observed with the ABS. For the last 4 profiles of the July experiment, as well as for several isolated profiles collected during the January experiment, exceptions occur as the shape of the distribution changes for the upper part of the water column, with higher volume concentrations observed in



higher size bins (Fig. 3.8-b). This phenomenon, coupled with some fitting approximations, prevents the normalized standard deviation of the distribution to be found precisely.

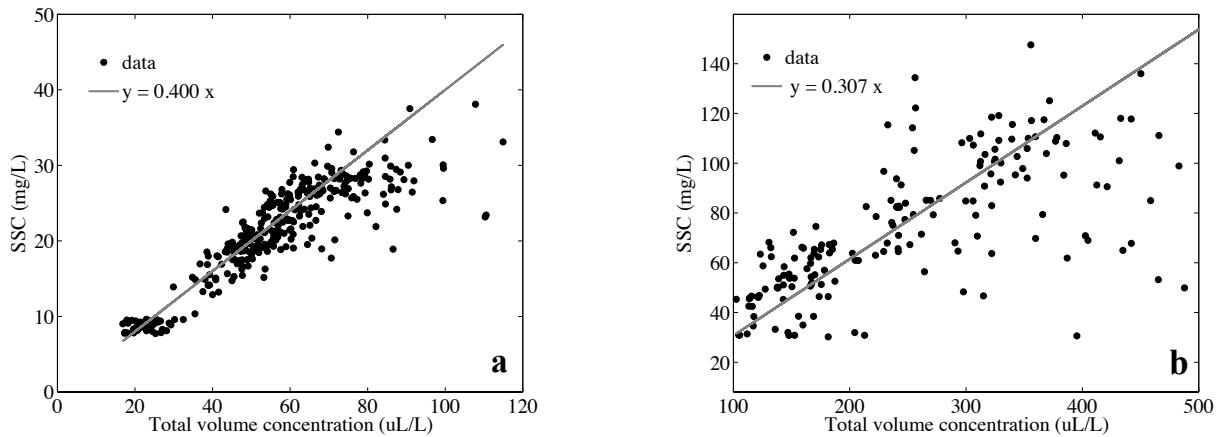


**Figure 3.8:** (a) Lognormal fit to the Probability Density Function by volume (January experiment, profile 8, 6m); (b) PDF by volume of Profile 22 of the July experiment, darker curves representing the surface, and lighter the bottom.

Globally in January, LISST data are of lesser quality. Divergences appear when the concentration exceeded  $\sim 150$  mg/L, coupled with the ascension of the salinity gradient causing schlieren, making the results from the LISST untruthful (Styles, 2006; Mikkelsen *et al.* 2009). The LISST was indeed not equipped with a path-reduction module to reduce the optical path in contexts of high turbidity. Those data were thus discarded from the analysis, and the assumption that the volume distribution was similar to the one observed at the beginning of the experiment was made. The normalized standard deviation  $\delta$  (Eq. 3.4) remained approximately similar for both experiment, between 0.85 and 0.95 for most cases.  $\delta$  mean value in July was found to be  $0.87 \pm 0.05$  and  $0.9 \pm 0.2$  in January, revealing a broad distribution of the suspended material during both experiments.

In addition, it is possible to estimate the effective density of the flocs  $\rho_{eff}$  using total volume concentration  $V_{tot}$  observed by the LISST over its entire set of rings ( $M = \rho_{eff}V_{tot}$ ). Figure 3.9 represents the output of this relation for the January and July experiments, revealing an effective density of respectively  $\sim 300$  kg/m<sup>3</sup> and  $\sim 400$ kg/m<sup>3</sup> nearly constant in both experiments

in spite of the broad particle size distributions. The linear trend of the January experiment is harder to distinguish. These values are the result of several empirical relations (LISST calibration, spherical kernel matrix, water samples filtration and weighting, turbidity-concentration relationship), which bring high uncertainties (not estimated here) to the final result. However, in view of these results, it is possible to assert that the effective density in January was lower than in July, and seem to be constant during the whole experiment.



**Figure 3.9:** Effective density estimation using optical turbidity converted into mass concentration according to the relations mentioned in Fig. 3.6 and total volume concentration recorded by the LISST, for (a) the July and (b) the January experiments. Most of the total volume concentrations of the January experiments are not displayed in this figure.

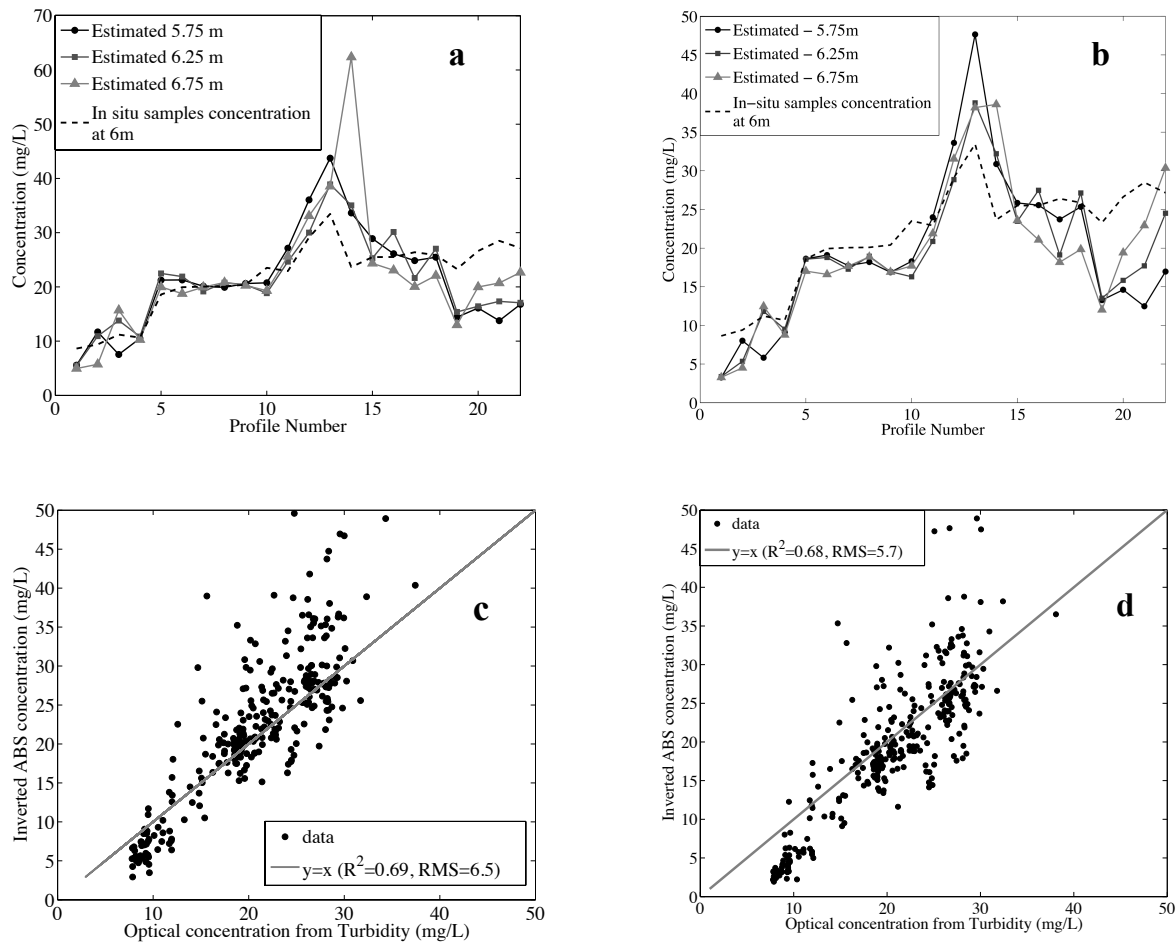
### 3.2.4.3. Inversion outputs

In order to proceed with the acoustic inversion, the last parameters to be determined are the density of the elementary particles and an estimate of the porosity of the aggregates. Those parameters will particularly impact the intrinsic scattering properties of the suspension, preventing the multifrequency inversion to reach a high degree of accuracy. Bassoulet (1979) described the riverbed of the Aulne as a muddy environment composed of phyllitic clay. Usually, the particle density of normal soils is around  $2650 \text{ kg/m}^3$ , but the presence of heavy minerals tends to increase this density (eg. Hematite, micas, illite, chlorite). A reasonable value for this type of clay soil can be fixed to  $2830 \text{ kg/m}^3$  (Wang *et al.* 2001; Osipov, 2012). The latter will be

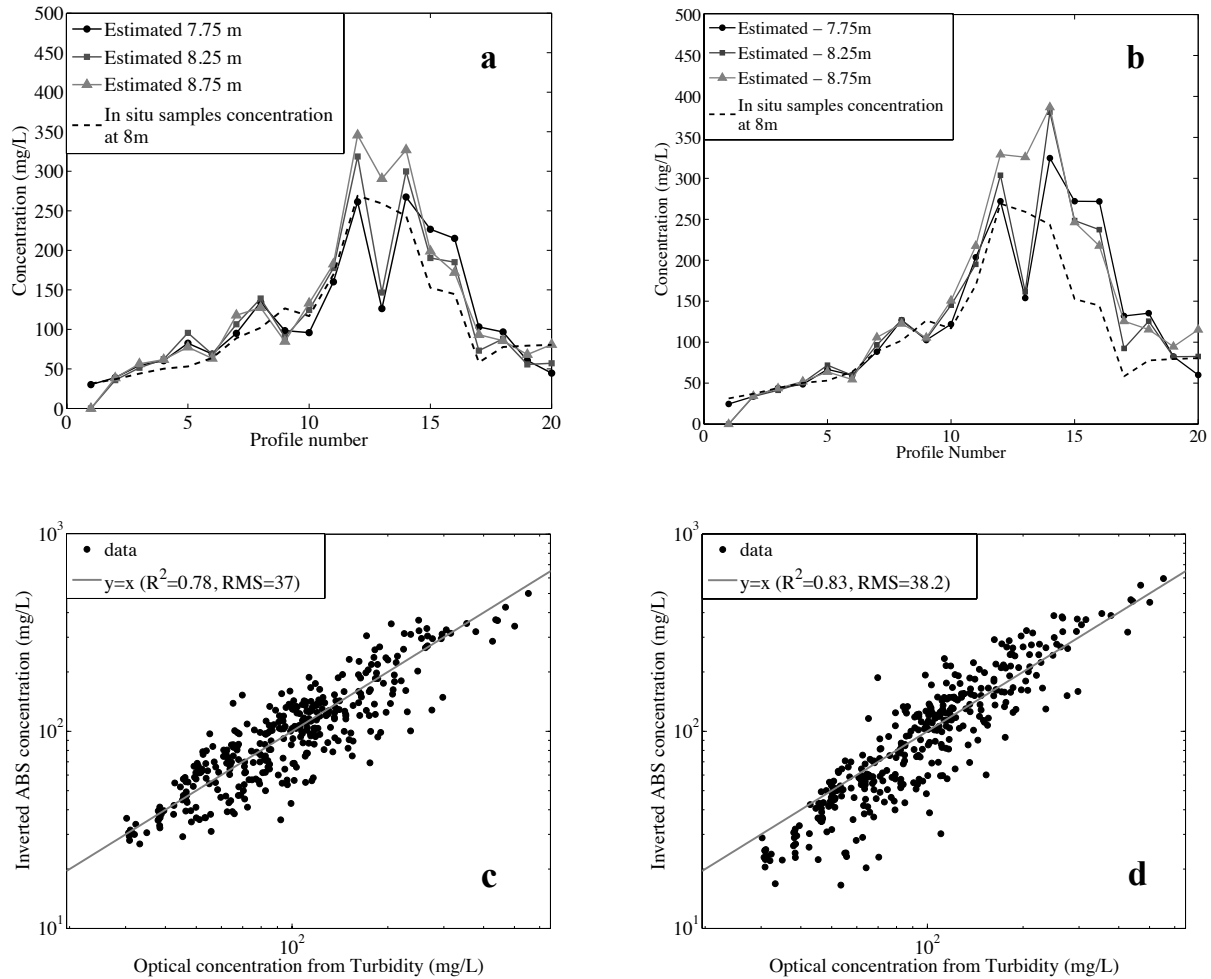
used for the following inversion. Correspondingly, the sound speed in the primary particles was chosen equal to 3400 m/s (Castagna *et al.* 1985; Han *et al.* 1986).

The assumption of a fixed porosity is introduced in the model as input for the inversion. If the particles do possess the same effective density throughout the experiments and that the latter does not change according to the floc size, the inversion is supposed to return a reasonable fit to the *in situ* evaluation of the mass concentration. For each experiment, an optimal porosity (for which the best fit is observed between the concentration estimate and the *in situ* measurements) was thus determined for the two models exposed earlier.

In parallel, porosities of the Aulne surface sediment are exposed in Khalil *et al.* (2013) at three different stations along the estuary, for February, May, July and October 2009. These values (Table 1. of Khalil *et al.* (2013)) will be used as reference for comparing the actual values to be used in the inversion. Khalil *et al.* (2013) indicate a porosity of the surface sediment near Térénez bridge of  $N = 0.9$  for their February sampling (*i.e.* corresponding to a solid-fluid particle with a density of  $\sim 1190$  kg/m<sup>3</sup>). This data value is the closest to the January experiment, characterized by a high river discharge. Such a high porosity can be explained by the occurrence of strong currents tending to increase the soil erodibility, thus leaving a highly porous water-sediment interface covering the riverbed. Similarly, Khalil *et al.* (2013) indicate a porosity of  $N = 0.8$  in July 2009 near Térénez bridge (corresponding to a solid-fluid particle with a density of  $\sim 1380$  kg/m<sup>3</sup>). These values are susceptible to change according to the environmental conditions (measurements collected in 2009) as well as along the river and during the experiment (Khalil *et al.* 2013), but they offer a consistent order of magnitude of what could occur in the suspension of flocculated sediments. In addition, the collected measurements in 2009 indicate that the general trend of surface sediment porosity is seasonal, with higher porosity values in winter and lower in summer. This general trend can as well be observed with the effective densities estimated from the LISST (Fig. 3.9). A higher porosity is *a priori* expected for the January experiment. Figure 3.10 and 3.11 present the results of the inversions for the July and January experiments. For each profile, the mean velocity of sound in the water and mean density of the water were added to the inversion to take effect on the weighted particle density and speed of sound calculation.



**Figure 3.10:** Outputs of the inversions for the July experiment for (a) the high-pass model and (b) the Truncated fluid sphere (TFS) model at sampling depth. Below lies the overall comparison between the optical turbidity converted into mass concentration (Fig. 3.6) and mass concentration output estimated using (c) the high-pass and (d) TFS models.



**Figure 3.11:** Outputs of the inversions for the January experiment for the high-pass model (a), the Truncated fluid sphere model (b) at sampling depth. Below lies the overall comparison between the optical turbidity converted into mass concentration (Fig. 3.6) and mass concentration output estimated using the high-pass (c) and TFS (d) models.

For what concerns the January experiment, the optimum porosity value for the high-pass convergence model appeared to be  $N = 0.89$  (*i.e.* effective density  $\sim 200 \text{ kg/m}^3$  for a mean density of water of  $1015 \text{ kg/m}^3$ ), whereas the one for July was estimated to be  $N = 0.87$  (*i.e.* effective density  $\sim 235 \text{ kg/m}^3$  for a density of water of  $1025 \text{ kg/m}^3$ ). Obviously, these values entirely depend on the primary particle density chosen previously, and would be different for different densities. Similarly, the optimum porosities inputs for the truncated fluid sphere model were  $N = 0.94$  for the January experiment, corresponding to an effective density of the

aggregates equalling  $109 \text{ kg/m}^3$ , and  $N = 0.93$  for the July experiment, leading to an effective density of  $126 \text{ kg/m}^3$ . The output of the inversions remains in the same order of magnitude than the actual *in situ* concentrations.

No comparison with Thorne *et al.* 2014 model was possible since no information about  $C_f$  and  $m$  were available. As pinpointed by Thorne *et al.* (2014), changes in the values of  $C_f$  and  $m$  in equation 7 of their paper lead to important differences for the modelled value of the modified form function. In addition, it appears quite clear on Fig. 3.10 that the effective densities are more or less constant during the experiments, in spite of the broad particle size distributions.

The advantage of the NNLS algorithm is that it provides the volume concentration found for each input size chosen by the user. Their summation returns the total volume concentration estimate, which is the most reliable result even in case of misattribution of the solution in the size classes (Holliday & Pieper, 1995). The latter can be converted into mass concentration thanks to the weighted particles densities.

Figure 3.10 and 3.11 display the results of the inversion. Both inversions output reasonable results, yet more spread as the concentration increases. It appears that the truncated fluid sphere model better fits to the *in situ* mass concentrations converted from the turbidity observations (Fig. 3.11-d,  $R^2 = 0.83$  in January). Concerning the July experiment, the poor range of mass concentrations experienced is certainly at the origin of the lower  $R^2$  coefficients (0.69 for the modified high-pass model and 0.68 for the TFS model) however a clear linear trend can be drawn on the graphs Fig. 3.9-c-d. Moreover, below 10-15 mg/L the algorithm underestimates the actual concentration. The spreads of the scatterplot are similar in July for both inversions; this is also the case for the January experiment, even if the TFS outputs seem to be affected by the same underestimation problem than during the July experiment for the low concentrations (Fig. 3.11-c and 3.11-d RMS of 38 mg/L against 37 mg/L for the modified high-pass model). However, the correlations remain high for both model outputs in January.

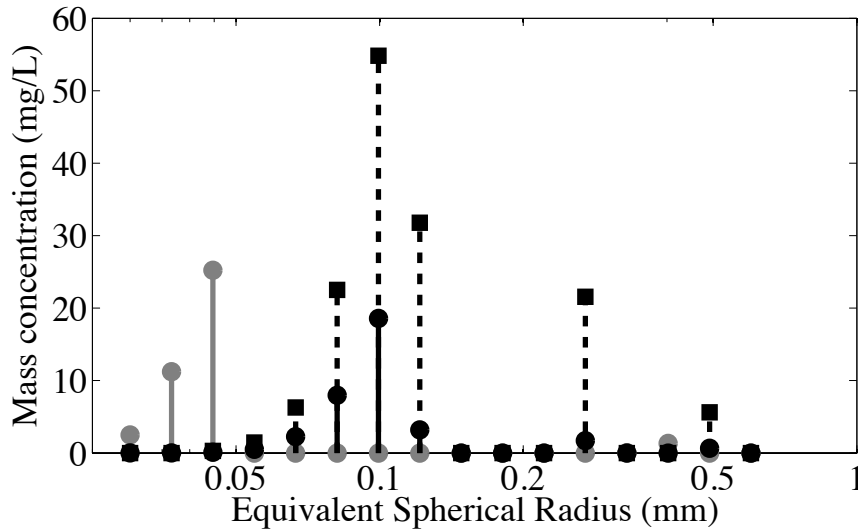
During the high turbidity event after profile 11 of the January experiment, the acoustic concentrations are higher than the actual sampling values (Fig. 3.11-a, 3.11-b). To the contrary,

the inversion output underestimates the concentrations for the last 4 profiles of the July experiment (Fig. 3.10-a, Fig. 3.10-b).

Fig. 3.12 shows the main scatterers equivalent spherical radii identified by the NNLS algorithm. Equivalent spherical radii can be defined according to the volume distribution of the suspension as follows:

$$a_e = \left( \int_0^{\infty} a^3 v(a) da \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.13)$$

Equation 3.13 can be used to estimate the equivalent spherical radius of the suspension seen by the LISST instrument. For what concerns the July experiment, most of the scatterers identified with the high-pass model possess an equivalent spherical radius in the range [30 – 40]  $\mu\text{m}$ . This result broadly corresponds to the median radii observed by the LISST on most of the profiles but is far from corresponding to the equivalent spherical radii calculated from the LISST volume distribution using equation 3.13, which remain steady along the experiment around 70-90  $\mu\text{m}$ . To the contrary, using the truncated fluid sphere model the equivalent spherical radii observed are spread around 100  $\mu\text{m}$  and their distribution is broader. The same trend can be observed between the two models during the January experiment (Fig. 3.11). However another mode seems to be identified around 270  $\mu\text{m}$  using the modified fluid sphere model. This mode appears to be more and more represented as the experiment went through, and especially in the first half of the water column (0 - 6 m) between profiles 12 and 17 where a clear overestimation of the *in situ* mass concentration is obtained. Similarly, the same mode begins to appear for the last 4 profiles of the July experiment, where the lognormal fit to the LISST PDF by volume was not optimized due to the presence of bigger aggregates (Fig. 3.8-b).



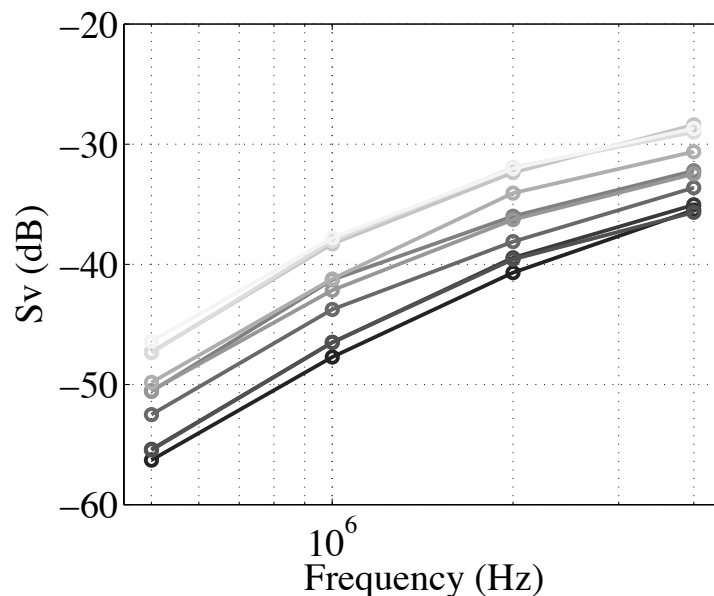
**Figure 3.12:** Mass concentration determined after inversion according to the input equivalent sphere radii (ESR) for the high-pass model (gray line) and the Truncated fluid sphere (TFS) model (black lines) for profile 3 of the January experiment (solid lines) and profile 15 of the July experiment (dotted line).

### 3.2.5. Discussion and conclusions

In this paper we attempted to invert the *in situ* acoustic signal from aggregated particles in a macrotidal estuary by assuming they can be approximated by particles of fixed reduced density. *In situ* granulometry data from LISST tend to confirm that the effective density of the aggregated particles is somehow reduced (Manning *et al.* 2011) but steady. The porosity of those weighted solid-fluid particles is thus used as an input to the acoustic inversion. Given the volume distributions observed by the LISST for both experiments, and the 4 frequencies used to measure the backscattering of the suspension (0,5 to 4 MHz), the region of interest of the backscattering model used to invert the signal is expected to be located in the near Rayleigh and transition region around  $ka = 1$ . Two different models taking account of those reduced density particles were used to invert the acoustical signal. Both do possess similar shapes in the Rayleigh regime, where the Target Strength increases according to  $(ka)^6$ , the level of which depending on the ratios of density and compressibility. Beyond the transition region around  $ka = 1$ , the first model



was designed to follow a truncated fluid sphere limit whereas the other converges towards a high-pass limit. The inversion results are good in terms of mass concentration estimates, fitting rather well to the *in situ* observations. The optimum porosities used to invert the ABS signals are close to the ones observed at the water sediment interface in 2009 during the same sampling periods (Khalil *et al.* 2013). The inversion results according to the modified Truncated Fluid Sphere model seem to agree more to the *in situ* observations. This kind of models has been successfully applied by the past for small marine zooplankton (Greenlaw 1979; Holliday & Pieper 1995; Lebourges-Dhaussy *et al.* 2014) and is still in use nowadays. Several authors would approximate this model by a standard high pass model as presented here (Johnson 1977; Stanton 1989), also consistent with a weakly scattering body. However, these models most of the time underestimate the target strength of a single particle in the near  $ka = 1$  region, turning point of the order 2 approximation filter, which is of interest here. High pass models can bring uncertainties up to several decibels compared to modal series solutions.



**Figure 3.13:**  $S_v$  evolution according to frequency and depth. The darker lines correspond to surface whereas the lighters correspond to bottom. Example taken on Profile 14 of the January experiment

In this study, both models return a good approximate of the mass concentration, in spite of the fundamental differences in the transition region. The similarities of the inversion outputs reveal that: (1) the Rayleigh scattering is dominant in the suspension as the recorded  $S_v$  increase with the frequency (Fig. 3.13). In addition, the corresponding identified equivalent spherical radii are located in the near transition region of the models in terms of scattering properties. (2) The difference in the transition region between the two models induce a slight modification of the optimum porosity value corresponding to the best fit to the *in situ* mass concentration observations (In January:  $N = 0.89$  for the modified high-pass model against 0.94 for the modified TFS model - In January:  $N = 0.87$  for the modified high-pass model against 0.93 for the modified TFS model). This implies that any other inversion attempt using a model possessing the same Rayleigh regime, with a transition region contained in-between the ones used here (modified TFS and modified high-pass) may return a potentially good solution, close to the *in situ* observations in this context.

However, as seen on Fig. 3.12, differences are most likely to appear in the ESR attributions responsible for the main scattering of the suspension. Here, the modified high-pass model returns low equivalent spherical radii (30-40  $\mu\text{m}$ ) compared to the TFS model ( $>100 \mu\text{m}$ ), which returns equivalent spherical radii comparable to the actual size distribution observed by the LISST. Both models exposed here may not correspond to the actual intrinsic backscattering properties of the particles of the suspension; however, they do approach the real one in the Rayleigh and near transition region around  $ka = 1$ . In that sense, the modified TFS model constitutes a rather solid approximation of the expected backscattering of sound by aggregated particles.

These results however do suffer of several assumptions made on the suspension. First, the density of the primary particle is unknown. A modification of this value would change the optimum porosity for which the effective density value would remain the same during the inversion. In this case, given the context and the previous observations of the sediments and their content in the Aulne river (Bassoulet 1979b), a density of the primary particles of  $2830 \text{ kg/m}^3$  seems however plausible (Wang *et al.* 2001; Osipov 2012). In addition, the assumptions made on the compressional speed in the primary particle turn out not to be of real importance in case of highly porous aggregates. Had a higher or lower compressional wave speed in the primary particle been

chosen, the Wood's wave speed would have only slightly differ, provided that shear waves are negligible. This fact can be explained by the actual variation curve of compressional speed in unconsolidated granular material computed from several *in situ* observations (Hamilton 1963; Wood 1964; Hamilton 1970). For highly porous media, the compressional wave speeds recorded are close to a minimum (near a porosity equal to 0.8) and their values do not evolve importantly around the latter (Hamilton 1970; Akal 2001).

The use of the NNLS algorithm over traditional implicit methods used in suspended sediment dynamics (Thorne & Hardcastle 1997, Thorne & Hanes 2002) studies is motivated by the difficulties encountered in estimating the distribution width. A good estimation of the latter would indeed have permitted to compute the ensemble averaged backscattering model, and determine the mean particule radius of the suspension. Yet, if the size distribution width is underestimated, the estimated mean sizes (and concentration) are likely to be overestimated (underestimated), and *vice versa* (Moate & Thorne 2009). Moreover, adding an effect of a size distribution in the model enhances scattering in the Rayleigh regime, while reducing scattering in the geometric regime (Moate & Thorne 2009). The problem can become intricate when only relying on the Rayleigh and transition region of a backscattering model, the latter being reoriented according to the size distribution. This highlights the need to control information relative to the size distribution in order to successfully invert the acoustic signal at multiple frequencies using ensemble averaged models.

Finally, the vertical averaging of the water parameters might also partially account for the observed differences, especially in the salinity gradient at the end of the January experiment, where the salinity varies from 5 to 25 PSU, leading to localized under- and overestimations of water density and speed of sound in the water (Fig. 3.7).

To conclude, the models proposed here do not constitute definitive answers to the question of suspended aggregated sediments quantification by acoustics. They seem to offer a mean to estimate the suspended load in case of highly porous aggregated cohesive sediments of reasonable size (<200 microns). However, this method might as well reveal itself as site dependant, and needs to be addressed in other situations, and with aggregates of different sizes

and effective densities. The assumption of steady porosity with particle size is also not mandatorily exact in all *in situ* cases. Yet in this particular context, this might reveal the existence of a close relationship between the mechanical properties of the aggregated particles in suspension and those lying on the water-sediment interface, likely to be easily re-suspended in contexts of high constraints on the riverbed. To some extent, this method could thus be used to roughly estimate the degree of porosity of the water sediment interface, with *a priori* knowledge on the primary particles density.

### **3.3. Conclusions et perspectives sur les apports du multifréquence**

Deux points principaux sont à retenir des résultats précédents : 1/ la construction d'un modèle adapté à la suspension d'intérêt, en l'occurrence ici une suspension de particules cohésives formant des petits agrégats de porosité constante, et 2/ l'inversion de données multifréquences suivant ce modèle par la méthode des moindres carrés à contrainte non-négative pour en dégager une double information concernant la concentration volumique rangée par classes de tailles équivalentes. Ces deux points sont cruciaux si l'on cherche par la suite à inverser le signal issu d'un sondeur multifaisceaux.

#### **3.3.1. Modèle adapté à la suspension**

Sur les deux modèles considérés dans la section 3.2 (convergence solide et convergence fluide), celui référant à la sphère fluide tronquée semble renvoyer des résultats plus en accords avec les résultats des autres instruments : la concentration massique totale obtenue après inversion est mieux corrélée aux observations optiques issues du turbidimètre, au préalable calibrées en concentration grâce aux prélèvements d'eau, et le spectre de tailles est très similaire aux résultats issus du LISST. Ce modèle a été retenu dans le cadre de ces travaux de thèse. Plusieurs commentaires se dégagent de ces observations :

- ❖ Hypothèse sur la forme des agrégats : Le modèle sphère fluide tronquée pondéré de la porosité des flocs semble décrire correctement les propriétés de rétrodiffusion de la suspension. Cependant, la forme des agrégats peut être très variable (Manning 2004). De plus, il est très délicat d'observer ces agrégats en milieu naturel sans une instrumentation dédiée (Verney 2006). L'hypothèse faite sur la forme des agrégats suppose donc qu'en moyenne la section efficace de rétrodiffusion se ramène à celle de particules sphériques, dont les irrégularités de forme causeraient des interférences destructives sur les modes supérieurs à 2 de la solution. L'hypothèse formulée sur la forme des agrégats limite l'utilisation de ce modèle, qui force l'interprétation des résultats en considérant une suspension de particules fictives. En particulier, le modèle décrit plus haut est explicitement supposé perdre en efficacité dans le domaine géométrique, du fait des formes complexes de l'onde rétrodiffusée, notamment engendrées par la directivité d'un objet volumineux et non sphérique.
  
- ❖ Hypothèse de la sphère fluide : Les termes de cisaillement dus aux propriétés élastiques des agrégats ont volontairement été négligés dans la construction du modèle de rétrodiffusion. En effet, en se basant sur les résultats de Buckingham (2001), la vitesse de cisaillement des ondes dans les sols poreux est très faible, de l'ordre de 20 à 50 m/s dans le cas présent. La prise en compte de ces paramètres forcerait une résolution plus rigoureuse de l'équation de Helmholtz sous l'hypothèse de sphères élastiques comme présenté par Faran (1956) et face au manque d'observations, la construction d'un tenseur des contraintes serait probablement trop subjective, notamment lorsqu'il s'agit de tronquer la solution modale pour tenir compte des irrégularités de forme.
  
- ❖ Degré de sous-détermination du système d'inversion : Le degré de sous-détermination choisi pour le système (Eq. 3.12) est égal à 4 dans le cas présent, résultant en l'estimation de la solution suivant 16 classes de tailles. L'influence de ce paramètre ne s'avère pas déterminante en terme de solution. En effet, les concentrations totales estimées à partir de degrés de sous-détermination du système d'inversion égaux à 2 et 3 sont semblables à celles déterminées dans le cas présent. Les solutions en termes de rayons équivalents, dont

la détermination est présentée section 3.2.3.3, sont de plus similaires, présentant des écarts maximums de 2  $\mu\text{m}$ .

- ❖ Porosité des flocs : De manière générale, fixer une porosité arbitrairement (ce qui revient en définitive à jouer sur les ratios de densité et célérité) influera sur l'estimation des valeurs de concentrations massiques mais ne change pas fondamentalement la forme du modèle hors domaine de diffusion géométrique (ce qui est le cas ici), et donc la détermination des classes de rayons équivalents. Par extension, dans le cas où l'intérêt est uniquement porté à la distribution de rayons équivalents, il suffirait d'inverser les données multifréquences suivant un modèle dont les variations seraient en accord avec les propriétés de la suspension pour obtenir l'information désirée. Dans le cas présent il est nécessaire d'obtenir à la fois une information relative à la taille équivalente de la suspension et dont la magnitude en concentration massique reflète les observations *in situ*. Les paramètres  $g$  et  $h$  ont été estimés au regard des variations de la densité de l'eau pour une porosité constante. Ces variations restent faibles et n'influent pas sur la magnitude de la section efficace de rétrodiffusion, si bien qu'il aurait été possible d'en prendre une valeur moyenne sur toute l'expérience.
  
- ❖ Taille des agrégats : En définitive, l'information concernant la taille des particules présentes au sein de la suspension est tirée de l'observation à plusieurs fréquences de celle-ci. Cependant, il faut prendre garde à ne pas se situer exclusivement dans le domaine de Rayleigh ( $ka \leq 0.8$ , domaine de linéarité du modèle), sans quoi des ambiguïtés sur la taille des particules apparaissent (Lebourges-dhaussy 1996). Par conséquent, l'inversion n'aurait pas été possible sans les mesures des indices de rétrodiffusion volumique à 2 et 4 MHz, grâce auxquelles la zone de transition entre les domaines de Rayleigh et géométrique est couverte. L'utilisation de fréquences plus importantes aurait pu compromettre l'inversion des données, dans la mesure où le modèle se limite à décrire le domaine de diffusion de Rayleigh et la zone de transition autour de  $ka = 1$ .

### 3.3.2. Rayon équivalent de la suspension

L'utilisation de la méthode des moindres carrés à contrainte non-négative permet l'obtention d'un pseudo-spectre de rayons équivalents des particules en suspension, dont l'ensemble est lié au rayon équivalent de la suspension complète. Ce dernier peut être estimé numériquement à travers l'équation 1.20 en liant la rétrodiffusion issue des contributions des tailles  $a_i$  des diffusants et celle d'une classe de tailles unique équivalente,  $A_e$ , à la suspension (Eq 3.14) :

$$A_e = \underset{a_e}{\operatorname{argmin}} \left( \sum_i N_i \sigma_{bs}(a_i, \nu) - N_e \sigma_{bs}(a_e, \nu) \right) \quad (3.14)$$

Avec  $N_i$  les densités numériques de particules de taille  $a_i$ ,  $\nu$  la fréquence d'observation et  $\sigma_{bs}$  la section efficace de rétrodiffusion. Cette information sur le rayon équivalent s'avère cruciale pour ce qui est de l'inversion de données à une seule fréquence, comme les données issues du sondeur multifaisceaux. Elle va permettre l'estimation directe de la densité numérique de particules, à partir du modèle de rétrodiffusion et de la mesure de l'indice de rétrodiffusion volumique.

$$s_\nu(f) = N_e \sigma_{bs}(A_e, \nu) \quad (3.15)$$

Cette estimation se fait dans ce contexte à partir de 16 classes de tailles (choisies en entrée d'inversion multifréquence) couvrant un spectre de tailles fini (0.03 à 0.6 mm) et fortement discrétisé. Cela suggère l'apparition de potentielles erreurs. On peut d'ores-et-déjà noter que les erreurs commises lors de cette étape de recherche de rayon équivalent de la suspension vont impacter le résultat final de l'inversion monofréquence en concentration.

Les rayons équivalents de la suspension à la fréquence  $f = 300$  kHz dans le cadre de la campagne CACAO2 sont présentés figure 3.14-a. Ils sont comparés aux rayons équivalents au sens optique issus du LISST (Fig. 3.14-b) estimés grâce à l'équation 3.13. Il ne faut pas s'attendre à une estimation identique des rayons équivalents, d'une part car la matrice d'inversion du LISST est construite sous l'hypothèse de particules sphériques, et d'autre part car la solution de l'inversion multifréquence ne renvoie pas une distribution volumique au sens propre, mais un

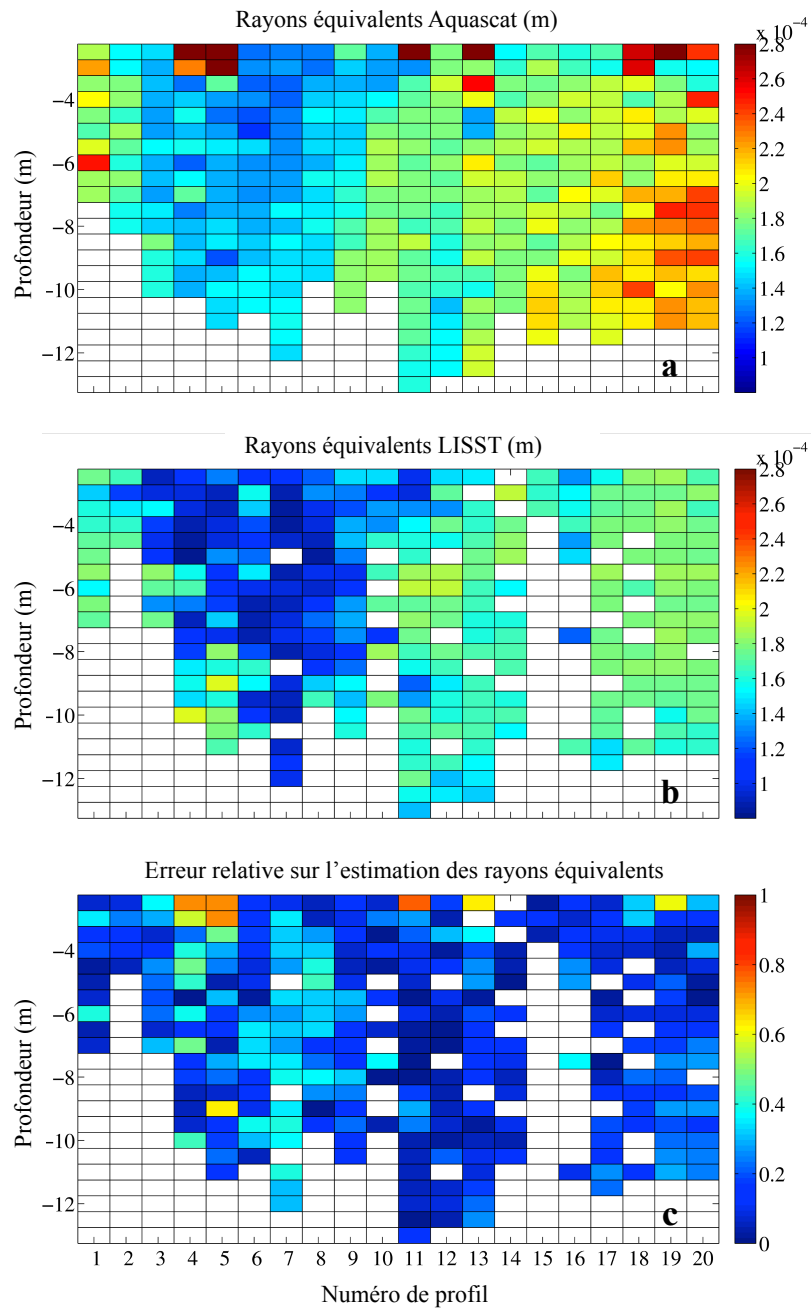
spectre de rayons équivalents sur plusieurs classes de tailles, témoignant du comportement diffusant des particules au sens acoustique (Holliday & Pieper 1995). Néanmoins, sur les figures 3.14-a-b une variation similaire entre les deux valeurs estimées de  $A_e$  au cours de l'expérience est clairement identifiable. Il faut par ailleurs noter au début de l'expérience une différence plus grande de 38  $\mu\text{m}$  en moyenne sur les 9 premiers profils, et 30  $\mu\text{m}$  sur les profils 10 à 20, qui correspondent à des erreurs relatives moyennes respectives de 25 % et 16 % des valeurs issues de l'inversion acoustique (Fig. 3.14-c). Ces résultats illustrent les difficultés à faire correspondre observations acoustiques et optiques.

Si l'on choisissait de se baser sur les rayons équivalents calculés avec le LISST plutôt que sur ceux estimés par l'Aquascat afin de recourir à une inversion monofréquence suivant l'équation 3.15, il en résulterait une différence de lecture en termes de concentration. Comme énoncé à la section 1.3.5, cet écart en termes de rayon équivalent est quantifiable à l'échelle de la concentration, à  $S_v$  constant. Dans le cas présent, cette différence se traduit par le facteur d'écart  $\alpha$  entre le rayon équivalent issu du LISST (indice 1) et celui issu de l'Aquascat (indice 2), si tant est que l'on se place dans le régime de diffusion de Rayleigh.

$$A_{e1} = \alpha A_{e2}, \quad S_v \equiv M A_e^3 \tag{3.16}$$

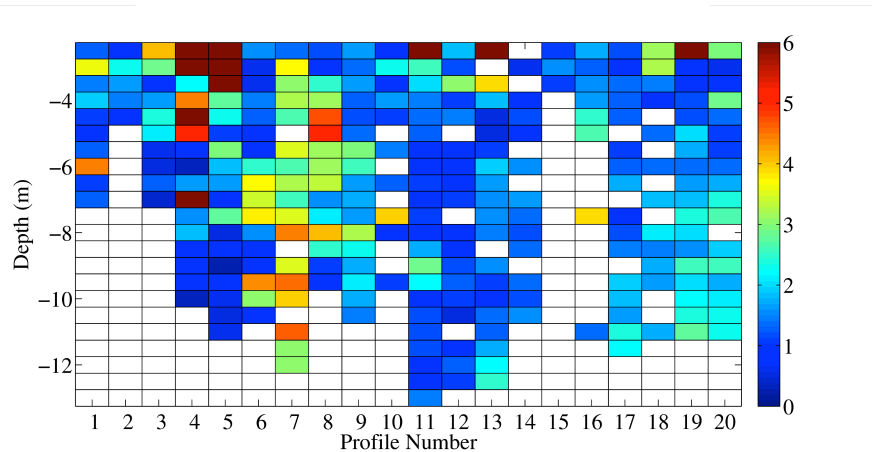
$$\frac{M_1}{M_2} = 10^{30 \log_{10} \alpha / 10}$$





**Figure 3.14 :** Evolution des rayons équivalents de la suspension au cours de l'expérience CACAO2 déterminés (a) par acoustique (Eq. 3.14), (b) par optique (Eq. 3.13). (c) Erreur relative existant entre les rayons équivalents estimés par optique et par acoustique.

La figure 3.15 illustre le facteur d'écart en concentration induit par cet écart d'estimation de rayons équivalents : ce dernier varie de 6 à 1 du début à la fin de l'expérience.



**Figure 3.15** : Evolution du facteur d'erreur sur l'estimation de la concentration induit par la différence de rayons équivalents estimée par optique et par acoustique

### 3.3.3. Apports de l'inversion multifréquence

Dans ce chapitre, une instrumentation multifréquences a été utilisée dans un milieu estuarien en présence d'agrégat. Une nouvelle paramétrisation du modèle sphère fluide tronqué est proposée pour décrire une suspension d'agrégats estuariens, en supposant que ces derniers peuvent être assimilés à des particules de densité effective fixe. Ce modèle a été validé par des mesures optiques *in situ*. La technologie multifréquence couplée à la méthode d'inversion (NNLS) permet d'évaluer la concentration (volumique ou massique) distribuée par classes de tailles équivalentes. Ceci permet une détermination des rayons équivalents de la suspension.

Le modèle sphère fluide tronqué tel que modifié dans ce chapitre peut être soumis à différentes méthodes d'inversion. Par exemple, celles se limitant à seulement deux fréquences en couvrant la zone de transition du modèle, ou encore celles consistant à soumettre les mesures à un problème de régularisation.

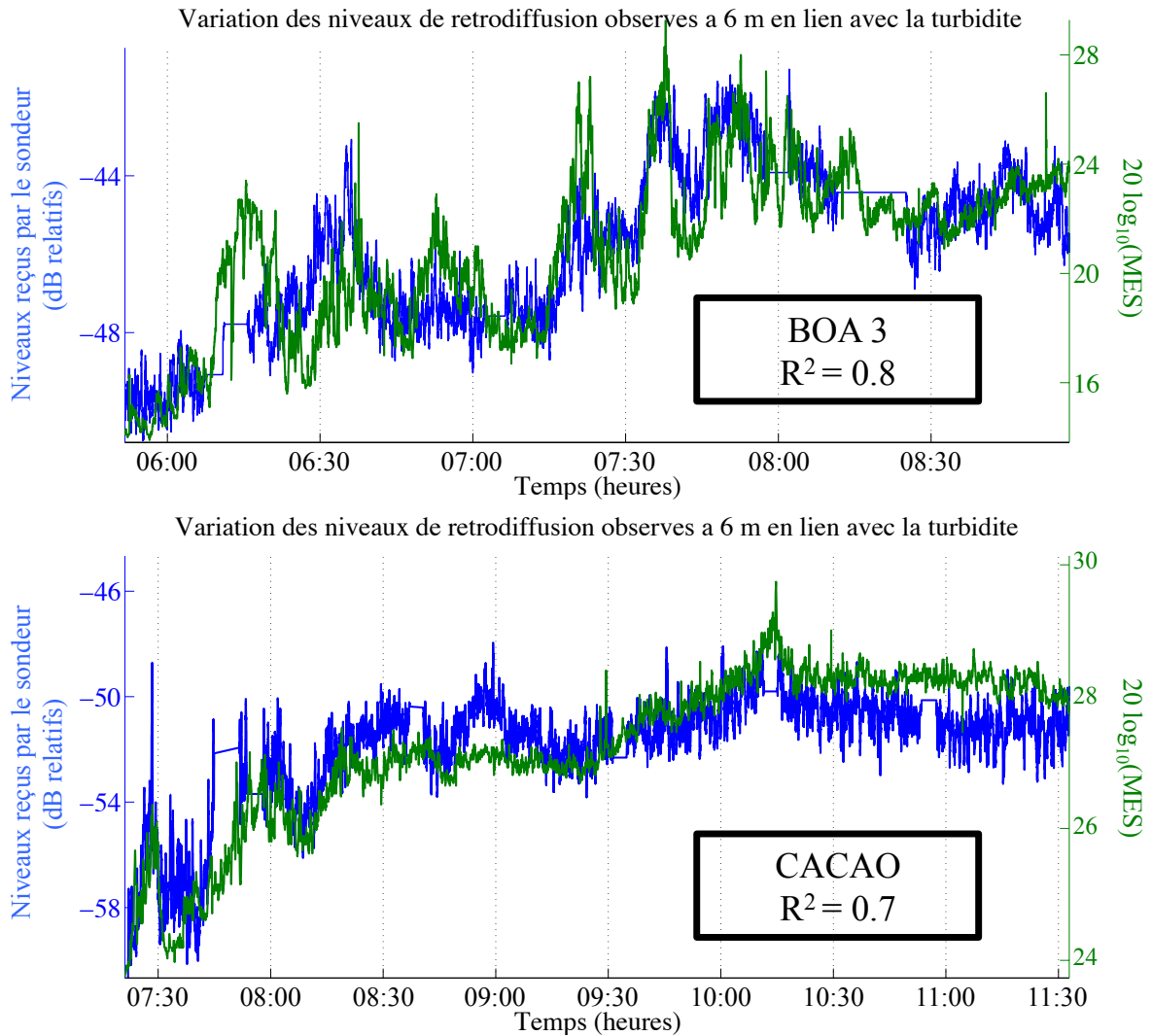
Les informations dégagées de l'inversion multifréquences fournissent les clés pour inverser de manière directe les données issues d'observations à une seule fréquence grâce à l'estimation du rayon équivalent.



# Chapitre 4. Détecter, quantifier les MES avec un sondeur multifaisceaux

Le sondeur multifaisceaux (SMF) est un instrument exploitant les propriétés des ondes sonores dans l'eau. Il permet d'imager la colonne d'eau suivant une large couverture spatiale. Son utilisation initiale concerne la mesure de bathymétrie (Lurton 2002), mais sa capacité à imager la colonne d'eau en fait un instrument de choix pour la mesure de MES. Comme tout instrument acoustique, les mesures issues du SMF sont étroitement liées à la charge en MES. Cependant, de par la technologie mise en œuvre dans cet instrument, plusieurs étapes de traitement non triviales sont nécessaires afin de retrouver le signal rétrodiffusé dans la colonne d'eau. Un exemple de résultat est présenté par la figure 4.1. Ces étapes, qui font l'objet de ce chapitre, requièrent de connaître avec exactitude la géométrie de l'instrument, souvent sujette au secret industriel.

Mais l'utilisation d'un SMF seul ne permet pas de remonter de manière absolue à des valeurs de concentration en MES du fait que la majorité des modèles accessibles dans le commerce ne fonctionne qu'à une seule fréquence. Quelques études exploitant cet instrument en vue de quantifier la charge en MES proposent une étape préalable de calibration sur le modèle de Deines (1999) et Tessier (2006), reliant de manière directe la concentration massique en MES à la rétrodiffusion perçue par le sondeur par une droite de corrélation linéaire (Simmons *et al.* 2010; Best *et al.* 2010; O'Neill *et al.* 2013). Le passage par une calibration empirique limite les applications potentielles. Elle est à effectuer systématiquement du fait de l'extrême dynamisme et de la variabilité des MES. Par ailleurs, cette procédure est plus appropriée aux MES d'origine minérale, plus fines, et dont la réponse en fréquence du modèle de rétrodiffusion ne présente pas de puits comme dans le cas des matières organiques, souvent représentées par des modèles fluides (Section 1.3.3).



**Figure 4.1 :** Variations conjointes du niveau reçu par le sondeur (amplitude du signal rétrodiffusé) et de la charge en MES (logarithme de la turbidité en NTU) lors des campagnes de mesure BOA 3 et CACAO1 dans l'estuaire de l'Aulne (Tableau 2.1).

Une inversion absolue offre quant à elle la possibilité de comparer différents jeux de données, et surtout d'élargir le spectre des applications en se pratiquant aussi bien sur des matières d'origine minérale qu'organique. Cependant, inverser le signal d'un sondeur multifaisceaux nécessite d'une part une étape de calibration, visant à ce qu'il délivre des mesures d'indices de rétrodiffusion volumique  $S_v$ , pour chacun de ses faisceaux, et d'autre part la connaissance de la taille équivalente de la suspension au sens acoustique.

Ce chapitre présente dans un premier temps les différentes étapes et notions permettant d'établir une mesure de  $S_v$  à partir des observations issues d'un SMF. Puis une seconde partie est consacrée à l'inversion des données de rétrodiffusion volumiques mesurées par un EM3002 fonctionnant à 300 kHz, au préalable calibré selon une méthode originale en s'appuyant sur les résultats du chapitre 3 (rayons équivalents de la suspension). L'ensemble des données évoquées dans ce chapitre a été récolté dans le cadre des missions CACAO1 et CACAO2. Enfin, une étude de sensibilité est réalisée afin d'identifier l'incertitude sur la mesure.

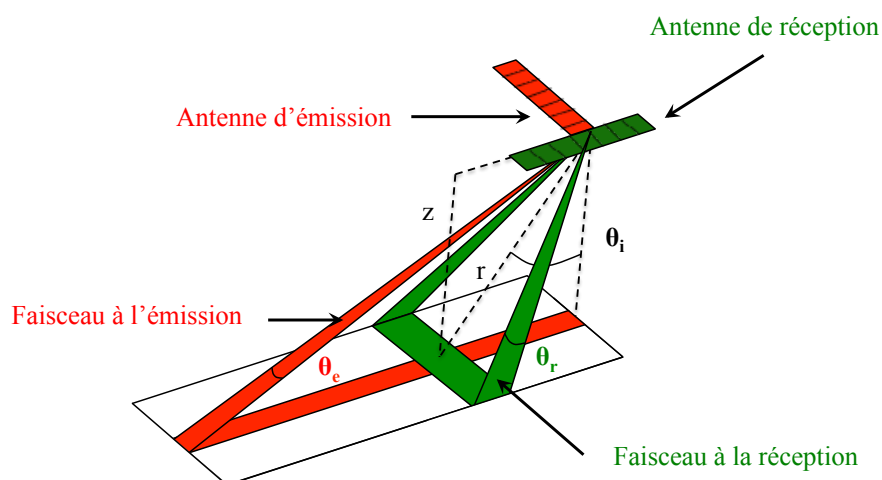
## **4.1. Formulation de l'étude du signal acoustique des sondeurs multifaisceaux**

### **4.1.1. Description du système sondeur**

#### **4.1.1.1. Généralités sur les sondeurs multifaisceaux**

Placé en général sous un navire, le sondeur multifaisceaux fonctionne sur le principe de la mesure du temps d'aller-retour d'une onde sonore dans la colonne d'eau afin d'en déterminer la profondeur, connaissant sa vitesse de propagation dans l'eau (en moyenne,  $c = 1490$  m/s dans l'eau de mer). Ce temps d'aller-retour correspond exactement à la différence entre l'instant d'émission de l'onde sonore, et l'instant de réception de l'écho du fond marin.

Le SMF est constitué de deux antennes, l'une fonctionnant en émission, l'autre en réception. L'antenne d'émission va générer un faisceau sonore de courte durée  $\tau$ , étroit dans le sens longitudinal (sens d'avance du navire) et large dans le sens transversal. L'antenne de réception va créer des faisceaux sur tout un éventail dans le sens perpendiculaire à l'avance du navire et de taille assez large dans le sens longitudinal. L'intersection des faisceaux d'émission et de réception fait que seule une petite zone est insonifiée, et ce sur tout une fauchée perpendiculaire au sens d'avance du navire (Fig. 4.2). Tenant compte du déplacement du navire, chaque cycle d'émission/réception (appelé ping) mis bout à bout fournit une carte du fond marin. Il est possible d'enregistrer l'intégralité des signaux émis par l'antenne de réception, ce qui permet alors d'obtenir une image de la colonne d'eau sous le navire.



**Figure 4.2** : Principe et géométrie de mesure des sondeurs multifaisceaux. La direction d'avance du navire est parallèle à l'axe de l'antenne d'émission.

Chaque antenne est constituée de transducteurs élémentaires, permettant de transformer l'énergie électrique en énergie mécanique (et inversement) suivant le principe des corps piézo-électriques, qui une fois disposés côtes-à-côtes permettent de générer ces faisceaux d'émission et de réception. Les sous-parties suivantes vont couvrir l'ensemble du fonctionnement d'un sondeur multifaisceaux, et définir les grandeurs importantes à la compréhension du système sondeur.

#### 4.1.1.2. Antenne et fonction de directivité

La directivité est la notion la plus importante intervenant dans la géométrie du système sondeur. Elle traduit la capacité à diriger l'énergie en privilégiant une direction donnée. Cela offre en outre la possibilité d'une part de concentrer l'énergie transmise en émission dans une direction et d'autre part de récupérer l'énergie en réception dans une direction donnée. Elle rend notamment possible la localisation de sources ponctuelles avec une grande précision. La directivité est d'ailleurs un indice de précision et de qualité *a priori* de la mesure.

Une antenne est constituée soit d'un transducteur de grande taille par rapport à la longueur d'onde émise, soit d'un assemblage de transducteurs répartis selon une disposition bien précise.

De la géométrie de cette antenne (taille, forme) et de la fréquence émise (longueur d'onde) va dépendre directement la fonction de directivité de l'antenne.

**Les informations relatives à la géométrie des antennes du sondeur EM3002 sont confidentielles. Elles ont été obtenues suite à un accord de confidentialité avec Kongsberg Maritime. Les détails techniques concernant ces informations sont présentés en annexe C. Dans la suite de ce chapitre, l'antenne utilisée sera à géométrie linéaire.**

### Directivité d'un transducteur élémentaire

On se place sous l'hypothèse champ lointain (Section 1.3.2). Dans notre étude, les capteurs (ou transducteurs) élémentaires sont proches d'une géométrie rectangulaire, de hauteur  $H$  et de largeur  $L$ . La fonction de directivité d'un tel transducteur élémentaire est définie comme suit en fonction des angles  $\theta$  (azimut) et  $\varphi$  (site) (Marage & Mori 2010) :

$$D^{elem}(\theta, \varphi) = \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi H}{\lambda} \sin(\theta)\right) \sin\left(\frac{\pi L}{\lambda} \sin(\varphi)\right)}{\frac{\pi H}{\lambda} \sin(\theta) \frac{\pi L}{\lambda} \sin(\varphi)} \right]^2 \quad (4.1)$$

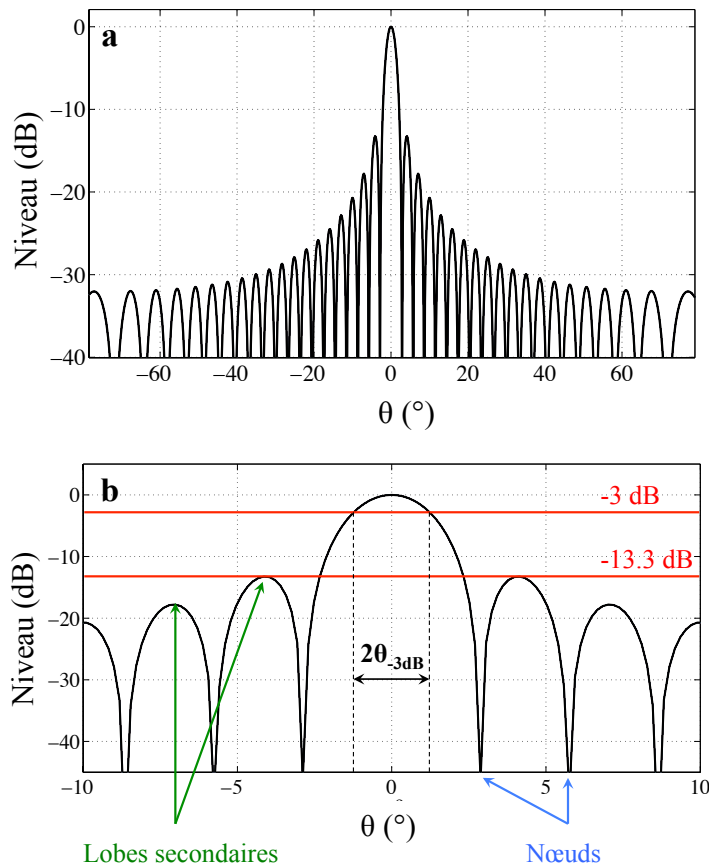
Il s'agit du rapport entre l'intensité relative émise dans la direction  $(\theta, \varphi)$  ramenée à l'intensité émise dans la direction où elle est le plus intense. Elle est toujours comprise entre 0 et 1, et dans la direction principale de rayonnement, elle est égale à 1. Sa détermination passe par la résolution de l'équation d'onde pour les ondes sphériques (Marage & Mori 2010).

On peut distinguer sur cette fonction de directivité l'existence d'un lobe principal, dont l'intensité atteint 0 dB (Fig. 4.3-a). Il s'agit de la direction du maximum d'émission. On caractérise ce lobe par son ouverture à -3 dB (Fig. 4.3-b), largeur utile du faisceau qui traduit la résolution angulaire associée à l'antenne. Dans le cas d'un transducteur linéaire de dimensions rectangulaires, il s'agit de la direction perpendiculaire à celle-ci.



$$\theta_{-3dB} = 0.88 \frac{\lambda}{H} \quad \varphi_{-3dB} = 0.88 \frac{\lambda}{L} \quad (4.2)$$

A mesure que l'on s'écarte de la direction principale de rayonnement apparaissent les lobes secondaires, équirépartis en angles et devenant de plus en plus faibles. Les premiers lobes secondaires apparaissant autour du lobe principal se situent à environ -13.3 dB (Fig. 4.3-b). Cette valeur est relativement forte par rapport au niveau du lobe principal et peut parfois polluer les mesures.

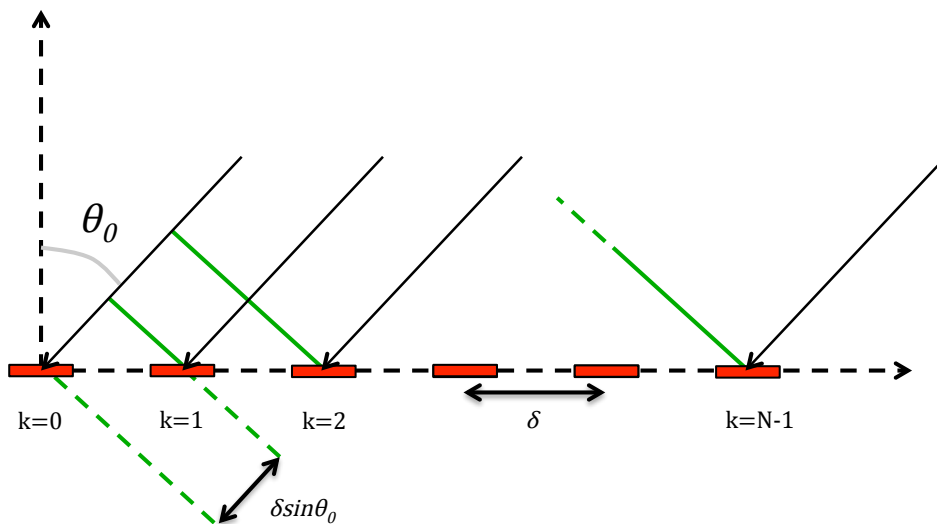


**Figure 4.3** : a) Diagramme de directivité dans le plan azimutal d'une antenne linéaire de longueur  $L = 20\lambda$ . b) Zoom sur le lobe principal et les deux premiers lobes secondaires.

Selon le principe de réciprocité, les fonctions de directivité sont valables en émission comme en réception.

## Directivité d'une antenne réelle

Dans le cas d'antennes réelles, plusieurs capteurs sont assemblés pour former un réseau. Par réseau il faut entendre géométrie, à savoir la disposition des capteurs entre eux et dans l'espace. Cette géométrie influe sur la directivité de l'antenne finale. Ainsi, une fonction de directivité peut être définie pour le réseau de capteurs. Dans notre cas, on considère une géométrie en lien avec le type d'antenne étudié par la suite (Fig. 4.4) :  $N$  capteurs identiques alignés et espacés de la distance  $\delta$  pour l'EM3002. La fonction de directivité d'un tel réseau de capteurs est définie comme suit (Marage & Mori 2010) :



**Figure 4.4** : Géométrie d'une antenne linéaire. L'antenne est constituée de  $N$  capteurs espacés de la longueur  $\delta$ . Le signal provient de la direction  $\theta=\theta_0$ .

$$D^{reseau}(\theta) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N e^{\frac{i2\pi}{\lambda} R_k \sin(\theta)} \right]^2 \quad (4.3)$$

$R_k$  est le vecteur position correspondant à la position du  $k$ ème capteurs dans l'espace. Dans le cas présent, si le réseau de capteurs est centré en zéro suivant l'axe  $Z$  :

$$R_k = (k - 1)\delta - \left(\frac{N - 1}{2}\right)\delta \quad (4.4)$$

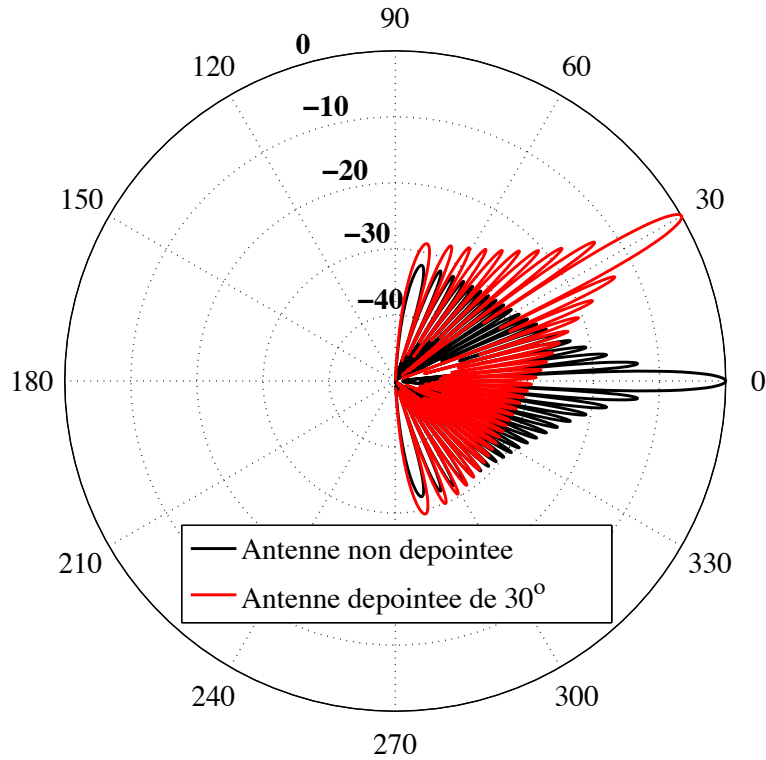
La fonction de directivité du réseau traduit simplement la géométrie de ce dernier, et ne constitue pas à elle seule la directivité totale de l'antenne. Pour cela, il faut y ajouter la contribution  $D^{elem}(\theta, \varphi)$  du capteur élémentaire rectangulaire de hauteur  $H$  et de largeur  $L$  (Eq. 4.1) suivant la formule ci-dessous :

$$D(\theta, \varphi) = D^{elem}(\theta, \varphi) \cdot D^{reseau}(\theta) \quad (4.5)$$

En pratique, il est possible d'appliquer un déphasage différent sur chaque capteur, ce qui permet de privilégier une autre direction que celle perpendiculaire à la surface du transducteur linéaire. L'ajout d'un tel déphasage se traduit dans l'expression de la fonction de directivité du réseau par l'ajout d'un sinus de l'angle dit « dépointé » dans l'expression initiale :

$$D_{dep}^{reseau}(\theta) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N e^{\frac{i2\pi}{\lambda} R_k (\sin(\theta) - \sin(\theta_0))} \right]^2 \quad (4.6)$$

Dans le cas d'une antenne linéaire, si l'on considère un écho provenant de la direction  $\theta_0$ , le déphasage à appliquer pour que l'onde soit perçue simultanément par chaque capteur évolue linéairement. Il correspond dans ce cas à un retard appliqué à chaque capteur pour que le signal perçu dans la direction  $\theta_0$  soit perçu au même instant par tous les capteurs (Fig. 4.4). C'est sur ce principe que les voies sondeur sont formées. Le lobe principal de l'onde acoustique dépointée se situe maintenant dans la direction  $\theta_0$  (Fig. 4.5).



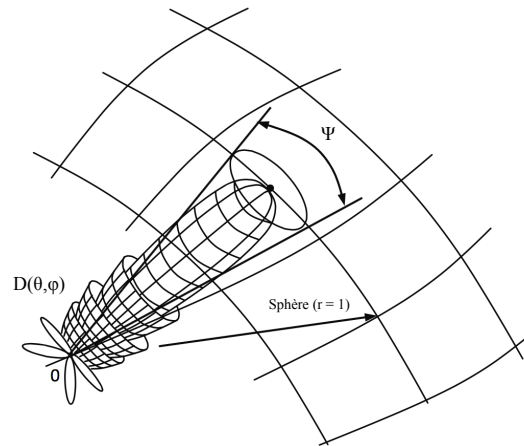
**Figure 4.5 :** Fonction de directivité d’une antenne linéaire en représentation polaire constituée de  $N = 80$  capteurs espacés de  $\delta$  sur une longueur  $L = 20 \lambda$ . Deux faisceaux sont représentés, l’un à  $0^\circ$ , l’autre dépointé de  $30^\circ$ .

#### 4.1.1.3. Paramètres caractérisant le rayonnement d’une antenne

##### Angle solide équivalent

L’angle solide équivalent est l’angle d’une antenne idéale dont la fonction de directivité est égale à 1 dans la direction souhaitée (en émission ou réception), et à 0 dans les autres directions, et qui serait de même gain que l’antenne étudiée (Fig. 4.6). Il se calcule par intégration du diagramme de directivité d’une telle antenne dans tout l’espace et s’exprime en stéradians :

$$\Psi = \iint_{\Omega} D(\theta, \varphi) d\Omega = \int_{\theta=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} D(\theta, \varphi) \cos(\theta) d\theta d\varphi \quad (4.7)$$



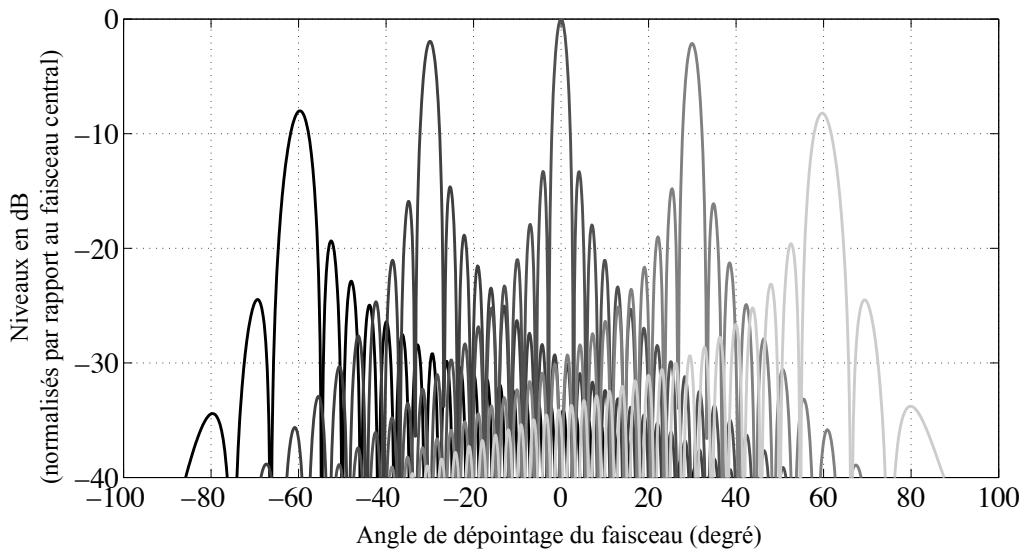
**Figure 4.6** : Angle solide équivalent. D'après Marage & Mori (2010).

L'index de directivité (DI) en dB se définit comme le gain spatial obtenu par une antenne directive par rapport à la même antenne qui serait non directive (dont la fonction de directivité serait invariante en fonction de l'angle).

$$DI = 10 \log_{10} \left( \frac{4\pi}{\Psi} \right) \approx 10 \log_{10} \left( \frac{2.5}{\sin \left( \frac{\theta_{-3dB}}{2} \right) * \sin \left( \frac{\varphi_{-3dB}}{2} \right)} \right) \quad (4.8)$$

### Conséquences du dépointage sur la directivité

Comme évoqué dans la section 4.1.1.3, il est possible de dépointer le signal perçu par l'antenne. La fonction de directivité de l'antenne dépointée qui en résulte va être dégradée (Fig. 4.7). En effet, la fonction de directivité du réseau dépointée va être déformée afin d'avoir son lobe principal dans la direction souhaitée. On observe alors une légère baisse du niveau de ce lobe principal (Annexe C).



**Figure 4.7** : Effet du dépointage des faisceaux ( $-60^\circ$ ,  $-30^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $60^\circ$ ) sur la directivité pour une antenne linéaire parfaite de géométrie similaire à celle présentée par la figure 4.4. L'ouverture des faisceaux augmente en fonction de l'angle de dépointage. Les niveaux relatifs du lobe principal de chaque faisceau dépointé dans ce cas précis sont abaissés par rapport au niveau du lobe principal du faisceau central.

#### Pondération d'antenne

En pratique, les lobes secondaires sont gênants du fait de leur proximité avec le lobe principal. Le sondeur multifaisceaux en particulier observe le signal émis sur toute une largeur de fauchée. Lorsqu'il observe les signaux émis au nadir, le niveau reçu correspond au spéculaire du lobe principal. Cependant, lorsqu'il observe dans une direction différente (dépointage de l'antenne en réception), le signal se trouve pollué par le spéculaire des lobes secondaires sur le fond. A partir de la distance correspondant à celle du spéculaire du fond, le rapport signal à bruit des faisceaux dépointés se trouve alors d'autant plus dégradé que le niveau des lobes secondaires du faisceaux central est élevé, rendant l'observation de cette partie de la colonne d'eau difficilement exploitable.

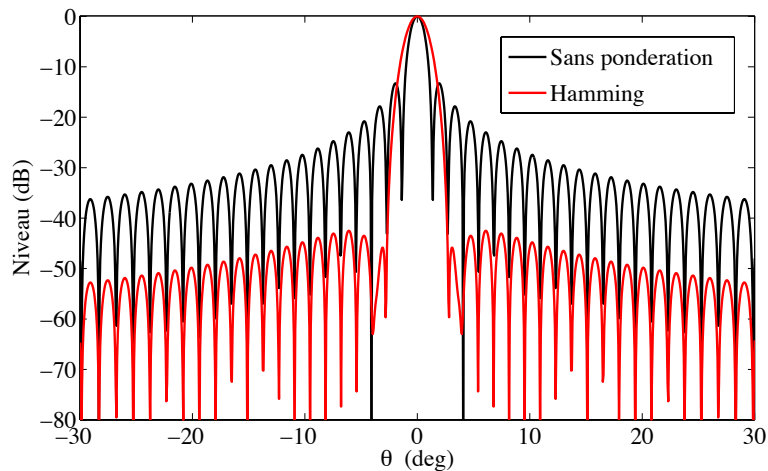
Il est néanmoins possible de réduire les niveaux des lobes secondaires en appliquant une fenêtre de pondération sur les capteurs de l'antenne visant à appliquer un gain différent sur chacun des capteurs, mais au détriment des performances de l'antenne :

- le gain de l'antenne sera dégradé du fait de l'atténuation de certains capteurs par rapport à d'autres, augmentant le rapport signal sur bruit.
- La résolution du lobe principal sera également dégradée (angle équivalent)

En termes de directivité, l'ajout d'une pondération se traduit par la sommation des contributions de chaque capteur du réseau, pondérées par un vecteur gain  $W(n)$  de la taille du réseau :

$$D_{dep}^{reseau}(\theta, \varphi) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N W(n) \cdot D^{elem}(\theta, \varphi) \cdot e^{\frac{i2\pi}{\lambda} R_k (\sin(\theta) - \sin(\theta_0))} \right]^2 \quad (4.9)$$

Dans cette étude, la fenêtre de pondération utilisée est celle de Hamming ( $W(n) = 0.54 + 0.46\cos(2\pi n/N)$ , avec  $n$  le numéro de capteur). L'effet de la pondération se résume en un abaissement des lobes secondaires -41 dB pour le premier lobe secondaire, et en une perte en résolution angulaire qui devient égale à  $1.3\lambda/H$  (Fig. 4.8).



**Figure 4.8** : Effet de la pondération de Hamming sur la directivité des faisceaux.

#### 4.1.2. Exploitation des données brutes du sondeur : la formation de voies

La section 4.1.1.4 expose le fonctionnement d'une antenne sonar composée de plusieurs transducteurs élémentaires assemblés en réseau. Cette partie se focalise sur la réception des signaux émis grâce à l'antenne de réception du sondeur multifaisceaux, et en particulier le passage des données brutes collectées par les 80 capteurs de l'antenne de réception du sondeur multifaisceaux EM3002 à un échogramme de la colonne d'eau. Dans le cas de l'EM3002, les données brutes sont collectées au moyen d'un disque SCSI branché au système d'acquisition du sondeur. Ce protocole d'acquisition des données brutes est détaillé en annexe D.

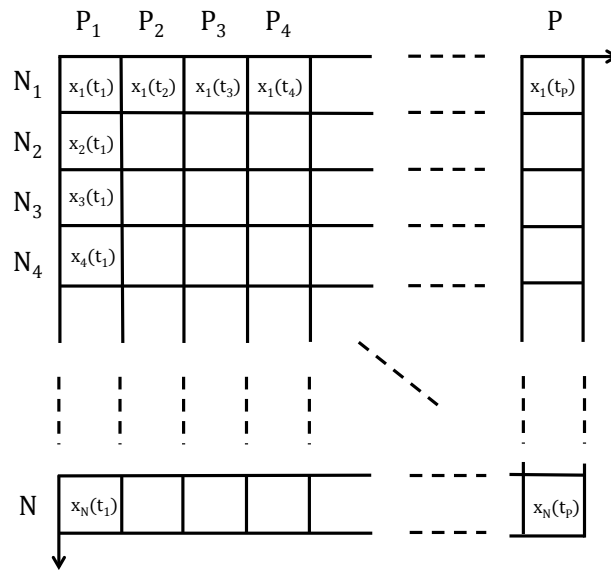
##### 4.1.2.1. Principe de la formation de voies

On se place sous l'hypothèse champ lointain. Les  $N = 80$  capteurs de l'antenne de réception de l'EM3002 sont disposés en réseau linéaire sur une longueur  $L$  et espacés de la distance  $\delta$  (Fig. 4.4). A chaque cycle (ou ping), chaque capteur va enregistrer un signal constitué de  $P$  échantillons de taille fixe dépendant de la fréquence d'échantillonnage  $F_{ech}$  du sondeur. Un cycle de données brutes observées par le sondeur correspond donc à une grille de taille  $N \times P$  éléments que l'on note par la suite  $X$ . Ces échantillons sont d'abord enregistrés sous forme d'une tension aux bornes des transducteurs, qui par une fonction de transfert sont convertis en pression. Par la suite, on considère que les échantillons acquis au cours du temps forment un signal de pressions complexes.

A l'instant  $t_i$ , l'échantillon observé sur le réseau de capteur formant l'antenne acoustique peut être écrit sous la forme suivante (Fig. 4.9) :

$$x(t_i) = [x_1(t_i) \ x_2(t_i) \ \dots \ x_{N-1}(t_i) \ x_N(t_i)]^T \quad (4.10)$$





**Figure 4.9** : Schéma de l'acquisition des données brutes suivant les  $N$  capteurs constituant l'antenne du SMF pour chaque échantillon  $P$ .

Il est important de noter que le signal complexe  $x_n(t)$  reçu par un capteur, représenté par le vecteur  $x_n(t) = [x_n(t_1) x_n(t_2) \dots x_n(t_{P-1}) x_n(t_P)]$  contient les signaux provenant de toutes les directions d'observation. La formation de voies va justement permettre d'isoler les signaux provenant d'une direction donnée  $\theta_k$  sur l'ensemble du réseau.

Le but de la formation de voies est donc de transformer cette grille de signaux du point de vue des capteurs afin d'obtenir une grille d'observation en fonction des faisceaux pour chaque angle d'observation  $\theta_k$ . Pour  $M$  faisceaux formés,  $M \times P$  points d'observation sont donc à disposition, où chaque élément noté  $F(\theta_k, t_i)$  représente une position angulaire d'une source sonore.

Le front d'onde provenant de la direction  $\theta_k$  n'arrive pas au même instant sur tous les éléments du réseau de capteurs, aussi faut-il introduire un retard  $\tau = n\delta \sin\theta/c$  sur chaque capteur afin d'observer le front d'onde simultanément sur tous les capteurs en prenant pour référence le premier capteur de l'antenne ( $n = [0..N - 1]$ , le retard à appliquer étant nul pour le capteur de référence). Cela revient finalement (Section 4.1.1.3) à dépointer l'antenne dans la direction souhaitée  $\theta_k$ , et donc par l'application d'un déphasage sur les signaux complexes des capteurs.

On définit donc le vecteur directionnel  $a(\theta_k)$ , réalisant le dépointage dans la direction d'observation  $\theta_k$  :

$$a(\theta_k) = \left[ 1 e^{-j\left(\frac{2\pi f \delta \sin(\theta_k)}{c}\right)} \dots e^{-j\left(\frac{2\pi f (N-1) \delta \sin(\theta_k)}{c}\right)} \right]^T \quad (4.11)$$

Ainsi que la matrice de transfert  $A$  contenant l'ensemble des  $M$  vecteurs directionnels correspondant aux  $M$  directions des faisceaux du sondeur :

$$A = [a(\theta_1) a(\theta_2) \dots a(\theta_M)] \quad (4.12)$$

Le calcul de l'amplitude complexe du point d'observation  $F(\theta_k, t_i)$  de l'échantillon  $i$  dans la direction  $\theta_k$  correspond finalement au produit terme à terme du vecteur d'observation à l'instant  $t_i$ ,  $x(t_i)$ , par le vecteur directionnel  $a(\theta_k)$  que l'on somme et normalise par le nombre de capteur  $N$  :

$$F(\theta_k, t_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \begin{bmatrix} x_1(t_i) \\ x_2(t_i) \\ \vdots \\ x_N(t_i) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\left(\frac{2\pi f \delta \sin(\theta_k)}{c}\right)} \\ \vdots \\ e^{-j\left(\frac{2\pi f (N-1) \delta \sin(\theta_k)}{c}\right)} \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

De manière plus rapide, la grille "voies formées" peut être calculée directement à l'aide de la matrice  $A$  :

$$F = \frac{1}{N} A^T X \quad (4.14)$$

#### 4.1.2.2. Formation de voies pondérée

Par analogie avec la fonction de directivité, il est de plus possible d'appliquer une fenêtre de pondération sur les signaux capteurs avant leur sommation (Section 4.1.1.4). Cela revient une fois de plus à filtrer les échantillons  $x(t_i)$  par le vecteur de pondération  $W(n)$  :

$$x'_n(t_i) = W(n)x_n(t_i) = \begin{bmatrix} W(1).x_1(t_i) \\ W(2).x_2(t_i) \\ \vdots \\ \vdots \\ W(N).x_N(t_i) \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Par la suite, l'ensemble des signaux capteur d'un même cycle d'observation sera noté  $X'$ . D'où l'expression suivante de l'amplitude complexe des points d'observation :

$$F(\theta_k, t_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N W(n) \begin{bmatrix} x_1(t_i) \\ x_2(t_i) \\ \vdots \\ \vdots \\ x_N(t_i) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\left(\frac{2\pi f \delta \sin(\theta_k)}{c}\right)} \\ \vdots \\ \vdots \\ e^{-j\left(\frac{2\pi f (N-1) \delta \sin(\theta_k)}{c}\right)} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Concrètement, cette fenêtre de pondération va donner une importance plus grande aux signaux issus des capteurs où le déphasage appliqué est faible, privilégiant ainsi la contribution du lobe principal.

L'écriture matricielle du système devient :

$$F = \frac{1}{N} A^T X' \quad (4.17)$$

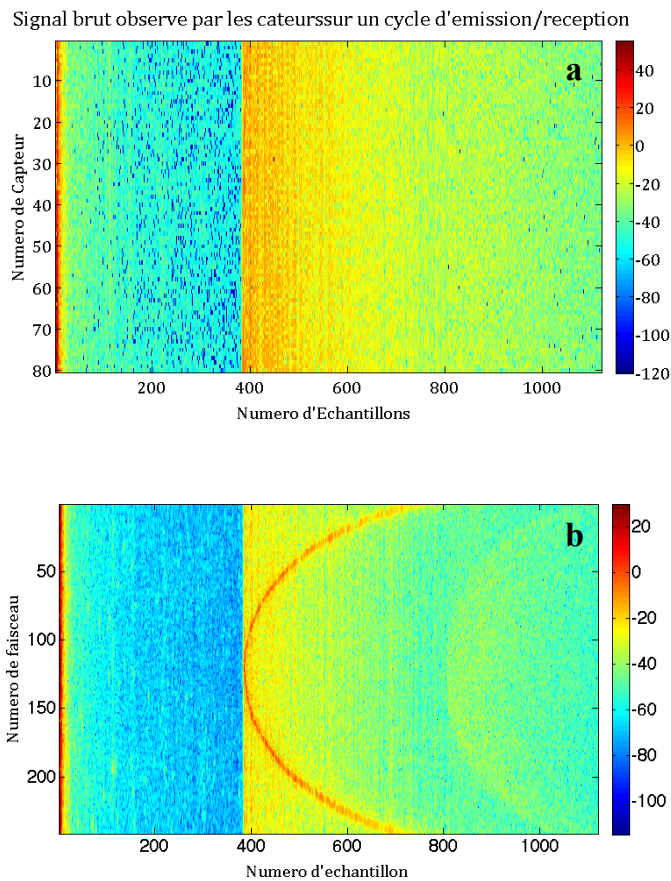
En résumé, les signaux issus de chaque capteur à l'instant  $t_i$  sont déphasés pour n'en retenir que la portion provenant de la direction  $\theta_k$ . Les signaux ainsi déphasés sont par la suite moyennés

suivant les  $N$  capteurs de l'antenne pour enfin obtenir une observation de l'amplitude complexe du signal dans la direction  $\theta_k$  à l'instant  $t_i$ .

#### 4.1.2.3. Signal voies formées : application à l'EM3002

La section précédente détaille le processus de formation des voies sondeur, lesquelles contiennent les amplitudes complexes observées sur une fauchée du sondeur. La visualisation de ces amplitudes complexes du champ de pression se fait en niveau relatif :

$$F_{dB} = 20 \log_{10}(F) \quad (4.18)$$



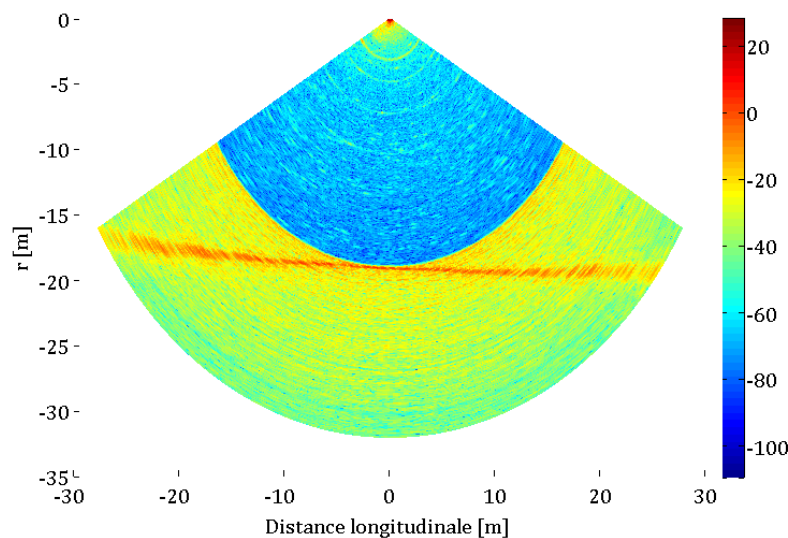
**Figure 4.10:** Amplitude des signaux complexes bruts issus de chaque capteur (a). Amplitude du signal voies formées (b).

On peut donc observer sur la figure 4.10 chaque faisceau de l'EM3002 formé par le procédé détaillé dans la section précédente. Il s'agit d'un échogramme de la colonne d'eau, se présentant sous forme de grille  $M \times P$  (où  $M$  est le nombre de faisceaux et  $P$  le nombre d'échantillons).

Les échantillons sont par la suite convertis en distance, connaissant la fréquence d'échantillonnage  $F_{ech}$  du signal et la vitesse de propagation du son dans l'eau  $c$ . En notant  $d_{ech}(i)$  la distance de l'échantillon par rapport à l'antenne du sondeur :

$$d_{ech}(i) = i \frac{c}{2F_{ech}} \quad (4.19)$$

En règle générale, ces échogrammes sont passés sous représentation polaire (Fig. 4.11), afin de tenir compte de l'orientation des faisceaux et d'obtenir une image spatialement cohérente de la colonne d'eau.



**Figure 4.11 :** Représentation polaire du signal colonne d'eau. Une partie de l'échogramme est polluée par l'écho des lobes secondaires sur le fond, rendant toute interprétation du signal délicate.

### 4.1.3. Equation du sonar

Dans la théorie, l'équation du sonar (Eq. 1.38) s'avère correcte pour le faisceau central du sondeur pour lequel la fonction de directivité est égale à 1. La formation de voie introduit naturellement des différences relatives de niveaux entre les faisceaux qui peuvent être estimées théoriquement à partir de la géométrie du réseau (Section 4.1.1.4). Ceci est dû aux contributions de la directivité élémentaire du réseau, à la pondération des capteurs et à la normalisation appliquée. En conséquence, l'angle équivalent s'élargie à mesure que l'on s'écarte de la direction perpendiculaire à l'antenne. Il est donc nécessaire d'ajouter un terme relatif au gain de directivité dans la direction considérée. En notant ce terme  $C(\theta_k)$ , l'équation du sonar devient :

$$RL = SL - 2TL + TS + C(\theta_k) \quad (4.20)$$

En réécrivant cette équation avec les notations des sections 1.3.2 et 1.3.5.1, l'expression de l'index de cible s'obtient de la manière suivante, avec  $R$  la distance du point d'observation au centre de l'antenne :

$$TS = F_{dB}(\theta_k, t) + 40 \log_{10} R + 2\alpha R - C(\theta_k) - SL \quad (4.21)$$

La grandeur d'intérêt dans le cadre de l'inversion acoustique est l'indice de rétrodiffusion volumique  $S_v$ , qui lui se calcule directement à partir de  $TS$  auquel on retranche le volume d'échantillon insonifié. Ce volume va correspondre à une cellule de résolution de taille  $\frac{c\tau}{2}$  avec  $\tau$  la longueur d'impulsion du sondeur. Le faisceau  $k$  possédant une ouverture de  $\Psi$  stéradians, on obtient :

$$S_v = TS - 10 \log_{10} \left( \Psi(\theta_k) \frac{R^2 c\tau}{2} \right) \quad (4.22)$$

$$S_v = F_{dB}(\theta_k, t) + 20 \log_{10} R + 2\alpha R - C(\theta_k) - SL - 10 \log_{10} \left( \Psi(\theta_k) \frac{c\tau}{2} \right)$$

Cependant cette équation théorique ne s'applique pas directement en pratique. Il s'avère donc délicat de déterminer l'index de directivité nous renseignant sur les niveaux des faisceaux dépointés par rapport à celui du faisceau central.

De plus, on remarque en pratique l'existence d'un biais de mesure constant (en échelle logarithmique), commun à tous les faisceaux. Il s'agit de la constante de calibration globale du système, assimilable au  $K_t$  de l'Aquascap (Section 3.1.1). Sans correction de ce biais, moyennant une harmonisation des niveaux des faisceaux suivant leur diagramme de directivité, nous n'obtenons en définitive qu'une mesure relative cohérente au sein d'un même jeu de données mais non absolue. La détermination du  $S_v$  passe donc par le calcul en amont du diagramme de directivité de l'antenne sondeur et la connaissance de ce biais. Ce dernier est déterminé dans notre cas par un procédé de calibration qui repose sur la mesure d'une cible (ici sphérique) dont le TS est connu (MacLennan 1981), qui serait située sous le faisceau central du sondeur. Ayant une connaissance *a priori* du diagramme de directivité du sondeur, il est en théorie possible d'étendre cette mesure à l'ensemble des faisceaux, moyennant la prise en compte des différences de niveaux des faisceaux par rapport au faisceau central. Les étapes de cette calibration sont détaillées en annexe (Annexe C) et illustrées dans la section suivante (Section 4.2).

#### **4.1.4. Limitations et sensibilité de la mesure**

L'EM3002 est caractérisé par différents paramètres permettant d'évaluer ses performances sur le terrain. Le tableau 4.1 recense les différents paramètres d'intérêt et leurs valeurs permettant de caractériser les performances du sondeur EM3002.

Plusieurs facteurs peuvent dégrader la qualité des observations à partir d'un sondeur multifaisceaux :

Tout d'abord, comme déjà abordé à la section 4.1.1.3, à mesure que l'on s'écarte du nadir, une portion de la colonne d'eau se trouve polluée par l'écho sur le fond des lobes secondaires du faisceau central, rendant alors très difficile toute interprétation quantitative (et même parfois qualitative) sur le contenu de la colonne d'eau à cet endroit (Fig. 4.11).

**Tableau 4.1** : Caractéristiques techniques du sondeur EM3002

<b>Fréquence</b>	300 kHz
<b>Niveau d'émission</b>	214 dB/uPa à 1m
<b>Largeur de bande</b>	6.7 kHz
<b>Ouverture de faisceaux (à -3 dB)</b>	~1.5°
<b>Nombre d'éléments à l'émission</b>	56 staves*
<b>Nombre d'éléments à la réception</b>	80 staves*
<b>Fréquence d'échantillonnage des signaux</b>	15008 Hz
<b>Angle de couverture</b>	130°
<b>Résolution en amplitude</b>	0.5 dB
<b>Dynamique de mesure</b>	128 dB
<b>Longueur d'impulsion</b>	150 us
<b>Résolution sur un faisceau</b>	5 cm
<b>Cadence de mesure</b>	Max : 40 Hz
<b>Portée de mesure</b>	~150 m

\*Eléments du réseau de l'antenne. En réception, un stave correspond à l'assemblage de plusieurs transducteurs.

De plus, cet instrument exploite les ondes sonores arrivant dans des directions autres que verticales. Cela suppose donc une connaissance *a priori* de la vitesse de propagation du son dans l'eau et ce sur l'intégralité de la colonne d'eau. En effet, le passage d'une onde en incidence oblique à l'interface entre deux masses d'eau de célérités différentes obéit à la loi de Snell-Descartes, et donc l'onde sera déviée de sa trajectoire originelle. Si ce phénomène n'est pas pris en compte, des erreurs importantes peuvent apparaître sur la verticale. En effet, la célérité du son dépend à la fois de la pression, de la température et de la salinité, ces derniers variant constamment dans la colonne d'eau (Chen & Millero 1977) (l'augmentation de l'un de ces paramètres entraîne une augmentation de la célérité des ondes dans l'eau). En pratique, des profils réguliers doivent être effectués pour tenir compte des variations de la vitesse de propagation du son dans la colonne d'eau, à la fois spatialement et temporellement.



Par ailleurs, d'autres erreurs sur la position verticale peuvent apparaître du fait de l'attitude de la plateforme de mesure, sujet aux mouvements de roulis, tangage, lacet et pilonnement. En pratique, une correction en temps réel de ces angles est appliquée grâce aux informations délivrées par une centrale d'attitude ou une centrale inertielle. Un défaut enregistré sur l'un de ces paramètres entraîne la présence d'erreurs dites systématiques sur les données acoustiques. L'information sur la position horizontale, est quant à elle fournie par un système de positionnement GPS.

Comme tout sondeur vertical, le sondeur multifaisceaux sera sensible à la présence de bulles, qui, au même titre que des particules en suspension, font état d'inhomogénéités dans la colonne d'eau caractérisées par des ratios de densité et célérité bien spécifiques (Dalen *et al.* 1981; Richards & Leighton 2001). Le passage des ondes sonores dans un nuage de bulles, par exemple créé par agitation des eaux de surface induite par le vent, se solde par une atténuation du signal qu'il devient difficile d'évaluer, car dépendant de la distribution de tailles de bulles en fonction de la profondeur, ainsi que de leur composition. Au final, la lecture d'un indice de rétrodiffusion sera biaisée sur l'intégralité de la colonne d'eau par la présence de ces bulles en surface. L'atténuation due aux bulles reste non négligeable à 300 kHz pour des nuages atteignant plusieurs mètres de profondeur (Richards & Leighton 2001; Leighton 2004).

Enfin, il est important de pouvoir valider les données récoltées, mais cela s'avère délicat. En effet, pour une colonne d'eau de 10 m de hauteur et un sondeur ouvrant sur 130°, la largeur de fauchée du sondeur est égale à 42 m. Le principal avantage du multifaisceaux se trouve dans ce cas être un inconvénient, d'autant plus que les faisceaux sont corrélés entre eux de par le procédé de formation de voies. A défaut d'établir une relation de corrélation quantitative issue des données et d'une vérité terrain, il est néanmoins possible de dresser un bilan des incertitudes attachées à la mesure.

Malgré ces limitations, l'enjeu de la mesure de MES par un sondeur multifaisceaux peut être atteint, au sens où comme tout instrument fonctionnant sur la base de l'acoustique, il sera sensible à la présence d'inhomogénéités dans la colonne d'eau. Chaque faisceau de ce dernier doit

néanmoins être calibré afin d'obtenir une lecture harmonisée des indices de rétrodiffusion volumique. L'information sur les rayons équivalents déterminés par inversion multifréquences (Chapitre 3) permet par la suite d'inverser les données issues du sondeur de manière directe suivant le modèle de rétrodiffusion adapté à la suspension étudiée. Ces méthodes de calibration et d'inversion directe des données issues du SMF font l'objet d'une publication, qui sera soumise prochainement à une revue internationale avec comité de lecture.

## **4.2. Original approach to quantify suspended sediment from MultiBeam EchoSounder (MBES) data**

### **4.2.1. Introduction**

Suspended Particulate Matter (SPM) is ubiquitous in oceans and rivers. The study of their transport is essential, for their presence can impact the environment, from marine habitats or water quality degradations, to important changes of the seabed morphology. Amongst a large number of surrogate techniques for measuring Suspended Particulate Matter (SPM), the ones using acoustics offer a wide range of possibilities. Methods using acoustics have indeed the advantage of being non-intrusive and have been subject to several recent advances on both theoretical and instrumental frameworks (single and multi-frequency systems). In particular, backscattering models were designed in a will to describe the intrinsic scattering properties of a single particle of organic or mineral composition (Medwin & Clay 1997). They differ from one another given the frequency, the particle shape and size, and density and velocity contrasts between the particle and the surrounding medium. Given absolute measurements of the volume backscattering strength at a given frequency, these models allow acoustic inversions to further retrieve a consistent estimate of the volume or mass concentration of SPM in the water column (Greenlaw & Johnson 1983; Holliday & Pieper 1995; Cox *et al.* 2013).

However, oceans and rivers are extremely dynamic media. As such, the content of SPM in the water column can be led into varying both spatially and temporally at different scales given the context (eg. Mactrotidal estuaries, open ocean internal waves). Thus, the question of the

relevance of the SPM measurements arises, namely, at what scale can the measurement be guaranteed relevant? Indeed, most of the measurements provided by acoustic instruments can easily be interpreted, but as optical methods, they tend to only deliver a small portion of the information contained in the water column. This is the case of multifrequency profilers (Holliday *et al.* 1989; Holliday & Pieper 1995), split beam echosounders (Lawson *et al.* 2008), or single frequency ADCPs (Tessier *et al.* 2008; La *et al.* 2015; Postel *et al.* 2007), which are able to return a consistent estimate of the SPM concentration on a single vertical profile. To some extent, there is a concrete need to expand the measurements on larger spatial and temporal scales for a more efficient identification of the involved SPM and their transport processes.

Very few studies involve the use of Multi-Beam EchoSounders (MBES) for SPM quantification, although they are characterized by a large spatial coverage (Simmons *et al.* 2010; O'Neill *et al.* 2013; Cox *et al.* 2009; De Robertis 2002) and capable to image the water column in two dimensions after each measurement. As such they have the potential to offer a better representativity of the SPM measurements. Yet, the interpretation of the measurements is far from being trivial, as data is highly dependent on the antenna beampatterns in emission and reception (Foote *et al.* 2005; Gurshin 2012). This results in backscattered pressure levels inconsistencies along the MBES fan, leading to erroneous appreciations of the Volume Backscattering Strength  $S_v$ , itself related to the mass concentration (Medwin & Clay 1997). In addition, because it is a single-frequency instrument, the acoustic inversion from MBES is limited by the determination of an Equivalent Spherical Radius (ESR) and the choice of a backscattering model sufficiently well describing the acoustic properties of the suspension.

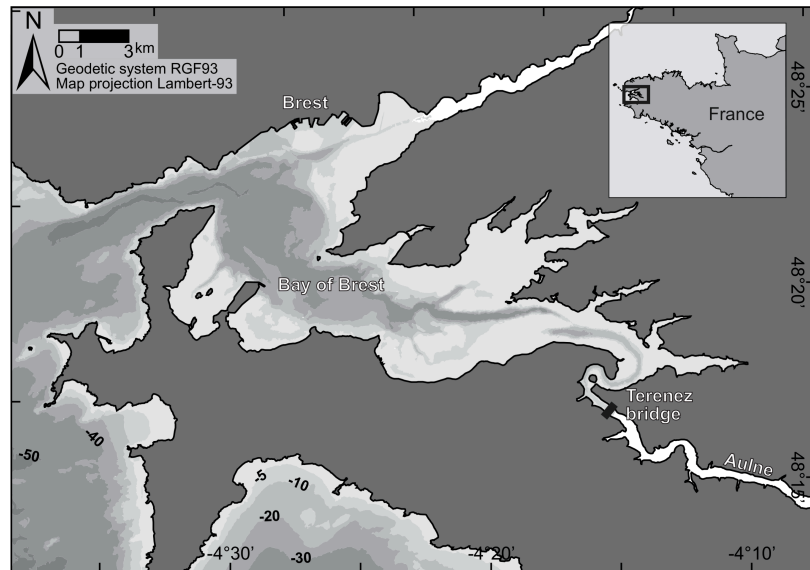
In January 2015, time series of raw Kongsberg EM3002 MBES data at 300 kHz were acquired in the Aulne macrotidal estuary (France) characterized by its high river discharge in winter, leading to experience moderate ( $\sim 300$  mg/L) suspended concentration events. Concurrently, periodic multifrequency backscatter data (Aquascat 1000S – 0.5, 1, 2 and 4 MHz), granulometry (LISST 100-X) and turbidity, salinity and temperature (KOR-EXO) profiles were collected. All the instruments were attached to the same downcasting structure. During the experiment, the optical observations highlight the particularity of the fine-grained sediments of the river to aggregate under the process of flocculation, as well as the steadiness of the effective density of the observed

flocs in spite of a broad size distribution (Fromant *et al.*, In prep.). In particular, these matrices of constant porosity are likely to induce a fluid-like behaviour of those particles in the presence of an acoustic pressure field. Based on these assumptions, a theoretical estimation of the intrinsic backscattering properties of the suspension of interest was designed, a key feature of which integrates the porosity of the flocs inner matrices into the backscattering model.

The objective of this work is to assess the possibility to absolutely measure the spatial and temporal SPM variations in the water column using a MBES through an original approach. The methodology adopted here starts from the formulation of a semi-empirical calibration procedure of the MBES, aiming at harmonizing the echo levels of the echosounder so that it can deliver absolute volume backscattering strength  $S_v$  over its entire fan. Absolute volume backscattering strengths are further inverted following the adequate backscattering model, in light of the multi-frequency observations which once inverted allow the estimation of an ESR for the whole suspension.

#### **4.2.2. Field experiment**

The experiment was conducted at a fixed location under the bridge of Térénez in the Aulne estuary, north-western France (Fig. 4.12) in January 21<sup>st</sup> 2015. The Aulne river estuary is a shallow, macrotidal tributary of the Bay of Brest. Its average discharge is 24 m<sup>3</sup>/s, with a maximum in February and minimum in August (Allen *et al.* 1980), carrying approximately 7000 tons of suspended sediment in the Bay of Brest (Bassoulet, 1979) each year. The sediment bed in the estuary is characterized by a combination of sand and silty-mud, with broader material located downstream. The principal minerals in suspension have been identified as phillitic clays, composed of illite, chlorite, kaolinite and micas (Bassoulet, 1979). The mass concentration of suspended sediment varies seasonally, with highest values observed in winter flood (>1 g/L) and lowest in summer (<30 mg/L). These fine-grained cohesive minerals are subject to the process of flocculation: in suspension, they have mostly been observed as small aggregates (microflocs) of sizes inferior to 100 microns, with local events of intense flocculation forming bigger aggregates.



**Figure 4.12 :** Aulne estuary location. The Terenez bridge is located at the end of the estuary ( $48^{\circ}16'07.38''$  N,  $4^{\circ}15'48.43''$  W)

During more than 5 hours of sampling during ebb, regularly spaced multifrequency (Aquascap 1000S), *in situ* granulometry (LISST 100-X) and physical parameters (YSI KOR-EXO 1 multi-parameters probes recording salinity, temperature, pressure and turbidity) profiles of the water column were acquired on board the N/O Albert Lucas. All instruments were attached horizontally to the same weighted downcasting structure, ensuring consistency between the different measurements provided by the instruments. *In situ* water samples were collected using a heavily weighted Niskin bottle at the same time intervals at a constant depth of 8m in order to relate the turbidity to the Suspended Sediment Concentration (SSC). During the whole experiment, a Kongsberg EM3002 MBES, connected to a SCSI disk, recorded more than 60000 raw complex backscattered pressure pings with a constant ping rate of 4 Hz and a fixed pulse-length of 0.15 ms. Sampling rate of the MBES is fixed at 15008 Hz, leading to 5cm cells along one beam (for a corresponding sound velocity of 1500 m/s).

### 4.2.3. Acoustic method for the determination of Suspended Sediment Concentration

#### 4.2.3.1. MBES a minima calibration

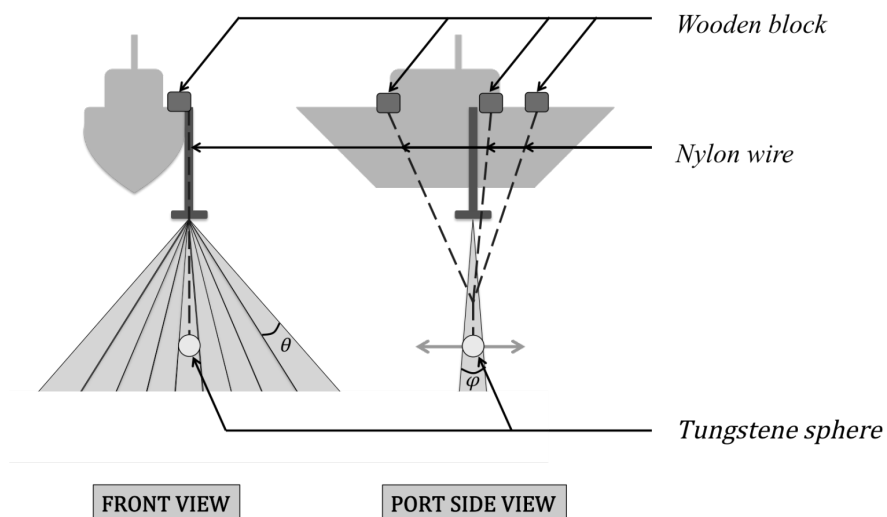
The Kongsberg EM3002 MBES is made of two distinct linear antennas, one playing a role of transmitter, the other of receiver. The former transmits a signal, wide athwart, and narrow along. The latter receives the backscattered signal over the entire space insonified by the transmitted acoustic pulse on its  $N$  elementary stave sensors (Lurton 2002). Raw acoustic data are then beamformed using a Hamming window in order to obtain an image of the acoustic backscattered pressure of the water column. In a concern of computational performances, 81 beams were generated from  $-60^\circ$  to  $60^\circ$  with a constant beamspace of  $1.5^\circ$ .

The beam steering occurring in the beamforming process has multiple inconveniencies. Indeed, it introduces differences in term of echo levels over the entire fan of the MBES, and it widens the equivalent solid angle  $\Psi$  as steering angles increase. In addition, a common constant bias to each beam exists in practice, which prevents the system from recording absolute measurements. Some authors recommend the use of calibration protocols involving the measurement of the response of a single target of known target strength over each an every beam of the MBES to further correct the levels of the echoes (Foote *et al.* 2005). These protocols are time-consuming and require heavy-duty operations and installations however they return entirely calibrated systems. This work rather reports on a *a minima* calibration of the MBES, feasible *in situ*, which focuses on the correction of a single beam of the echosounder, further spread over the entire MBES fan in order to obtain a homogeneous measurement of the absolute Volume Backscattering Strength  $S_v$ .

#### Constant bias determination

First, the method requires an estimation of the constant bias common to the whole fan of the MBES: Its determination relies on insonifying a 38.1 mm diameter spherical tungsten carbide target of known Target Strength ( $TS = -40.97$  dB in this case and given the environmental conditions. The material properties used to compute the  $TS$  are from MacLennan (1982). The high pass formulation has been used to determine this value) placed in one beam noted  $c$  at

steering angle  $\theta_c$  (preferentially the central beam) of the MBES. Then, the sphere is slowly moved back and forth in the beam, as it is delicate to place the sphere exactly inside the latter (Fig. 4.13). The advantage of such a calibration procedure is that it can be performed *in situ* provided that there is no high current that may cause the target to drift. For this experiment, an isolated dock in the Brest harbour proved to be a satisfying location. The same acquisition (4 Hz ping rate, 0.15 ms pulse length) and processing (Hamming window beamforming) conditions are employed so that the calibration data analysis is consistent with the underlying experimental MBES measurements. A Sound Velocity Profiler (SVP) measured sound velocity in the water column, the latter being constant at 1501 m/s. The MBES was mounted on the N/O Albert Lucas and the target was attached to three nylon wires, themselves attached to three wooden blocks equally positioned portside of the ship. This allowed the operators to play with the lengths of the wires in order to make the target pass through the MBES beam of interest  $c$  (here at  $\theta_c = 3^\circ$ ). A set of more than 1200 pings, containing a total of 4 back and forth motions of the sphere in the beam of interest was recorded. After correcting from spherical spreading and attenuation loss, and after a step of image analysis, the object is tracked down on the acoustic data. The  $TS$  value observed by the echosounder are further averaged, after what the calibration constant is obtained from the difference between the  $TS$  observed by the calibrated beam and the theoretical  $TS$  of the sphere.



**Figure 4.13** : Schematics of the *in situ* calibration protocol used to calibrate the MBES.

### Extension of the calibration to the entire fan of the MBES

The calibration can be extended to the other beams through an *a priori* knowledge of the antenna beampatterns in order to evaluate the level losses and equivalent solid angle variations over the entire fan of the MBES, relatively to the beam  $c$ , the latter being calibrated in  $TS$ . Taking account of the previous hypothesis,  $S_v$  can be written as follows (Lurton 2002):

$$S_v = F_{dB}(\theta_k, t) + 20 \log_{10} R + 2\alpha R - SL - C(\theta_k) - 10 \log_{10} \left( \Psi(\theta_k) \frac{c\tau}{2} \right) \quad (4.23.1)$$

$$C(\theta_k) = C_{abs} + C_{cal}(\theta_k) \quad (4.23.2)$$

$F_{dB}$  is the raw acoustic backscattered intensity, obtained just after beamforming.  $SL$  the source level and  $NL$  the ambient noise level in dB.  $R$  is the range from the phase centre of the echosounder,  $\alpha$  the attenuation coefficient,  $c$  the sound velocity,  $\tau$  the pulse length and  $C(\theta_k)$  and  $\Psi(\theta_k)$  are the echo level correction and “beamwidth factor” respectively.  $C(\theta_k)$  is decomposed into the sum of a “calibration factor”  $C_{cal}(\theta_k)$ , containing the different beam sensitivities for each beam, and the constant bias  $C_{abs}$  relative to the calibrated beam ( $C_{cal}(\theta_k = \theta_c) = 0$ ). From the measurement of  $C_{abs}$  for the beam  $c$ , the calibration parameters (calibration and beamwidth factors  $C_{cal}(\theta_k)$  and  $\Psi(\theta_k)$ ) of the other beams are deduced by modelling the theoretical beampatterns of the antenna using classical formulas (Marage & Mori 2010). This requires knowledge of the exact geometry of the antenna (elementary stave dimensions and positions), and if possible a measurement of a sole elementary stave beampatterns. This step is the most constraining, as such information relative to the conception of the antenna is subjected to industrial discretion.

#### **4.2.3.2. Equivalent spherical radii estimation using a multifrequency approach**

The Aquascap 1000S measures the root-mean-square backscattered voltage  $V_{rms}$  at 4 frequencies (0.5 – 1 – 2 – 4 MHz) on several cells at each ping. The length of the cells was set in the experience to 5 mm so that a total of 256 cells are recorded at each ping. The ping rate was set to



8 Hz and ensemble averaged every eight pings are computed before correcting for absorption, spherical spreading and other system-dependent parameters. The measured acoustic backscatter values finally resulted in an average of 100 sampling points centred around 0.5 m, with a pulse length of 6.67  $\mu$ s. Each backscattered profile was then converted into volume backscattering coefficients  $s_v$  ( $s_v = 10^{S_v/10}$ ). Further, the data were inverted using the Non-Negative Least Square algorithm (Lawson & Hanson 1974), yielding a mass concentration estimate for each input Equivalent Sphere Radii (ESR) class. The pillar of this inversion rests upon considering that the measured  $s_v$  at the four different frequencies  $f$  is the linear combination of the individual contributions of the particles present in the sampled volume.

$$s_v(f) = \sum_i \sigma_{bs}(a_i, f) * N_i \quad (4.24)$$

With  $a_i$  the equivalent spherical radius of size class  $i$ ,  $f$  the frequency,  $N_i$  is the abundance (or numerical density) of particles with an ESR  $a_i$  in number/m<sup>3</sup>. The backscattering model ( $\sigma_{bs}$ ) used to invert the data is derived from the truncated fluid sphere model (Pieper and Holliday, Stanton 1989), built under the assumption that the suspended material, taking the shape of small aggregated particles or flocs, possessed intrinsic backscattering characteristics linked to their inner matrix porosity, supposed constant during the whole experiment. These matrices are likely to induce a fluid-like behaviour of those particles in the presence of an acoustic pressure field (MacDonald *et al.* 2013; Thorne *et al.* 2014). The density  $\rho_0$  and Wood's sound speed (Wood 1964) in the aggregates  $c_0$  used in the model are defined as follows :

$$\rho_0 = N\rho_w + (1 - N)\rho_s \quad (4.25.1)$$

$$c_0 = \left( [N\rho_w + (1 - N)\rho_s] \cdot \left[ \frac{N}{\kappa_w} + \frac{1 - N}{\kappa_s} \right] \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.25.2)$$

With  $N$  the porosity of the aggregates,  $\rho_w$  and  $\kappa_w$  the density and ompressibility of the water, and  $\rho_s$  and  $\kappa_s$  the density and compressibility of the elementary particles forming the aggregates. In this

particular study the porosity was set to 0.94. Further details on the Truncated Fluid Sphere (TFS) model used to invert the multifrequency data are contained in (Fromant *et al.*, In prep.).

In order to invert the single frequency MBES volume backscattering strength and retrieve an estimate of the total mass concentration  $M$ , information relative to the ESR in the water column accounting for the whole suspension, is needed. Its formulation is given as follows :

$$s_v(f) = \sigma_{bs}(A_e, f) * N_e \quad (4.26.1)$$

$$N_e = \frac{3M}{4\pi A_e^3 \rho_0} \quad (4.26.2)$$

$s_v$  is the measured volume backscattering coefficient by the MBES,  $A_e$  the ESR accounting for the whole suspension,  $N_e$  the numerical density of particles of ESR  $A_e$ . Thus, the next step consists in “degrading” the information obtained after the multifrequency inversion through an optimum search of the ESR  $A_e$  corresponding to the whole suspension:

$$A_e = \underset{a_e}{\operatorname{argmin}} \left( \sum_i N_i \sigma_{bs}(a_i, f) - N_e \sigma_{bs}(a_e, f) \right) \quad (4.27)$$

Where  $a_e$  spans continuously through all size classes  $a_i$  (Eq. 4.24). This procedure (Eq. 4.27) in fact corresponds to the active search of the minimum of the function in brackets, for which the sum of the acoustical contributions of each particles in size class  $i$  reaches those of particles of one “weighted” single size  $A_e$ .

More generally, given the context (organic, mineral or aggregated particles) and an underlying backscattering model best describing the intrinsic properties of the suspension of interest, the method consists in exploiting the detailed results delivered by the multifrequency inversion in order to create an opportunity to invert single frequency data that could not have been accurately inverted without their insight.

#### **4.2.3.3. Single frequency MBES inversion**

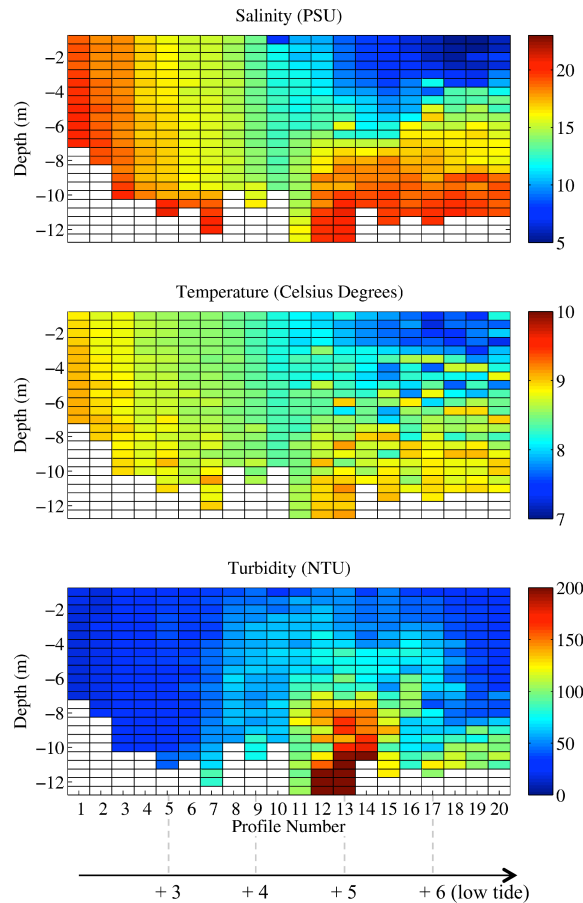
MBES data were split into 81 independent files, one for each beam, in order to facilitate processing. Each beam was corrected with TVG and the angle-dependant calibration coefficient in order to obtain  $s_v$  measurements. Due to heavy noise on the recorded data, the obtained  $s_v$  were filtered using a two-dimensional median filter with a slipping window of 3 cells in the vertical (15 cm length along the depth dimension) and 50 cells in the horizontal (12 seconds length along the time dimension). The median filter was chosen because of its reliability against both random and impulsionnal noise, and given the exponential based distribution of the volume backscattering coefficients  $s_v$ . This prevents the algorithm to return too high punctual under- and overestimations of the actual mass concentration after inversion.

Independently, the 20 multifrequency inverted profiles allowed estimations of the ESR for the whole suspension on the water column for the whole experiment. The ESR data were linearly interpolated throughout the experiment to fit the ping rate of the MBES (4 Hz) and the beam sampling depths which vary with the steering angles, as well as the backscattering cross sections obtained from the modified TFS model. Uniform extrapolation was applied to the last bins of the water column when those were empty of data by extending the last non-null bin's value to reach the bottom depth. Input particle densities were computed using equation 4.25.

#### **4.2.4. Results**

##### **4.2.4.1. Physical parameters**

Figure 4.14 shows the evolution of Salinity, Temperature and Turbidity profiles during the whole experiment. The time lapses between each profile are near to 15 minutes. The first profiles (1 to 10) were hard to achieve due to the presence of a strong current preventing the downcasting structure to reach the bottom of the river.



**Figure 4.14:** Physical parameters variation during the experiment. From top to bottom, Salinity (PSU), Temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) and Turbidity (NTU) are displayed. The experiment is marked by vertical discontinuities, and a moderate turbidity event, occurring after mid-tide where the current is the strongest.

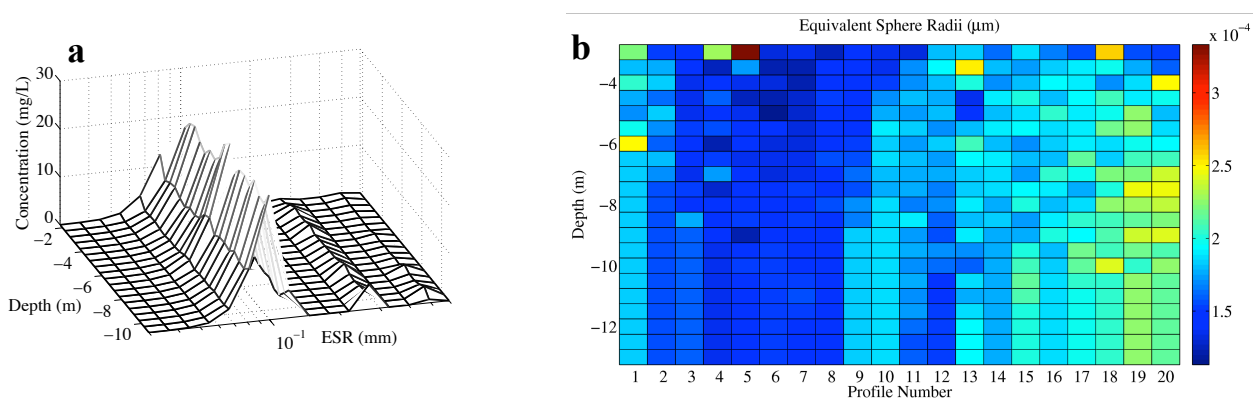
The vertical structure is marked by its strong salinity gradient. Its position in the water column evolves with the tide, nearly reaching the surface in the end of the experiment. Temperature variations are quite limited in amplitude, decreasing from 9 to 7.5. A small temperature gradient appears in the end of the experiment, due to the presence of unmixed fresh water coming from the river after the slack tide. The recorded turbidities are characterized by a moderate turbidity event localized in time and depth between profiles 7 and 18 (16 – 300 NTU).

#### 4.2.4.2. Acoustical estimate of the mass concentration

Even at high frequencies ( $> 0.5$  MHz), no noticeable sediment attenuation could be observed. It was thus neglected during the processing of the acoustical data (multifrequency profiler and MBES). For the depths sampled by the multifrequency profiler, the highest turbidity event recorded attained around 500 mg/L. Were the SSC higher in deeper bin sampled by the MBES, the assumption under which the sediment attenuation remains negligible might be considered incorrect for the high frequencies of the multifrequency profiler. However, the active frequency of the MBES is 300 kHz, for which this assumption can still be kept identical. This will be discussed in the last section.

#### 4.2.4.3. Equivalent sphere radii estimation

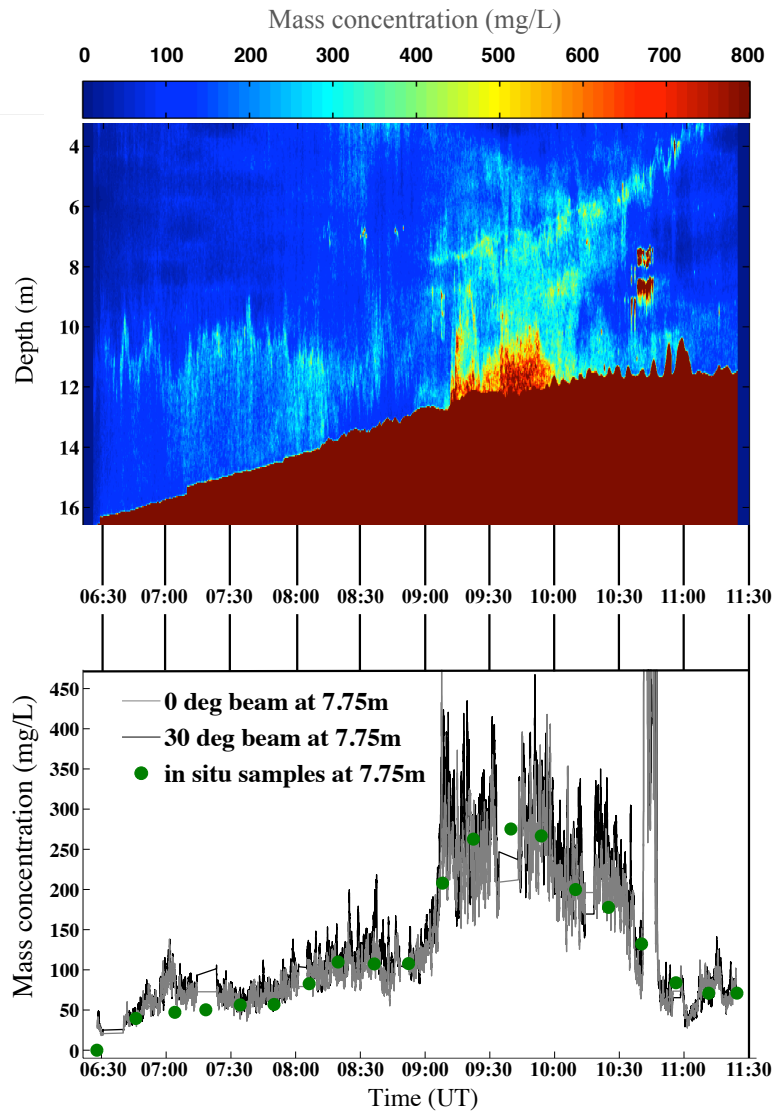
Figure 4.15-a illustrates the NNLS output mass concentration in mg/L for each input ESR class and each depth cell for one station (station 4). Following equation 4.27, the ESR for the whole suspension is found for each depth cell and stacked to further be used for the MBES single frequency inversion (Fig. 4.15-b). ESR for the whole suspension range from 120  $\mu\text{m}$  to 250  $\mu\text{m}$  and are continuously increasing throughout the experiment. There appears to be no strong vertical stratification of the ESR in the water column. Suspended material becomes broader as the tide level decreases.



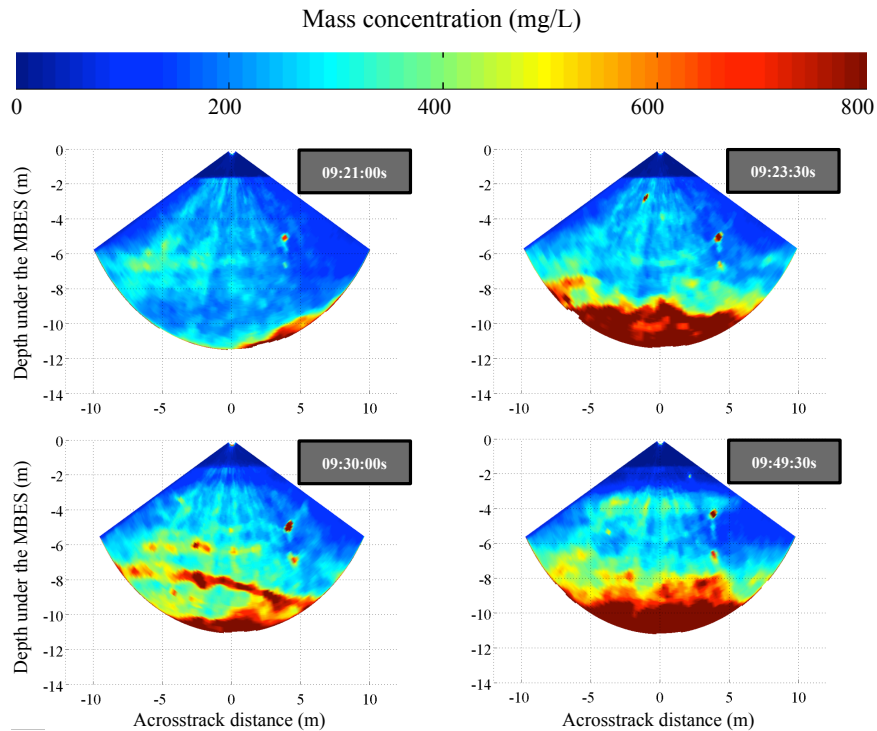
**Figure 4.15 :** a) NNLS solution per size class for each depth sampled. b) Equivalent spherical radii (m) from the whole experiment.

#### 4.2.4.4. Single frequency inversion results

Each 81 beam files of the MBES, containing more than 60000 pings, were inverted following equations 4.26-27. The backscattering cross-section  $\sigma_{bs}$  used for the inversion is the same as for the multifrequency data. At 300 kHz, the Rayleigh scattering is dominant, and the backscattering cross-section varies according to  $a_e^6$ . Figure 4.16 represents the inverted time series MBES signal for the central beam along the water column, completed with a comparison between two inverted beams at  $0^\circ$  and  $30^\circ$  and the *in situ* observations at a fixed depth of 7.75m. The blanks in the MBES data (Fig. 4.16 bottom) are the results of sudden system failures (eg.  $\sim$  9:40 AM) that occurred regularly as the SCSI disk stopped recording the raw data. These time-lapses thus correspond to reboots of the system. The MBES mass concentration estimate looks well related to the actual mass concentration variations, and this for most of the beams, in spite of its high variability. A tendency to localized under- and overestimations of the mass concentration is to be noted, indicator of the sensitivity induced by the ESR determination. Figure 4.17 shows the inverted mass concentration of one ping under the shape of an echogram. A clear contrast can be observed near the riverbed, where a higher concentration layer is set. This layer is characterized by its high dynamics, as being observed by continuous adjacent beams over time.



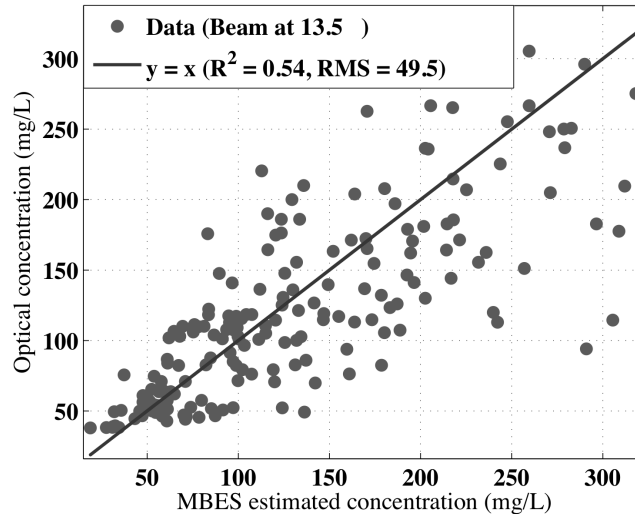
**Figure 4.16** : Top : Inverted mass concentration in mg/L observed from the central beam of the echosounder ; bottom : Time series of mass concentration estimated by the beam in central position and steered at  $60^\circ$ .



**Figure 4.17** : Mass concentration echograms at four different times during the experiment

Due to autocorrelation between beams, coupled with the spatial variability of the suspended sediment load and noise in the MBES data, the correlations between the overall MBES observations (over all beams) and the vertical profiles of *in situ* optical concentrations remain low. Part of the MBES near field was discarded from the correlation, as well as the last meters of the water column that were not sampled by the optical turbidimeter. (Nilsen 2007) indeed reports the nearfield extends to approximately 7m, yet echo strength measurements become quite stable after 5 to 6 meters. The correlation for most of the beams from 5 meters to the near bottom of the river yet appears reliable ( $R^2 > 0.5$ ,  $RMS \approx 50$  mg/L Fig. 4.18), except for the outer beams, which have a tendency to systematic underestimation of the mass concentration, particularly between  $-60^\circ$  and  $-40^\circ$ . However, further filtering allows to reach higher correlation coefficients.





**Figure 4.18** : Scatter plot of the mass concentrations (mg/L) estimated by the MBES and the mass concentrations obtained through optical measurements. The linear regression between the two estimates was forced through the zero crossing of both variables. The coefficient of determination  $R^2$  is given.

#### 4.2.5. Discussion

In this paper we inverted the *in situ* acoustic signal from aggregated particles in a macrotidal estuary using a combination of continuous calibrated MBES raw data at 300 kHz and punctual multifrequency observations. The method described here starts with the determination of an Equivalent Spherical Radius of the suspension through multifrequency inversion involving the use of a backscattering model sufficiently well describing the suspension of interest. The backscattering model used in this context is a modified truncated fluid sphere model designed to take account of those particles of reduced density forming the aggregates and the latter has been validated in a previous study (Fromant *et al.*, In prep). The estimated ESR, determined beforehand through the NNLS method, are then used to recover an absolute estimation of the concentration using the single-frequency signal of the MBES, for which a semi-empirical calibration is proposed in order to obtain a harmonized reading of the volume backscattering strength over its entire fan. This method has shown being successful in estimating the actual two-dimensional concentration in the water column, revealing the behaviour of the suspended material under the MBES over time.

These assessments however result from several assumptions made *a priori* of the measurements. First, the calibration might be subjected to several errors as being theory-based. The real directivity patterns of the antenna might not exactly correspond to the ones determined here through theory, especially for the high steering angles, leading to systematic errors that can reach up to +/-1 dB, and thus bias the final concentration estimate. However, this calibration of the MBES is an *a minima* calibration, which still offers the advantage of being straightforward and easy to reproduce. A slight additional lack of precision might yet come from the noise level estimation. The latter is comprised in the overall calibration constants, and so the calibration might reveal itself site-dependant. In this context, the calibration was performed in Brest harbour, whereas the measurements were collected in the Aulne estuary, which is far less subject to traffic or wind. However, the noise contribution is supposed to remain low enough at 300 kHz to be neglected.

Secondly, the assumption that the backscattering model used in this case is reliable was made, even if some slight misfits might appear, causing small deviations in the ESR determination, thus ultimately leading to light over and underestimations of the concentration after the MBES single frequency inversion. More specifically, the absorption by suspended aggregates was neglected in this context, as it was not noticeable on the Aquascat multiple frequency data after sound absorption and spherical spreading corrections, which could reveal not to be correct for the deeper layer ( $\approx 11\text{m}$ ) that was not systematically sampled by the instrument. This part of the method is also the most sensitive, as a wrong appreciation of the ESR through multifrequency inversion of the Aquascat measurements could damage the final concentration estimation from the MBES by several orders of magnitude, as the backscattering cross-section varies according to  $a^6$  in the Rayleigh regime. However, the multifrequency inversion still has the advantage to enhance the small-scale structures in the water column added to the fact that the Aquascat is known for its high accuracy, approaching 5% of the recorded values for 100 averaged samples (Betteridge *et al.* 2008).

In addition, both instruments sampled different volumes, both qualitatively (the sampled volumes were separated by at least 5 meters horizontally) and quantitatively (the volumes sampled by the

Aquascat are smaller than those sampled by the MBES), and thus the assumption that the suspended material was invariant horizontally at the time of the measurements was made. Indeed, the suspended sediment structures are believed to be patchy enough to be observed by both instruments at the time of the measurement.

In view of these comments, several general remarks are to be stated regarding the use of such a method for the purpose of suspended particulate matter imaging and quantification: 1/ The method has been tested on a unimodal distribution of aggregated sediments, and needs to be addressed in other situations, such as for the case of the well studied coarse sand suspension which heuristically based backscattering model is well documented (Thorne & Hanes 2002). 2/ In case of fluid like particles of rather important dimensions, which backscattering properties present dips and peaks in the geometric regime (Anderson 1950; Stanton 1988; Stanton & Chu 2000), the determination of an ESR for the whole suspension might be problematic as to one specific backscattering cross section corresponds several ESR. This surjective property of these backscattering models could possibly be overcome through an estimation of the most probable solution using multifrequency data, however the final singlefrequency inversion result would most probably remain unchanged. However, the dips and peaks in the backscattering model tend to intensify the sensitivity of the single-frequency inversion, as to a small deviation in the ESR estimation could correspond a dramatic change in the backscattering cross-section. In the context of the study, the use of the 300 kHz frequency and the small particle dimensions prevent the results from becoming ambiguous, as spanning through the Rayleigh regime. 3/ This method would fail when it comes to more complex suspensions, such as multi-modal suspensions (Moate & Thorne 2009; Moate & Thorne 2013) containing several types of SPM, of organic or mineral origins. Indeed, no generic backscattering models exist for this kind of suspension, which, unfortunately are the most common in reality. A few possibilities do exist in particular cases, involving for instance a derived use of the NNLS algorithm (MacLennan & Simmonds 1992) and prior calibration with *in situ* samples.

#### **4.2.6. Conclusions**

This work is the first inversion of absolute MBES data for the purpose of suspended sediment quantification. The adding of another dimension of observation offers new insight on SPM quantification, and suspended sediment dynamics studies. This method could also provide new information concerning primary production and trophic activity related studies, in particular in view of the direct stock assessments using MBES for ecological purposes. More specifically, a wise choice of frequencies given the application is to be anticipated since organic and mineral particles don't possess the same properties, especially in terms of size and size distribution, where organic matter is often larger (at least that is the case for micro and mesozooplankton as well as micronekton).

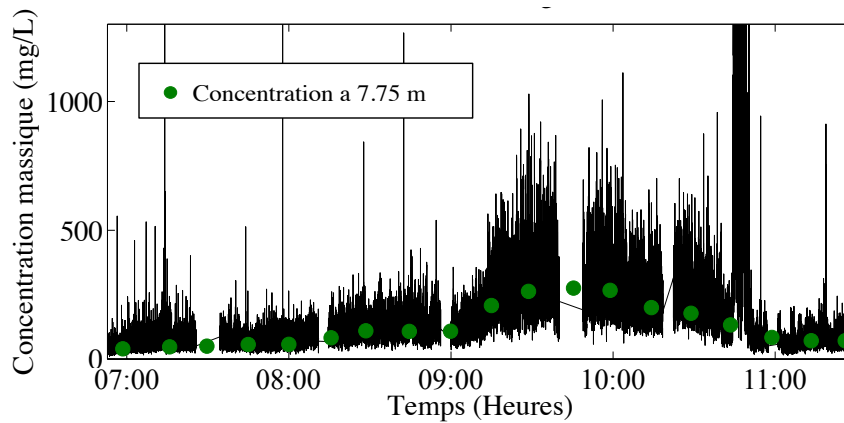
Finally, even if stationary measurements provide good insight on the suspended matter load in the water column over time, this method also allows on-going measurements, which makes it possible to retrieve large scale information about SPM, for instance in coastal waters where they are the most abundant. Such on-going measurements would require a specific acquisition protocol.

### **4.3. Résultats complémentaires sur l'utilisation des sondeurs multifaisceaux pour la quantification des MES**

#### **4.3.1. Traitement des données sondeur et calibration**

##### **4.3.1.1. Filtrage des données SMF**

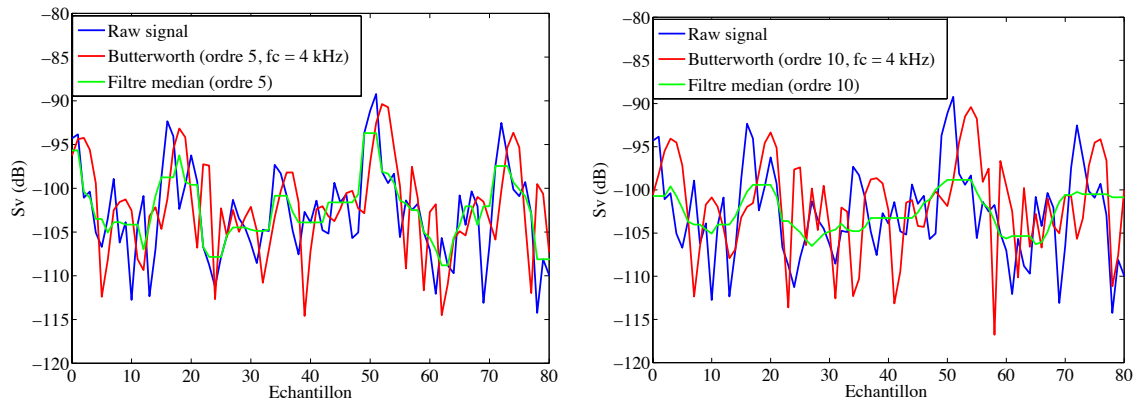
Les données brutes issues du sondeur sont fortement bruitées et sujettes à des variations très prononcées d'un cycle de mesure à l'autre. L'inversion des données se solde alors par une lecture difficile des concentrations estimées (Fig. 4.19). Une étape de filtrage est donc nécessaire, afin de supprimer les variations très hautes fréquences du signal brut du sondeur.



**Figure 4.19** : Signal brut issu du SMF inversé en concentration (mg/L).

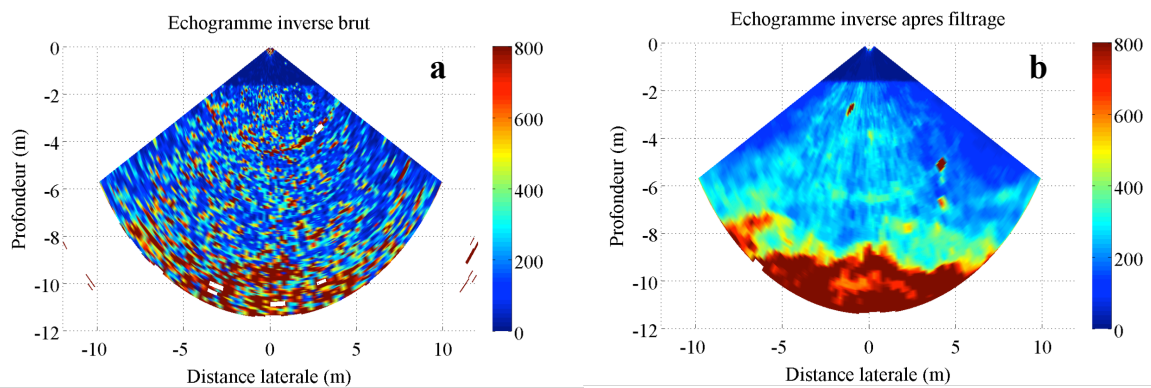
Les filtres passe-bas les plus courants sont les filtres de Butterworth et le filtre médian. Ces deux types de filtres sont couramment utilisés à des fins de réduction de bruit. En particulier, l'avantage du filtre médian ici est qu'il est très peu sensible aux bruits impulsionnels, contrairement à son homologue de la moyenne glissante. En effet, les coefficients de rétrodiffusion volumique ( $10^{S_v/10}$ ) sont distribués suivant une loi exponentielle, et donc fortement sujets à des bruits impulsionnels.

La figure 4.20 représente les indices de rétrodiffusion volumique bruts et filtrés suivant des filtres médian et de Butterworth, respectivement d'ordre 5 et 10 (les filtres ont été appliqués sur les coefficients de rétrodiffusion volumique, puis le résultat observés en dB afin d'attester de leur bon fonctionnement). La fréquence de coupure du filtre de Butterworth a été fixée à 4 kHz dans l'exemple présent. Le choix de la fréquence de coupure dans la création du filtre de Butterworth est arbitraire. Il dépend des fréquences à atténuer, et un mauvais choix peut entraîner des pertes d'information trop importantes. D'une manière générale, d'après les figures 4.20, les deux filtres produisent des résultats acceptables au regard du signal brut enregistré par le sondeur, bien que le filtre médian, moins sujet aux variations impulsionnelles présentes au sein du signal brut, soit généralement plus intéressant (à condition de ne pas choisir un ordre de filtre trop élevé qui engendrerait un lissage abusif des données).



**Figure 4.20 :** Indices de rétrodiffusion volumique bruts et filtrés selon différentes méthodes : filtre médian et filtre de Butterworth.

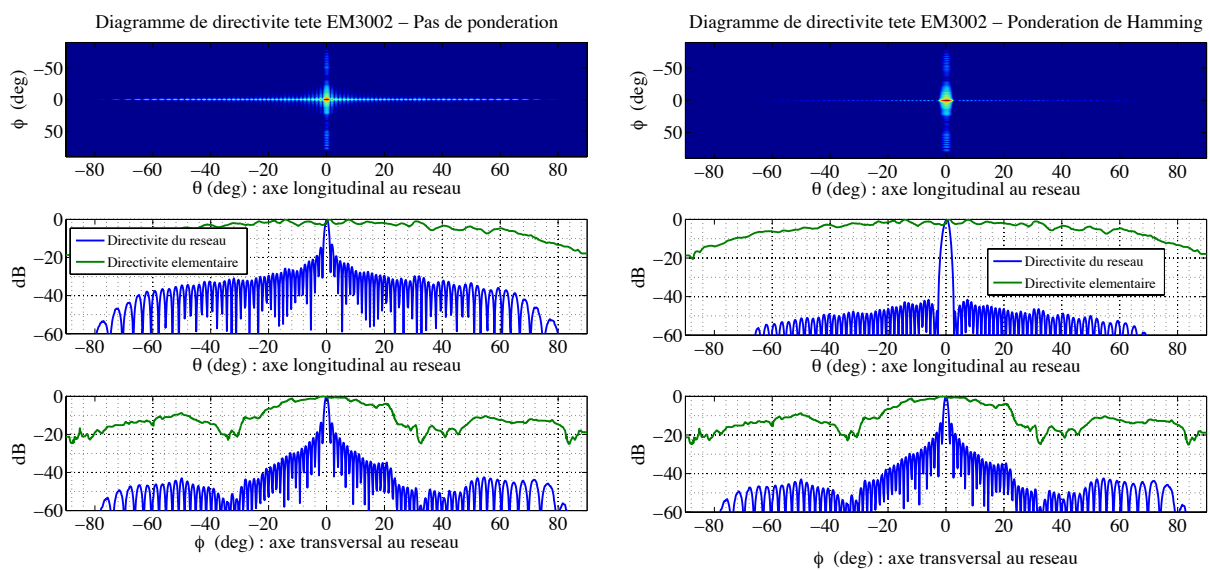
La figure 4.21 présente un échogramme brut inversé, et le même échogramme de donnée « nettoyé » acquis durant la campagne CACAO2. Appuyé par une information quantitative cohérente, cet échogramme permet l'interprétation qualitative de la dynamique des MES présentes dans la colonne d'eau. Celle-ci est nettement plus discernable sur l'échogramme inversé après filtrage des données.



**Figure 4.21 :** Echogrammes inversés en concentration massique (mg/L) brut (a) et filtré (b) issus des données collectées lors de la campagne CACAO2.

### 4.3.1.2. Influence de la formation de voies

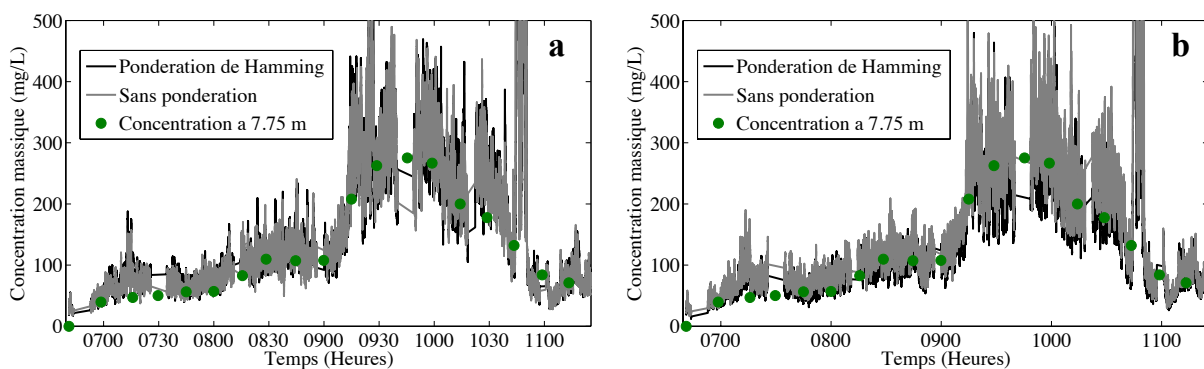
Il est physiquement impossible d'annuler la présence de lobes secondaires, dont les niveaux sont plus faibles que le lobe principal mais qui restent à proximité immédiate de ce dernier ( $<2^\circ$  dans le cas de l'antenne EM3002 sans pondération). L'ajout d'une pondération des capteurs lors de la formation de voies a pour but de réduire les niveaux des lobes secondaires et d'améliorer la qualité du signal. Cependant, cette pondération se fait au détriment de la résolution angulaire du sondeur, en augmentant les ouvertures de chaque faisceau de l'éventail de mesure, et par conséquent leurs angles équivalents (Fig. 4.22).



**Figure 4.22** : Fonction de directivité du faisceau central de l'antenne complète de l'EM3002 sans pondération (gauche) et avec pondération de Hamming (droite)

Le choix de la fonction de pondération consiste donc à définir un compromis entre le niveau des lobes secondaires et la résolution angulaire du multifaisceaux suivant le type d'observation envisagé. Dans notre cas, la rétrodiffusion des ondes acoustiques sur la MES produit généralement de faibles niveaux d'écho qui, pour être correctement observables, imposent d'optimiser au maximum le rapport signal à bruit du système en abaissant au mieux le niveau des lobes secondaires. De plus, la MES s'organisant généralement sous forme de nuages de particules plus ou moins diffus sur des portions importantes de la colonne d'eau, l'impact de la dégradation

de la résolution angulaire du système (comme contrepartie d'un abaissement important du niveau des lobes secondaires) sur la qualité d'observation de la MES restera dans la plupart des cas négligeable. C'est pourquoi, dans le cadre de cette étude, la pondération de Hamming, permettant d'abaisser de manière importante le niveau des lobes secondaires, a finalement été choisie pour former les voies de l'EM3002 dans l'optique d'une observation optimale de la MES. L'impact de la pondération capteur sur l'inversion du signal du sondeur est illustré à travers la figure 4.23 pour CACAO2. Les détails concernant les nouveaux coefficients de calibration  $C_{abs}$  et  $\Psi$  sont fournis en annexe C. Les faisceaux à 0 et 30 degrés sont comparés pour deux formations de voies différentes, l'une sans pondération, l'autre avec une pondération de Hamming.



**Figure 4.23** : Suivi de la concentration massique en MES déterminée par inversion avec et sans pondération de Hamming, comparée aux concentrations massiques déterminées *in situ*. Faisceau central (a) et faisceau dépointé à 30° (b).

Le résultat n'est pas significativement influencé par l'ajout ou non d'une pondération, ou du moins la différence engendrée n'est que peu visible à l'échelle des incertitudes en jeu dans l'inversion du signal rétrodiffusé. Néanmoins, il est possible par exemple de constater des concentrations légèrement plus importantes dans le cas où aucune pondération des capteurs n'est utilisée, en particulier pour le faisceau dépointé à 30°. Pour ce qui est de la campagne CACAO (Section 4.3.2), un biais d'environ 5 mg/L apparaît entre les résultats obtenus avec et sans pondération. Ce biais, qui n'apparaît pas sur les résultats de la campagne CACAO2, est probablement dû à la détermination du coefficient de calibration, car en définitive la gamme de concentration sur laquelle l'expérience se focalise est très étroite et les erreurs sont plus facilement visibles. Ces différences, bien que minimales étaient attendues, et leurs faibles



magnitudes témoignent de la fiabilité de la méthode, qui renvoie un résultat similaire pour deux calibrations différentes (avec et sans pondération).

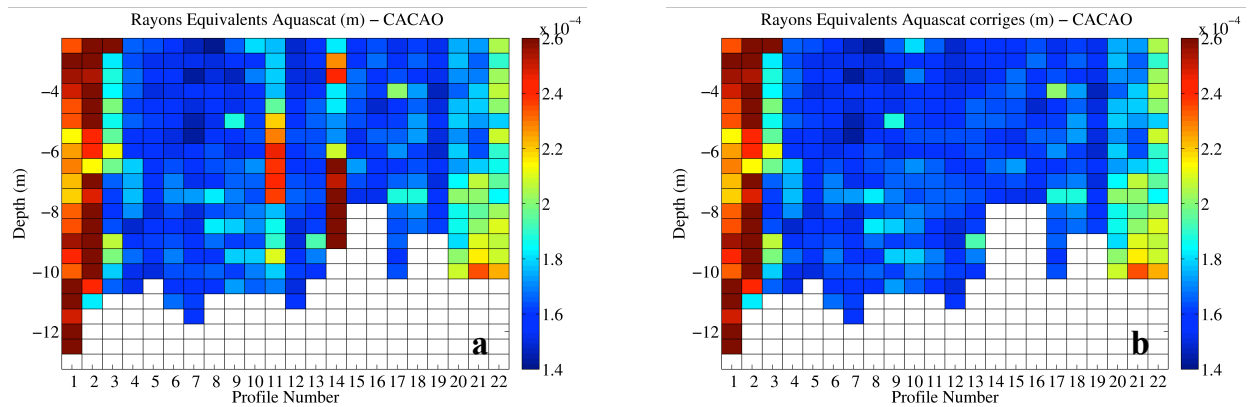
### **4.3.2. Cas d'une faible gamme de concentration : campagne CCAO1**

#### **4.3.2.1. Paramètres environnementaux**

Les informations relatives aux paramètres physiques de la colonne d'eau (température, salinité, turbidité, Fig. 3.7), ainsi que les conditions d'acquisition sont telles que présentées dans le chapitre 3 (Section 3.2). Globalement, les concentrations massiques varient de moins de 10 mg/L à 30 mg/L, excepté pour les profils 20 et 21, où la concentration proche du fond peut atteindre 70 mg/L. La colonne d'eau, contrairement à la campagne CCAO2, n'est pas stratifiée, et sa composition évolue uniformément sur la durée de l'expérience. Les faibles courants observés sont caractéristiques des périodes d'étiage de l'Aulne.

#### **4.3.2.2. Rayons équivalents de la suspension**

Les profils multifréquences ont été exploités suite aux résultats d'inversion présentés dans le chapitre précédent (Section 3.2). Les rayons équivalents de la suspension sont illustrés par la figure 4.24. Les début (profils 1 et 2) et fin (profils 20 à 22) de l'expérience sont caractérisés par de fortes valeurs de rayons équivalents, supérieurs à 200 microns. Entre ces profils, le rayon équivalent de la suspension reste sensiblement proche de 160 microns sans variation notable, excepté pour les profils 11 et 14 pour lesquels l'inversion multifréquences retourne des valeurs hautes supérieures à 200 microns. Les résultats issus de ces deux profils ne sont pas en cohérence avec l'ensemble des résultats de l'expérience et, comme aucune raison précise n'a pu être déterminée pour justifier ces écarts soudains, nous n'avons pas pris en compte ces deux profils dans nos analyses, qui ont été remplacés par une moyenne faite sur les profils consécutifs (Fig. 4.24).



**Figure 4.24** : Suivi des rayons équivalents (m) de la suspension au cours de l'expérience CACAO1. (a) rayons équivalents bruts. (b) rayons équivalents corrigés des profils 11 et 14.

### 4.3.2.3. Résultats de l'inversion du sondeur multifaisceaux

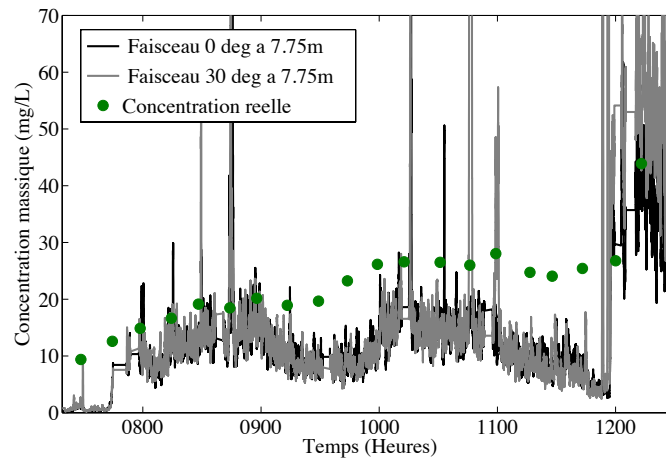
#### Gamme de concentration et seuil de détection

Les données acoustiques correspondent à des gammes de concentration faibles se trouvant parfois en limite de détection (rapport signal à bruit proche de 1) du système d'observation (que ce soit le profileur multifréquence ou le sondeur multifaisceaux). Il est donc important de déterminer précisément la limite de détection de ces instruments afin d'évaluer, pour chacun d'entre eux, jusqu'à quelle concentration minimale en MES (obtenue après inversion) la mesure a encore un sens.

Concernant le profileur multifréquences, le constructeur indique que sa limite de détection est proche de 10 mg/L. Cette valeur est très proche des concentrations rencontrées durant cette expérience. Par ailleurs, cette information est applicable à une suspension de sable, dont la rétrodiffusion est notablement plus forte que celle rencontrée dans cette étude où il s'agit principalement d'agrégats possédant des propriétés de particules fluides.

Le sondeur multifaisceaux est quant à lui dimensionné pour enregistrer des variations de  $S_v$  sur une dynamique de mesures de 128 dB (0 à -128 dB). Les niveaux de  $S_v$  observés en présence de MES durant cette expérience avoisinent -80 dB. Pour des niveaux aussi faibles, le bruit de

mesure compte pour beaucoup dans l'interprétation du signal. De plus, le bruit peu être amené à varier au cours de l'expérience. Lors de cette expérience, le sondeur est à la limite de ses capacités de détection.



**Figure 4.25:** Suivi de la concentration massique déterminée par inversion avec pondération de Hamming. Les rayons équivalents utilisés sont corrigés des profils 11 et 14. Les résultats pour le faisceau central et le faisceau dépointé à 30 ° sont comparés aux concentrations massiques déterminées *in situ*.

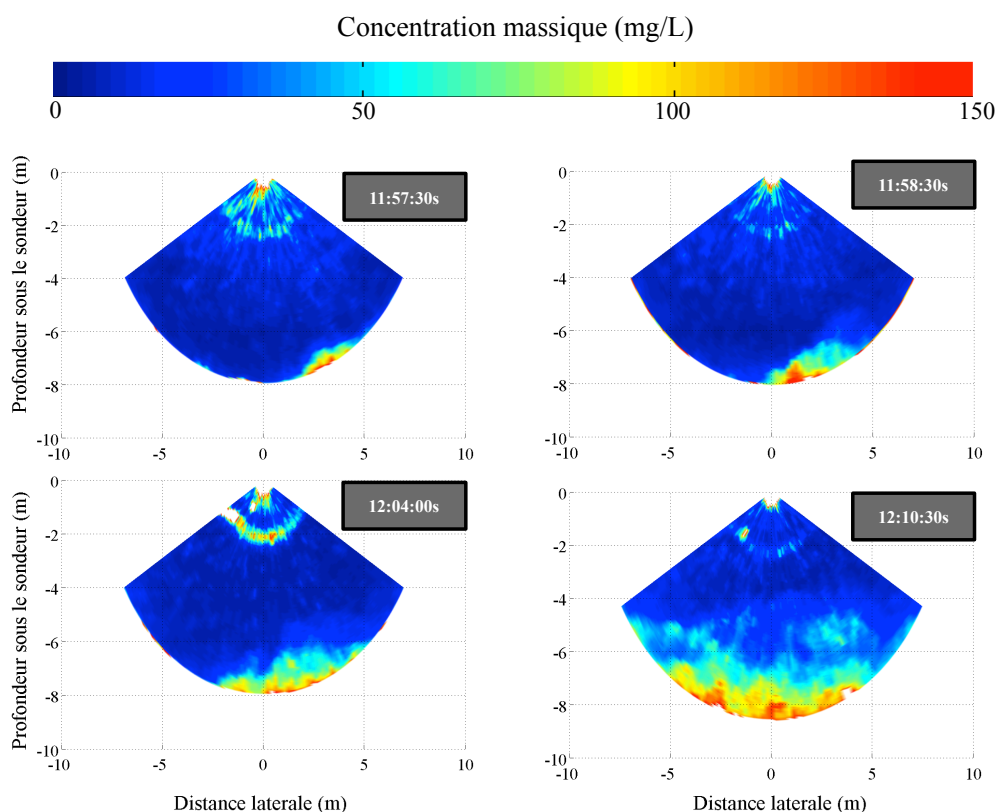
La figures 4.25 présente les concentrations estimées par inversion des données sondeur au regard des résultats issus des observations optiques de turbidité. L'estimation de la concentration sur l'ensemble de l'expérience est en sous-estimation constante par rapport aux observations *in situ*. Par ailleurs, l'écart entre concentration réelle et estimée se creuse au cours de l'expérience pour atteindre un facteur supérieur à 2. Cette erreur systématique provient probablement de la limite de détection du sondeur, couplée aux limites du modèle à décrire la suspension en question. On observe tout de même que les variations de la charge en MES sont en accord avec les celles observées par turbidimétrie optique.

Enfin, il est intéressant de noter que les concentrations plus importantes rencontrées en fin d'expérience tendent à augmenter la cohérence de leurs estimations acoustiques. En présence de concentrations faibles (visibles sur la figure 4.25 jusqu'à 12h00), la donnée acoustique sous-estime systématiquement la concentration, alors qu'en présence de concentrations plus élevées

(visibles après 12h00 avec des concentrations réelles au-delà de 30 mg/L approximativement), les écarts entre concentrations réelles et estimées acoustiquement deviennent très faibles. Cela est lié au seuil de détection de l'EM3002 (discuté ci-dessus) à partir duquel l'information utile se trouve tout ou partie noyée dans le bruit, si bien que l'inversion monofréquence se solde par un résultat inexact.

#### Distribution spatiale des MES sous le sondeur

Les faibles variations de concentration en MES au cours de l'expérience, couplées à la sous-estimation globale des concentrations estimées par inversion monofréquence, ne permettent pas une visualisation cohérente d'échogrammes inversés. De plus, la concentration semble homogène sur l'intégralité de la colonne d'eau et donc aucune distribution spatiale, ou du moins légère, n'est visible sur les données. Seul un épisode de forte turbidité survenant durant les 20 dernières minutes d'acquisition est discernable sur les données, avec des concentrations estimées par le sondeur allant jusque 150 mg/L, soit près de 10 fois supérieures à celles observées tout au long de l'expérience (Fig. 4.26).



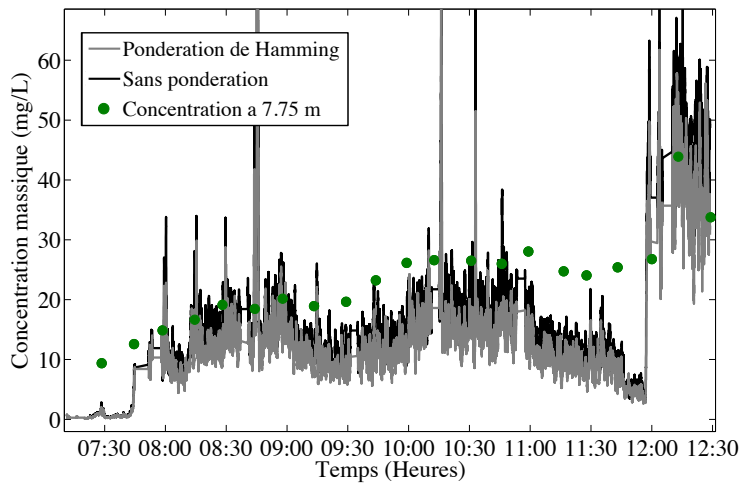
**Figure 4.26** : Echogrammes en concentration massique mettant en évidence l'épisode de fortes turbidités en fin d'expérience CACAO1.

Il est néanmoins délicat d'affirmer avec certitude si les concentrations observées par le SMF sont correctes, car seuls 3 prélèvements/profils ont été réalisés dans cet intervalle de temps. Qualitativement toutefois, sur la figure 4.25 l'estimée du sondeur semble en bon accord avec les concentrations observées *in situ*.

### Effet de la pondération

La figure 4.27 présente les inversions des données sondeur sans pondération capteur. Dans ce cas, les concentrations estimées semblent plus proches des résultats *in situ* qu'avec la pondération de Hamming. Il ne faut cependant pas se méprendre sur la justesse de cette information. A cette échelle, ce phénomène peut aussi bien être dû au modèle, ou à un léger biais sur la détermination de  $C_{abs}$  dont l'influence n'est pas visible sur les données de l'expérience CACAO2 durant

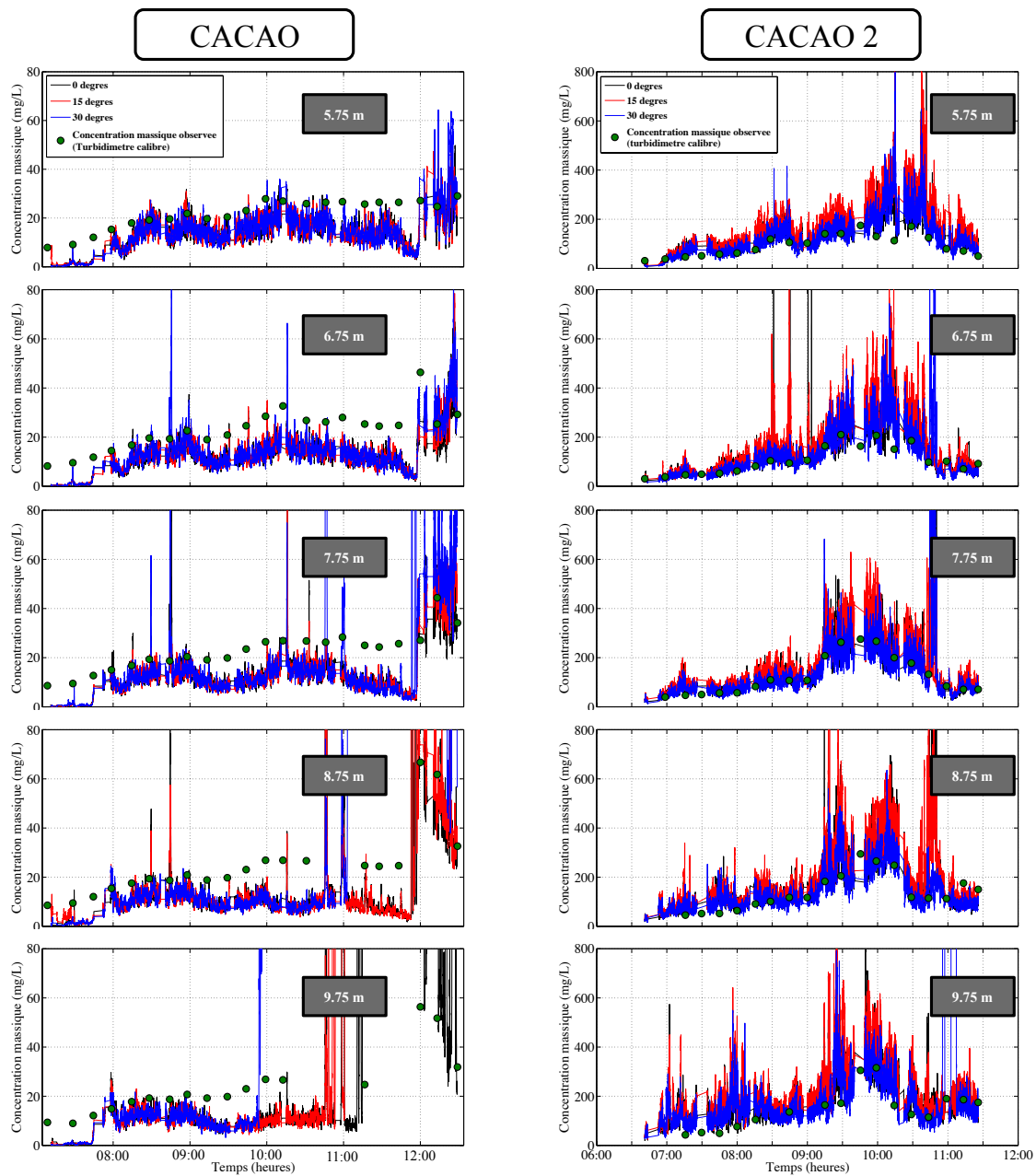
laquelle un spectre plus large de concentrations est couvert. Le facteur d'erreur sur l'estimation de la concentration reste tout de même élevé, au maximum égal à 1.25 entre les profils 1 et 18.



**Figure 4.27** : Suivi de la concentration massique déterminée par inversion sans pondération de Hamming sur le faisceau central. Les rayons équivalents utilisés sont corrigés des profils 11 et 14. Les résultats pour le faisceau central et le faisceau dépointé à 30 ° sont comparés aux concentrations massiques déterminées *in situ*.

### 4.3.3. Synthèse des résultats des campagnes CACAO

Dans les deux cas présentés sur la figure 4.28, le modèle utilisé est globalement en accord avec les résultats observés *in situ*. Les variations de concentrations massiques sont clairement identifiées tout au long de l'expérience et sur la verticale. Le suivi de ces variations s'avère cependant plus performant dans le cas de charges plus importantes en MES (CACAO2). L'existence de biais mineurs entre chaque faisceau est mise ici en évidence avec le faisceau dépointé à 15° (CACAO2). Toutefois, l'estimation de la concentration massique s'avère dans l'ensemble homogène sur la majeure partie de l'éventail de mesure du sondeur. Des résultats complémentaires sont détaillés en annexe E.



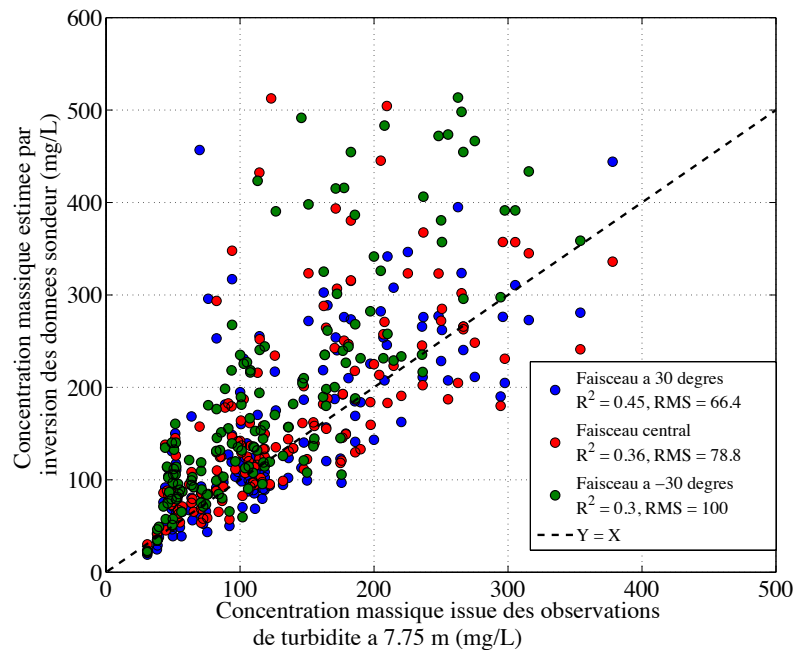
**Figure 4.28 :** Suivi des variations de la concentration massique estimée par l'inversion des données SMF pour les expériences CACAO1 (gauche) et CACAO2 (droite) à 5 profondeurs différentes. Pour chaque graphe, les concentrations massiques estimées à partir des faisceaux à 0°, 15° et 30° sont représentées, ainsi que les concentrations massiques déterminées à l'aide du turbidimètre optique.

#### 4.3.4. Validation des résultats

La validation des résultats dépend fortement du filtrage du signal et de la formation de voies (en effet, les faisceaux sont autocorrélés). Couplées à la présence de bruit, les validations directes fournissent donc de faibles coefficients de détermination ( $R^2$ ). De plus, la vitesse d'échantillonnage est différente entre les données sondeur et les différents profils réalisés, rendant délicate toute comparaison. Une comparaison directe des résultats peut ainsi être faite soit 1/ en sous-échantillonnant les résultats sondeurs aux instants des profils, soit 2/en sur-échantillonnant les observations de turbidité issues de la sonde multiparamètres, calibrée en concentration massique (Fig. 3.6) aux instants du sondeur :

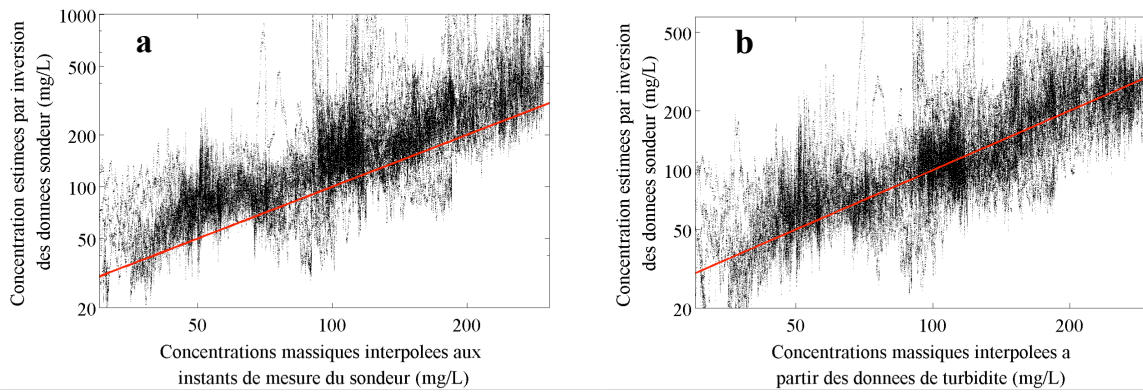
Dans le premier cas évoqué, les valeurs de  $R^2$  renvoyés sont faibles et les RMS sont très variables. A titre d'illustration, la figure 4.29 présente les concentrations estimées issues du sondeur, interpolées aux instants des profils entre 6 m et le fond de la colonne d'eau dans le cas de l'expérience CACAO2 (Interpolation cubique). Ces concentrations sont comparées à celles déterminées grâce au turbidimètre. Les faisceaux à  $-30^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $30^\circ$  y sont représentés. Les  $R^2$  par rapport à la droite  $y = x$  sont supérieurs à 0.3. Il est probable que le filtrage léger des données dans ce cas (filtre médian de 12s sur les coefficients de rétrodiffusion volumique) induise une présence prononcée de pics de concentrations très rapides (Fig. 4.20), biaisant l'interpolation aux instants d'intérêt. En effet, les concentrations, au même titre que les coefficients de rétrodiffusion volumique  $s_v$ , sont distribuées suivant une loi exponentielle et un filtrage supplémentaire est nécessaire afin d'établir une corrélation plus satisfaisante. Ainsi, le choix d'une fenêtre plus large pour le filtrage médian, de longueur 50s (~200 pings), permet d'obtenir des  $R^2$  supérieurs à 0.5.





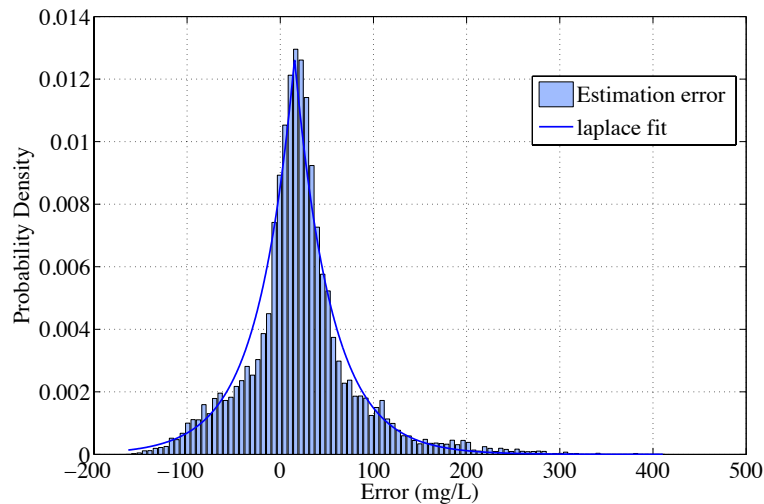
**Figure 4.29** : Nuage de points entre les valeurs de concentration massique (mg/L) déduites des observations optiques et celles issues du sondeur, interpolées aux instants de chaque profil.

La figure 4.30 présente la comparaison directe entre l'estimée de la concentration issue du sondeur et les concentrations déterminées grâce au turbidimètre interpolées aux instants d'acquisition du sondeur, et ce pour le faisceau dépointé à  $-30^\circ$  et le faisceau dépointé à  $30^\circ$ . Ce dernier cas est le plus discutable, car la charge en MES varie de manière fluctuante sur des échelles de temps réduites, comme l'illustre la figure 4.1 et n'est pas identique sur l'ensemble de l'éventail de mesure du sondeur. Cependant on distingue clairement sur cette figure l'existence de biais de magnitudes différentes sur l'ensemble des faisceaux, ayant pour origine l'application de la courbe de calibration : sur la figure 4.30-a, une surestimation constante proche de 30 mg/L se distingue clairement, contrairement à la figure 4.30-b, où ce biais est trop faible pour être observé directement.



**Figure 4.30** : Nuage de points entre les valeurs de concentration massique (mg/L) déduite des observations acoustiques et celles issues des observations optiques, sur-échantillonnées aux instants d'acquisition du sondeur. (a) Faisceau dépointé à  $-30^\circ$ , (b) Faisceau dépointé à  $+30^\circ$ .

La mise en évidence de ce biais peut par ailleurs se faire à travers une étude statistique des résultats. En effet, il est possible de dresser l'histogramme des différences entre concentration estimée et concentration réelle. Les  $s_v$  et les estimées de la concentration étant distribués selon une loi exponentielle, la loi de distribution sur l'erreur attendue correspond à une loi de Laplace, ou bi-exponentielle. La figure 4.31 correspond à l'histogramme de l'erreur commise sur l'ensemble des données comprises entre les faisceaux dépointés à  $-30^\circ$  et  $45^\circ$  lors de l'expérience CACAO1, interpolées aux instants des profils (premier cas). Les résultats issus de ces faisceaux sont en effet les plus satisfaisants, et au-delà de ceux-ci, la calibration semble faire défaut à l'harmonisation de l'éventail du sondeur. En moyenne, cette erreur est localisée à 16 mg/L, mais ce genre de loi de distribution, de par son caractère discontinu, ne permet pas la définition simple d'un intervalle de confiance (Kappenman 1975).



**Figure 4.31:** Histogramme des différences entre valeurs observées (par optique) et estimée (par acoustique) de la concentration massique sur les faisceaux de  $-30^\circ$  à  $+45^\circ$ . La distribution suit une loi de Laplace (bi-exponentielle) dont la valeur moyenne se situe à 16 mg/L.

#### 4.3.5. Incertitudes de mesure

Face à l'extrême sensibilité de l'inversion des données sondeur, il devient délicat d'évaluer la justesse de celle-ci. En effet, plusieurs facteurs introduisant des incertitudes sont assimilés à travers la dernière étape d'inversion des données sondeur, à savoir, le degré de justesse du modèle, la détermination des rayons équivalents et la calibration du sondeur. Ces incertitudes se propagent au long des étapes d'inversion. A défaut d'obtenir une validation directe univoque à travers les prélèvements réalisés *in situ*, estimer ces incertitudes permet de quantifier la justesse des résultats. La notion d'incertitude est différente de celle d'erreur. La première réfère à la différence entre la valeur estimée et la valeur vraie. La seconde réfère à une mesure du doute existant sur la mesure, assimilable à un écart-type. Cette dernière caractérise la dispersion des données autour de sa vraie valeur.

Le fait que l'inversion du sondeur se place directement dans le domaine de diffusion de Rayleigh simplifie le calcul, dans la mesure où la solution analytique est parfaitement maîtrisée en ne tenant compte que de la version asymptotique du modèle. On considère donc que la fonction  $f$ , telle que  $M = f(X_i)$ , permet de remonter à la concentration à partir des 4 variables aléatoires  $X_i =$

$(s_v, \rho_s, c_s, \rho_w, c_w, N, a_e)$ . Il est alors possible d'approcher  $M$  par son développement limité à l'ordre 1 autour du point  $f(X_i)$  en supposant que chaque variable aléatoire suit une loi normale (Debès 2013):

$$M \approx M_0 + \left| \frac{\partial M}{\partial s_v} \right| \Delta s_v + \left| \frac{\partial M}{\partial a_e} \right| \Delta a_e + \left| \frac{\partial M}{\partial \rho_s} \right| \Delta \rho_s + \left| \frac{\partial M}{\partial \rho_e} \right| \Delta \rho_e + \left| \frac{\partial M}{\partial c_s} \right| \Delta c_s + \left| \frac{\partial M}{\partial c_e} \right| \Delta c_e + \left| \frac{\partial M}{\partial N} \right| \Delta N \quad (4.28)$$

avec  $M_0$  la valeur réelle de concentration, et les autres termes d'ordre 1 correspondant à l'écart-type ou l'incertitude recherchée, comprenant la somme des incertitudes liées à chaque paramètre indépendant entrant en jeu dans le calcul de la concentration. L'hypothèse « loi normale » n'est pas exacte dans le cas de la variable  $s_v$ , mais on la considère vraie localement dans cet exemple, ou du moins suffisamment pour approcher l'incertitude totale faite sur la mesure.

Un moyen plus pratique de calculer cette incertitude aurait consisté à ne considérer que les paramètres  $s_v$ ,  $a_e$ ,  $g$  et  $h$ . Or, dans notre cas,  $g$  et  $h$  ne sont pas des paramètres indépendants du fait de l'apparition du terme de porosité. On se ramène donc à décliner l'expression de la concentration en fonction des paramètres élémentaires du modèle. Parmi eux, les termes  $\rho_w$  et  $c_w$  peuvent être négligés, leur mesure étant relativement précise.

La contribution de chaque paramètre est détaillée par la suite.

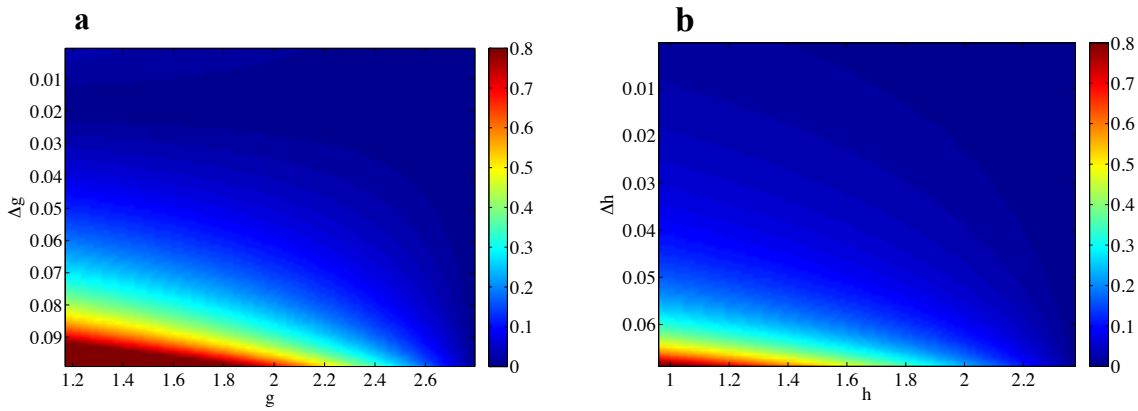
### Incertitude sur $N$

La porosité  $N$  des agrégats est le paramètre le plus sensible dans le calcul de l'incertitude finale sur la concentration en MES. Pour une même incertitude absolue sur la porosité, l'incertitude relative sur la concentration croît rapidement avec la porosité. Cela s'explique par la sensibilité du calcul des densité et célérité équivalentes ou réduites des agrégats à mesure que la porosité augmente. En effet, densité et célérité des ondes dans les agrégats entrent en compte dans l'estimation de  $g$  et  $h$  et sont amenés à diminuer lorsque  $N$  augmente pour avoisiner des propriétés proches de celles de l'eau (Eq. 4.29.1). Plus ces derniers se rapprochent de 1, plus la section efficace de rétrodiffusion sera basse, et donc plus une modification de ces derniers aura de l'importance. L'incertitude finale sur la concentration augmente donc à mesure que les ratios

de densité et célérité diminuent. La figure 4.32 illustre cela à travers le calcul de l'incertitude relative sur l'estimation de la concentration en fonction des paramètres  $g$  et  $h$  et des incertitudes qui leurs sont attachées.

$$g = \frac{N\rho_w + (1 - N)\rho_s}{\rho_w}, \quad h = \frac{1}{c_w \sqrt{[N\rho_w + (1 - N)\rho_s] \cdot \left[ \frac{N}{\kappa_w} + \frac{1 - N}{\kappa_s} \right]}} \quad (4.29.1)$$

$$\Delta M|_{g,h} = \left| \frac{\frac{4}{3}\pi\rho_w}{k^4 a_e^3} \cdot \frac{\partial(g/\alpha_{\pi s}^2)}{\partial g} \right| \Delta g + \left| \frac{\frac{4}{3}\pi g \rho_w}{k^4 a_e^3} \cdot \frac{\partial(1/\alpha_{\pi s}^2)}{\partial h} \right| \Delta h \quad (4.29.2)$$



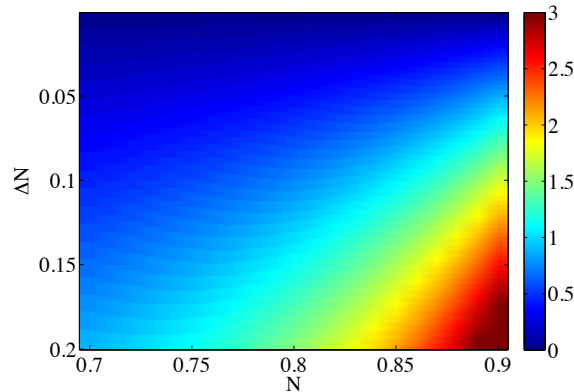
**Figure 4.32** : Incertitudes relatives sur l'estimation finale de la concentration massique induite par les incertitudes sur le ratio de densité entre la particule et l'eau  $g$  (a) et le ratio de célérité des ondes dans la particule et l'eau  $h$  (b).

Ces résultats ne s'appliquent cependant pas rigoureusement dans le cadre de cette étude, dans la mesure où  $g$  et  $h$  se définissent à l'aide des trois paramètres  $N$ ,  $\rho_s$  et  $c_s$ . Mais s'il est possible d'émettre l'hypothèse que  $g$  et  $h$  sont deux variables indépendantes, la prise en compte des incertitudes qui leurs sont attachées (Eq. 4.29.2) sera correcte. Cela peut par exemple être le cas des particules organiques. Dans ce cas, il est préférable, à la vue des hypothèses faites sur la nature des MES, de prendre en compte les paramètres  $N$ ,  $\rho_s$  et  $c_s$ , qui s'avèrent être indépendants.

On en déduit finalement qu'une augmentation de la porosité, liée à une diminution des ratios de célérité et densité, se solde par une augmentation des incertitudes relatives sur la concentration

estimée. L'expression de  $\Delta M|_N$  est donnée par l'équation 4.30. L'évolution de l'incertitude relative en fonction de la porosité et de l'incertitude qui lui est attachée est présentée sur la figure 4.33.

$$\Delta M|_N = \left| \frac{\frac{4}{3} \pi \rho_w s_v}{k^4 a_e^3} \cdot \frac{\partial(g/\alpha_{\pi s}^2)}{\partial N} \right| \Delta N \quad (4.30)$$



**Figure 4.33** : Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique induite par les incertitudes reposant sur la valeur de porosité  $N$ .

Une légère incertitude sur la porosité peut donc induire des incertitudes finales énormes en comparaison. Cela traduit par ailleurs la sensibilité de l'inversion des données sondeurs étant donné les paramètres estimés.

#### Incertitude sur $\rho_s$ et $c_s$

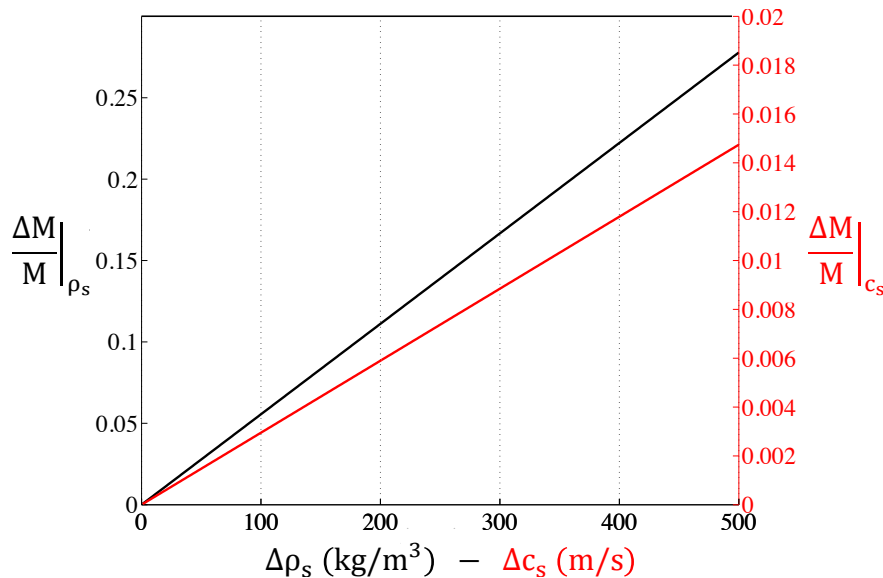
Si l'impact de la porosité sur le calcul de l'incertitude finale est nettement dominant, ce n'est pas le cas pour les paramètres décrivant la particule primaire,  $\rho_s$  et  $c_s$ . Le modèle utilisé décrit en effet les propriétés de rétrodiffusion d'objets faiblement diffusants, en l'occurrence des agrégats argileux. Les ratios de densité et de célérité des ondes entre les particules et le milieu se trouvent donc proches de 1. Cela est dû essentiellement à l'impact de la porosité des agrégats, estimée ici proche de 0.9 dans les deux expériences CACAO1 et CACAO2. Pour les fortes porosités, l'introduction d'une incertitude sur  $\rho_s$  ou  $c_s$  sera donc « absorbée » lors du calcul de la densité

réduite des agrégats (Eq. 4.25). L'incertitude sur la concentration engendrée par ces deux paramètres est donnée par :

$$\Delta M|_{\rho_s, c_s} = \left| \frac{4}{3} \frac{\pi \rho_w s_v}{k^4 a_e^3} \cdot \frac{\partial(g/\alpha_{\pi_s}^2)}{\partial \rho_s} \right| \Delta \rho_s + \left| \frac{4}{3} \frac{\pi \rho_w s_v}{k^4 a_e^3} \cdot \frac{\partial(g/\alpha_{\pi_s}^2)}{\partial c_s} \right| \Delta c_s \quad (4.31)$$

Les expressions de  $g$  et  $h$  en fonction de  $\rho_s$ ,  $c_s$  et  $N$  sont données dans l'expression 4.31.1 ci-dessus.

Des incertitudes sur  $\rho_s$  et  $c_s$  égales respectivement  $150 \text{ kg/m}^3$  et  $150 \text{ m/s}$  entraînent une incertitude relative sur la concentration égale à 7% (pour des porosités proches de 0.9). Ce résultat est illustré à travers la figure 4.34 montrant l'évolution de l'incertitude totale propagée sous l'action de l'incertitude due aux paramètres  $\rho_s$  et  $c_s$ .



**Figure 4.34 :** Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique induite par les incertitudes reposant sur les valeurs de densité  $\rho_s$  et célérité  $c_s$  des ondes dans les particules solides constituant les agrégats ( $N = 0.9$ ).

Contrairement à  $\rho_w$  et  $c_w$ , l'incertitude propagée par ces paramètres ne peut être négligée car ces derniers sont en réalité peu sûrs.

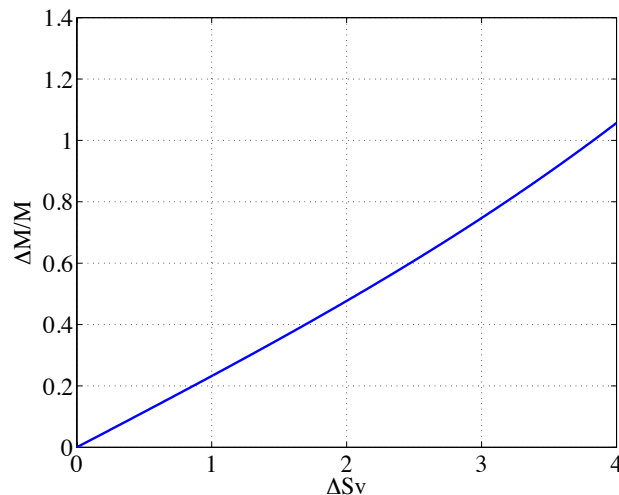
### Incertitude sur la mesure de l'indice de rétrodiffusion volumique

Calculer l'incertitude finale sur la valeur de concentration estimée due à une incertitude sur la mesure de l'indice de rétrodiffusion volumique est l'étape supposant la plus large hypothèse. En effet, l'incertitude ici s'exprime en dB, et donc est amenée à varier en fonction du niveau de  $S_v$ : plus le  $S_v$  (en dB) augmente, plus l'incertitude sur  $s_v$  (linéaire) augmente pour une même incertitude exprimée en dB. De cette non-linéarité, on émet l'hypothèse que, localement, les  $s_v$  augmentent linéairement pour en déduire une incertitude exprimée en  $m^2/m^3$ :

$$\Delta s_v \approx \frac{1}{2} \left( 10^{\frac{S_v + \Delta S_v}{10}} - 10^{\frac{S_v - \Delta S_v}{10}} \right) \quad (4.32)$$

Le calcul de l'incertitude relative finale propagée sur l'estimation de la concentration est rapide (Eq. 4.33), et est illustré figure 4.35.

$$\Delta M|_{s_v} = \left| \frac{\frac{4}{3} \pi g \rho_w}{k^4 a_e^3 \alpha_{\pi s}^2} \right| \Delta s_v \quad (4.33)$$



**Figure 4.35** : Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique (mg/L) induite par les incertitudes reposant sur l'indice de rétrodiffusion volumique  $S_v$  (en dB).



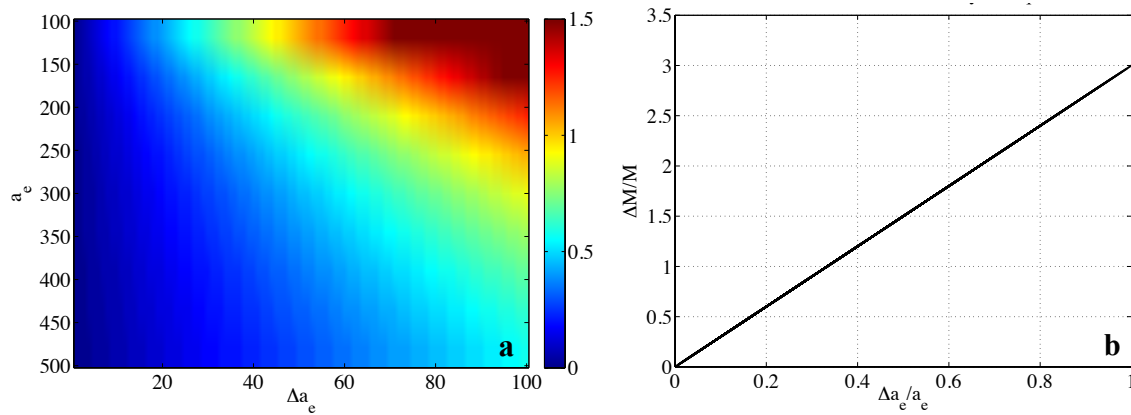
Une incertitude de 1 dB (2 dB) sur les indices de rétrodiffusion volumique entraîne une incertitude relative sur l'estimée de la concentration d'environ 22% (50%). Le poids des incertitudes propagées par l'indice de rétrodiffusion volumique est important, mais moins que pour le cas de la porosité.

### Incertitude sur le rayon équivalent

Enfin, l'incertitude sur les rayons équivalents se calcule simplement par l'équation 4.34 :

$$\Delta M|_{a_e} = \left| \frac{-4\pi g S_v \rho_w}{k^4 a_e^4 \alpha_{\pi s}^2} \right| \Delta a_e \quad (4.34)$$

L'incertitude relative sur la concentration évolue linéairement par rapport à l'incertitude relative sur les rayons équivalents  $\frac{\Delta a_e}{a_e}$ . La figure 4.36 présente l'évolution de la contribution de l'incertitude sur les rayons équivalents pour le calcul de l'incertitude finale sur la concentration. Une incertitude relative de 18% sur les rayons équivalents implique une incertitude relative sur la concentration finale de 50%. L'incertitude propagée par les rayons équivalents est donc importante, montrant qu'il est nécessaire de s'assurer de la justesse de ces derniers avant inversion. En effet, sur la campagne de mesure CACAO2, les rayons équivalents augmentent du début à la fin de l'expérience. L'incertitude relative sur la concentration finale estimée sera donc plus importante au début de l'expérience.



**Figure 4.36 :** Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique (mg/L) induite par les incertitudes reposant sur la valeur du rayon équivalent (a). Incertitude relative sur l'estimation finale de la concentration massique (mg/L) induite par les incertitudes relatives reposant sur la valeur du rayon équivalent (b).

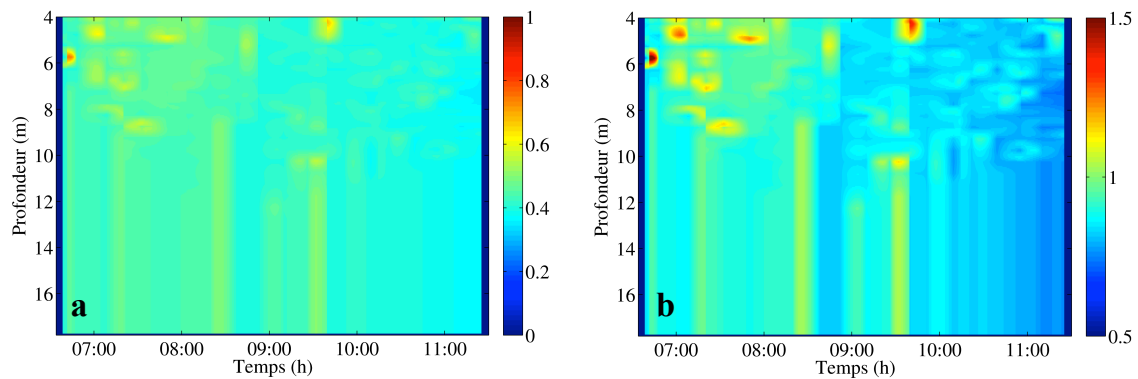
### Application numérique

L'intégration sur la mesure finale des incertitudes relatives aux différents paramètres d'intérêt permet de témoigner de la justesse de celle-ci et de dresser une carte d'incertitude sur l'intégralité des mesures. Plus simplement, le tableau 4.2 synthétise la magnitude des incertitudes relatives sur la concentration en fonction des incertitudes sur les paramètres décrits. Deux cas de figure sont déclinés. Le premier considère que les incertitudes sur les différents paramètres sont relativement faibles (Cas n°1) ; l'autre prend en compte des incertitudes plus importantes (Cas n°2) :

**Tableau 4.2 :** Valeurs d'incertitudes choisies sur chaque paramètre suivant les deux cas choisis pour illustration. La dernière colonne correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la concentration dans le cas où  $N = 220 \mu\text{m}$ ,  $N = 0.9$ ,  $\rho_s = 2830 \text{ kg/m}^3$  et  $c_s = 3400 \text{ m/s}$ .

	$\Delta S_v$	$\Delta a_e$	$\Delta N$	$\Delta \rho_s$	$\Delta c_s$	$\Delta M/M$
<b>Cas n°1</b>	0.5 dB	10 $\mu\text{m}$	0.005	50kg/m <sup>3</sup>	50 m/s	36%
<b>Cas n°2</b>	1	20 $\mu\text{m}$	0.01	150 kg/m <sup>3</sup>	150 m/s	74%

La figure 4.37 illustre les incertitudes relatives sur la concentration estimée à partir de ces incertitudes attachées à chaque paramètre, présentés dans le tableau 4.2, sur la campagne CACAO2. On constate effectivement une diminution de l'incertitude au cours de l'expérience, bien que les niveaux de  $S_v$  enregistrés augmentent, ainsi que les incertitudes qui leur sont attachées.



**Figure 4.37 :** Incertitudes relatives propagées (Tableau 4.2) sur l'estimation finale de la concentration massique. (a) Cas n°1 : les incertitudes relatives sur l'estimation de la concentration évoluent de 43 % à 37 % en moyenne au cours de l'expérience, avec des maxima localisés en débuts d'expérience autour de 53%. (b) Cas n°2 : les incertitudes relatives sur l'estimation de la concentration évoluent de 95 % à 77 % au cours de l'expérience, avec des maxima localisés en début d'expérience supérieurs à 100%.

Les irrégularités observables sur ces figures proviennent de l'intégration des rayons équivalents dans le calcul de la concentration. Ces derniers sont déterminés à chaque profil le long de la colonne d'eau, puis, d'une part interpolés aux instants de mesure du sondeur, et d'autre part extrapolés aux profondeurs échantillonnées par le sondeur. Ces résultats fournissent une évaluation *a priori* des erreurs attendues sur la mesure, mais il reste cependant difficile d'évaluer les erreurs absolues attachées à chaque paramètre d'intérêt. Il peut toutefois être affirmé avec sûreté que l'incertitude reposant sur la mesure finale de concentration est élevée.

## Remarques

Afin d'être le plus rigoureux possible, le calcul de cette incertitude sur la mesure finale devrait tenir compte, en plus des paramètres énoncés ci-dessus, de la géométrie de la mesure du sondeur. En effet, les incertitudes sur la mesure de  $S_v$  croissent avec la profondeur, et dépendent de la formation de voies, de l'attitude du bateau, et de la vitesse de propagation du son dans l'eau. L'influence de ces paramètres sur le calcul de l'incertitude finale n'a pas été prise en compte dans ce contexte de géométrie « petit fond », et l'hypothèse d'une incertitude fixe sur  $S_v$  pour chaque échantillon mesuré a été émise.

Par ailleurs, seule l'incertitude sur le faisceau central a été calculée. L'intégration de l'incertitude le long de l'éventail de mesure du sondeur suggère un calcul plus complexe de l'incertitude attachée à  $S_v$ . Ce dernier dépend d'une combinaison de l'incertitude attachée au volume échantillonné, à la célérité des ondes dans l'eau, et du coefficient de sensibilité du faisceau par rapport au faisceau calibré empiriquement par la méthode des cibles standards (Foote *et al.* 2005).

Enfin, l'incertitude finale reposant sur la concentration massique en MES sera amenée à augmenter du fait de la présence de plusieurs types de MES, aux impédances acoustiques différentes. En effet, si l'on connaît la nature exacte des MES dans la colonne d'eau, ainsi que les modèles décrivant leurs propriétés de rétrodiffusion, la méthode des NNLS est théoriquement en mesure de déterminer leurs proportions respectives (Maclennan & Simmonds 1992). Cela vaut pour un faible nombre de types de MES en présence, une sous-détermination du système d'inversion pouvant rapidement faire défaut à la méthode dans le cas de suspensions hétérogènes constituées de plusieurs types de MES (Lavery *et al.* 2007). Ainsi le modèle de rétrodiffusion utilisé pour déterminer le rayon équivalent sera une combinaison linéaire des modèles de rétrodiffusion attachés à chaque type de MES présentes. De plus, l'expression du rayon équivalent de la suspension s'en trouvera fortement complexifiée, et devra prendre en compte la proportion de chaque type de MES en présence dans la suspension.

#### **4.4. Conclusions : vers la définition d'un protocole de mesure des MES multi-instrumental et multi-plateformes**

Les résultats obtenus dans ce chapitre démontrent que le SMF est un outil parfaitement dimensionné pour mesurer la structure spatiale des MES dans la colonne d'eau. Non calibré, le SMF permet d'imager en trois dimensions les variations de la rétrodiffusion dans la colonne d'eau, celles-ci étant intimement liées à la charge en MES. Calibré, il permet de quantifier la charge en MES de manière absolue après une étape d'inversion adaptée à la suspension. Ce dernier usage, illustré dans ce chapitre, constitue un outil puissant pour l'étude des flux de MES. En effet, son utilisation s'applique potentiellement à plusieurs types de suspensions, allant de suspensions de sables fins, à des suspensions de matières organiques (Annexe F). Elle permet de plus une comparaison pertinente des mesures issues de différents environnements ou acquises à différents instants.

Plusieurs points nécessitent d'être améliorés pour atteindre la juste quantification de la MES à travers cette méthode. D'une part, ces derniers concernent la mesure issue des SMF (performance de la calibration, filtrage des signaux) et d'autre part la modélisation des propriétés de rétrodiffusion des particules. Ces propriétés (ratios de densité et de célérité des ondes) sont en effet à l'origine de la plus importante part des incertitudes pesant sur l'estimation finale de la concentration. De plus, il s'avère que moins la particule est diffusante, plus l'incertitude résultante est élevée. Par ailleurs, de modestes incertitudes en termes de rayons équivalents (ex. incertitude relative de 10% sur le rayon équivalent) ou d'indices de rétrodiffusion volumique (ex. 1 dB) auront un impact additif notable sur l'incertitude globale attachée à la mesure (respectivement 30% + 22% = 52%), en complément des incertitudes attachées aux paramètres du modèle. Ces observations démontrent la sensibilité de l'inversion, et suggèrent l'importance de l'étape de validation des données. La méthode est de plus limitée en termes de gamme de concentration. En cas de faibles concentrations (<30 mg/L dans le cadre de cette étude), la faible magnitude de l'information risque d'être perdue dans le bruit de la mesure. Cependant, bien que la présente étude ait été réalisée globalement à partir de gammes de concentrations faibles en MES, souvent en limite de détection des instruments, l'inversion des données EM3002 a mis en évidence des corrélations Echo/MES significatives, montrant ainsi la pertinence du système

d'observation, du protocole de mesure et des traitements appliqués, qui par conséquent le seront tout autant sur des zones plus chargées en MES.

A partir des résultats obtenus durant ces travaux, il devient possible d'élaborer un protocole de détection-quantification des MES par système multi-capteurs et multiplateformes, centré autour de l'outil acoustique. Ce protocole exploite la complémentarité des mesures issues de différents capteurs et outils de mesure, et vise à délivrer une information pertinente et de qualité.



# Chapitre 5. Synthèse et discussion générale

Durant ces travaux de thèse, la concentration en MES a été évaluée lors de mesures *in situ* par l'utilisation conjointe d'instruments acoustiques mono et multifréquences. L'effort s'est porté sur l'exploitation du caractère absolu de la mesure, ainsi que sur la conception d'une méthode d'inversion permettant à la fois l'estimation des rayons équivalents et de la concentration de la suspension d'intérêt.

A partir de ces observations, un schéma conceptuel (Fig. 5.1) du protocole de mesure a été dressé, déclinant les étapes nécessaires à une quantification des MES : calibration des instruments, protocole d'acquisition des données, et protocole de traitement des données acquises.

Dans ce chapitre sont discutés le potentiel et les limitations de différents protocoles multi-capteurs (optique-acoustique) et multiplateformes (mouillage, profils, bateau) (Tableau 5.1) afin de caractériser les MES à différentes échelles de temps et d'espace. Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse permettent *in fine* de proposer des scénarios (protocoles d'acquisition et de traitement de mesures des MES) adaptés aux caractéristiques de la zone d'étude. (Fig. 5.2)

## 5.1. Définition du cadre général d'étude

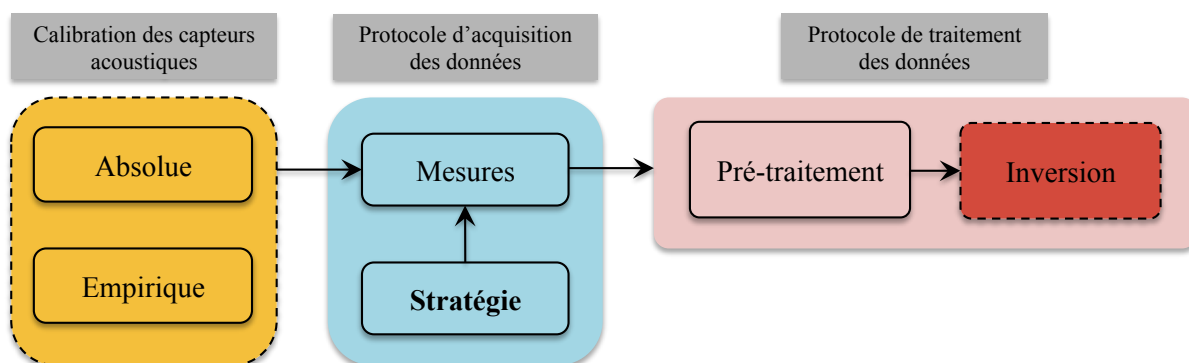


Figure 5.1 : Schéma global du protocole de mesure des MES.



**Tableau 5.1** : Propriétés des principaux instruments et techniques d'observation et de mesure des matières en suspension

		Fréquence /Longueur d'onde du signal	Paramètres MES estimés			Mobilisation			Avantages / Limitations			
			Concentration	Taille	Autres	En route	En station (En profils verticaux)	Mouillage	Extension spatiale	Portée / Résolution	Limitations théoriques (modélisation)	
Principe	Acoustique	ADCP	38 à 1200 kHz	Oui (si calibration empirique, absolue)	Non	Vitesse des courants	Oui	Oui	Oui	+	Compromis fréquences / durées d'impulsions	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Composition des MES (impédances acoustiques)</li> <li>- Forme des MES</li> <li>- Incertitudes</li> <li>- Suspensions multi-espèces/types</li> </ul>
		Profileur multi-fréquences	4 à 6 fréquences entre 125 et 5000 kHz	Oui	Oui	nr	Non	Oui	Oui	- (+)		
		Echosondeur scientifique	4 fréquences entre 12 et 700 kHz	Oui	Oui	Bathymétrie	Oui	Oui	?	+		
		Sondeur multifaisceaux	10 kHz (Grands fonds) - 400 kHz (petits fonds)	Oui (si calibration empirique, absolue)	Non	Bathymétrie	Oui	Oui	Oui	++		
	Optique	Granulomètre laser (LISST)	670 nm	Oui (volumique)	Oui	Transmission du signal	Non	(Oui)	Oui	-	-/+	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Couleur et composition des MES (interférences, indices de réfraction)</li> <li>- Forme des MES</li> <li>- Suspensions multi-espèces/types</li> </ul>
		Holographie laser (LISST-HOLO)	658 nm	Oui (volumique)	Oui	Nature, forme MES	Non	(Oui)	Oui	-		
		Turbidimètre	860 – 875 nm	Oui (si calibration empirique)	Non	Turbidité	Non	(Oui)	Oui	-		
		Fluorimètre	< 400 nm	Oui (ChlA)	Non	Transmission du signal	Non	(Oui)	Oui	-		
	Autres	CTD	nr	Non	Non	Température, Salinité	Non	(Oui)	Oui	-	-/+	nr
		Prélèvements d'eau	nr	Oui	Oui	Nature MES	Non	Oui (Ponctuel)	Non	--	-/-	nr
		Filets	nr	Non	Oui	Taxonomie	Oui (limité)	Oui	Non	-	-/-	nr

## 5.2.Stratégies de mesure : vers la définition de différents scénarios

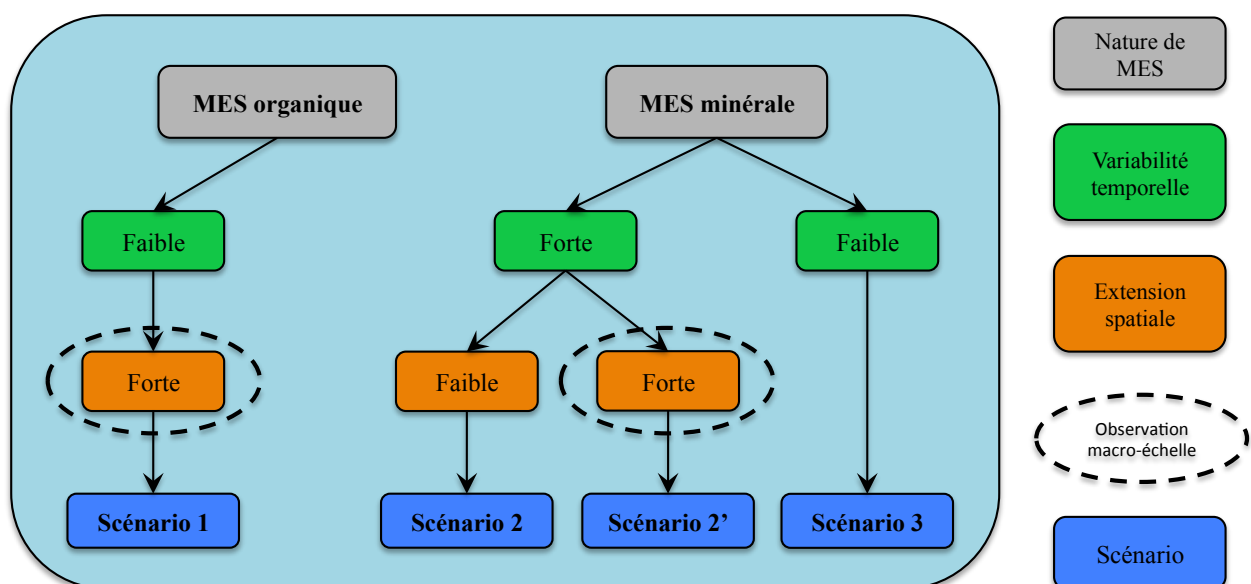
Le choix du scénario est défini à partir de quatre questions fondamentales qui se posent avant de mener une étude.

- Quelle est la nature attendue de la MES ? Il est en effet primordial de distinguer les MES selon leur nature (matière minérale, organique), qui impacte directement la réponse acoustique et donc le choix des fréquences optimales ciblant au mieux les contributions des MES de chaque nature. Une hypothèse forte dans nos travaux limite l'application du protocole au traitement de situations mono-espèce. Il est en effet actuellement peu envisageable de traiter le cas multi-espèces au regard des incertitudes fortes attachées à la mesure. Dans la majorité des cas nous sommes amenés à négliger les contributions acoustiques des MES de nature organique.
- Quelles sont les conditions environnementales ? La nature de l'environnement (profondeur, distinction côtier/hauturier) et les conditions marines (niveau énergétique du milieu) conditionnent les choix relatifs à la plateforme de mesure et à l'instrumentation appropriée (Tableau 5.1).
- Quel niveau de **variabilité temporelle** ? La vitesse de variation des MES s'avère déterminante sur la stratégie à adopter et *in fine* sur la pertinence des informations recueillies. Cette dernière doit être appréciée en termes d'échelles caractéristiques (secondes, minutes, heures, journées, semaines, mois, saisons).
- Quel niveau d'**extension spatiale** ? Cela se traduit en termes de couverture de mesures petite et large échelle ( $\text{dm}^2$ ,  $\text{km}^2$ ). Une forte extension spatiale des MES peut inciter à sous-échantillonner la zone à couvrir, limitant la résolution spatiale des mesures, cette dernière comptant également pour le niveau de caractérisation de l'information désirée. On s'oriente donc plutôt sur les associations limitantes : fort (faible) niveau d'extension des MES / faible (fort) niveau de caractérisation des processus suivis.

Les deux premières questions posent les bases des choix d'une instrumentation adaptée, et de sa paramétrisation, au sens où cette dernière est fonction du niveau de caractérisation de

l'information. Une fois les aspects environnementaux et instrumentaux considérés, les deux questions relatives aux échelles de variations des MES contraignent l'aspect stratégique à proprement parlé du protocole des MES, notamment concernant le type d'équipement utilisé. Ces questions définissent par ailleurs le niveau de caractérisation de l'information visée (observation micro/macro-échelle) d'un point de vue limitant. En particulier, elles font écho à la question concernant les paramètres à suivre (information géométrique ou flux ?) desquels dépendent la qualité et la pertinence de l'information.

Ces questions discrétisent par ailleurs fortement le problème de la mesure et peuvent sembler redondantes quant à leurs conséquences sur la stratégie à adopter. En effet, la question relative au type de MES exprime implicitement une contrainte sur la variabilité temporelle et l'extension spatiale. Cette discrétisation méthodique permet néanmoins l'identification de scénarios de stratégies simples (Fig. 5.2), s'insérant dans l'étape de protocole d'acquisition définie ci-dessus (Fig. 5.1). Ces scénarios se définissent à travers leur mode d'acquisition, et la paramétrisation de l'instrumentation multi-capteur (longueur d'onde du signal, durée d'impulsion, cadence d'acquisition, type et cadence d'échantillonnage verticaux) (Tableau 5.1).



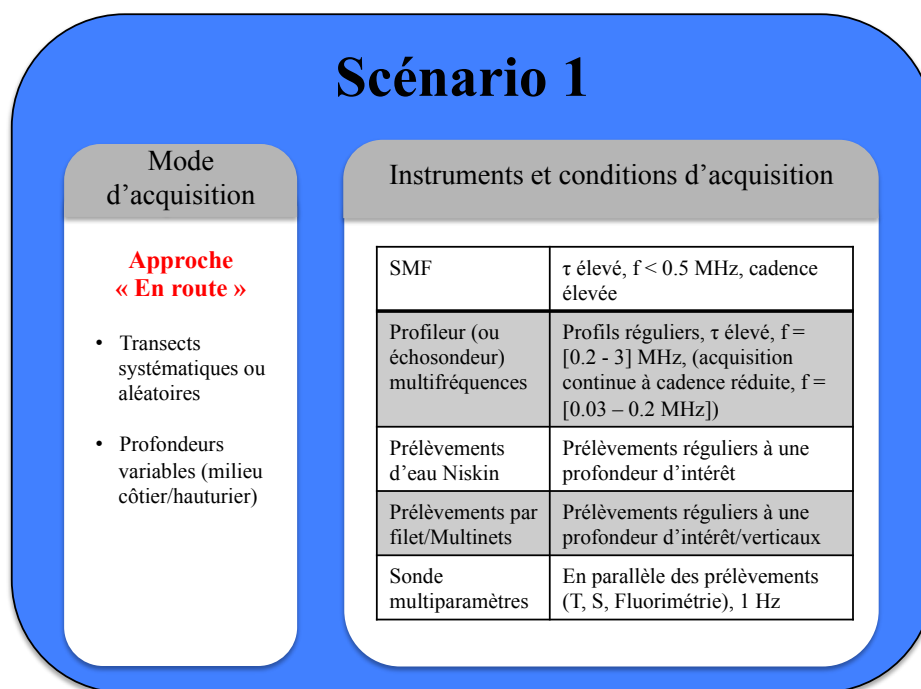
**Figure 5.2** : Volet « stratégie » du schéma 5.1 décliné sous forme d'approche multi-scénarios

L'approche débute ainsi de manière schématisée sur la distinction en termes de nature de MES suivant l'hypothèse forte que la présence simultanée de MES de natures organiques et minérales peut la plupart du temps, et au regard d'une majorité d'applications, se ramener au cas minéral.

Au final trois scénarios différents peuvent être définis :

- **Cas de la matière organique** : En termes d'échelles caractéristiques, les MES de type organiques sont peu susceptibles de rester confinées à une zone de faible extension, au même titre que l'échelle de leur variabilité temporelle possède un caractère diurne, voire semi-diurne lorsque l'action de la marée est suffisamment importante. Les cas des MES de nature organique à faible extension spatiale ou à forte variabilité temporelle ont donc été écartés. De par le comportement des MES de type organique, l'approche nécessaire à leur caractérisation se restreint donc à un unique scénario, axé sur une observation « en route » (**Scénario 1**).
- **Cas des matières minérales** : Le milieu associé à l'étude de ces MES est le plus souvent proche-côtier, où la forte dynamique du milieu induit de fortes variabilités temporelles à micro-échelle. Cette dynamique est suivie par une approche « en station » compte tenu des limitations en termes de plateforme de mesure (**Scénarios 2 et 2'**). L'accès à ce niveau d'information est cependant limité dans le cas de zones à forte extension spatiale. Enfin, le cas d'un faible niveau de variabilité temporelle suggère, au même titre que pour les MES de nature organique, un suivi par approche « en route » (**Scénario 3**). Ce scénario est assimilable pour chaque niveau d'extension spatiale.

## Scénario 1 (Fig. 5.3) :

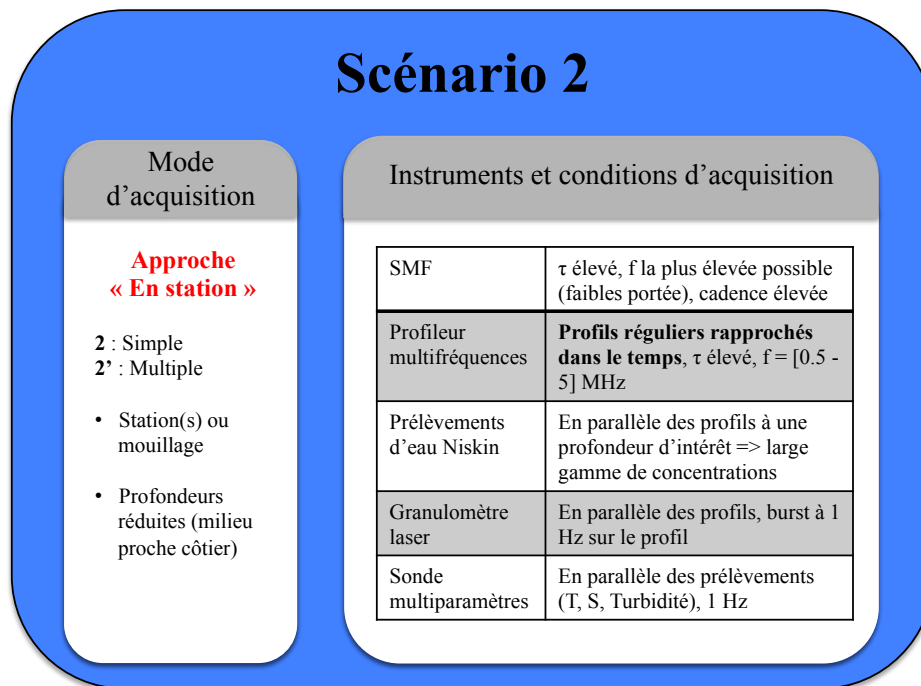


**Figure 5.3 :** Scénario 1

La faible dynamique associée à une forte extension spatiale des MES nécessite une approche de mesure « en route ». Ce scénario est par exemple pertinent lors de l'observations de larges **systèmes d'upwelling**, caractérisés par de fortes abondances en MES de type organique. Il s'insère également dans les schémas globaux de stratégie d'échantillonnage des campagnes halieutiques par approche écosystémique. L'écartement des transects de mesure tend à discrétiser l'espace de couverture des instruments, malgré l'apport spatial du SMF.

Ce scénario a été envisagé lors des campagnes EPURE (Eléments trace métalliques, Pollution Upwelling et Ressources, 2012-2015), mais d'un point de vue « multiple » du fait des contraintes imposées par le système d'enregistrement des données brutes. Les résultats sont encourageants quant à son applicabilité (Annexe F).

## Scénario 2 (Fig. 5.4) :

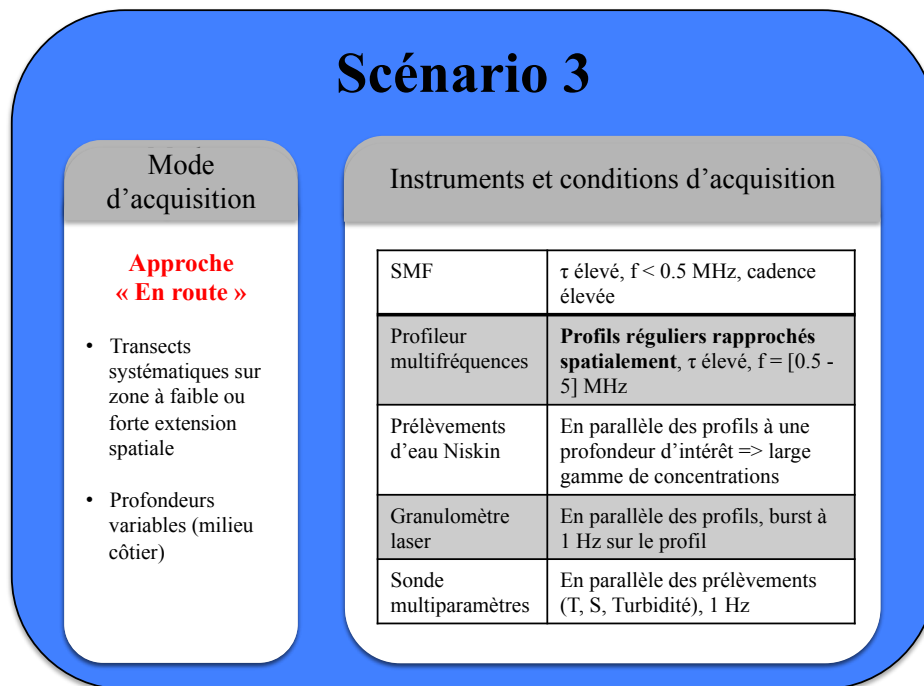


**Figure 5.4** : Scénarios 2 et 2'

L'approche « en station » (simple ou multiple) peut être mise en œuvre avec différentes plateformes de mesure : navire en station, ou encore instruments placés en mouillage. L'accent est porté sur la variabilité temporelle des MES, et la question de l'extension spatiale est traitée à travers l'approche multiple (scénario 2'). L'échelle spatiale de la mesure reste limitée et ne peut être résolue par observation « en route » (perte de la pertinence de l'information). La couverture spatiale étendue du SMF permet une observation haute résolution à deux dimensions pouvant mettre en évidence certains processus micro-échelle. Ce scénario est adapté à l'observation des **processus estuariens, à petite et grande échelle**. Par ailleurs, ces observations sont amenées à être couplées avec un suivi des vitesses de courant, à l'origine des forçages et de la dynamique du milieu. Une quantification appropriée et spatialisée de la charge en MES de type minéral donne en effet accès à l'information relative aux flux de MES et à la dynamique spatiale (micro-échelle) et temporelle associée.

Les campagnes CACAO1 et CACAO2 sont basées sur ce scénario. L'exploitation des données issues d'un ADCP déployé en mouillage sur le fond lors des expériences offre par ailleurs certains résultats complémentaires, présentés en annexe E.

### Scénario 3 (Fig. 5.5) :



**Figure 5.5 :** Scénario 3

Enfin, l'approche « en route » convient également à l'observation des processus à faible variabilité temporelle (échelle caractéristique supérieure aux marées) dans le cas des MES de nature minérale. Ce scénario convient à l'observation des **panaches en sortie d'embouchures** et estuaires, à extension spatiale plus ou moins importante (ex. delta de l'Amazone, de la Loire vs. estuaire de l'Aulne). L'avantage de l'approche « en route » consiste en une information spatialisée (SMF) et géométrique, qui peut s'avérer intéressante dans le cas de l'étude des différentes interfaces et fronts océaniques à variabilité temporelle lente.

### **5.3. Calibration des capteurs acoustiques et protocole de traitement des données**

Les étapes relatives à la calibration et au protocole de traitement des données constituent une base rigide, dont le principe reste similaire selon la stratégie appréhendée. L'importance de

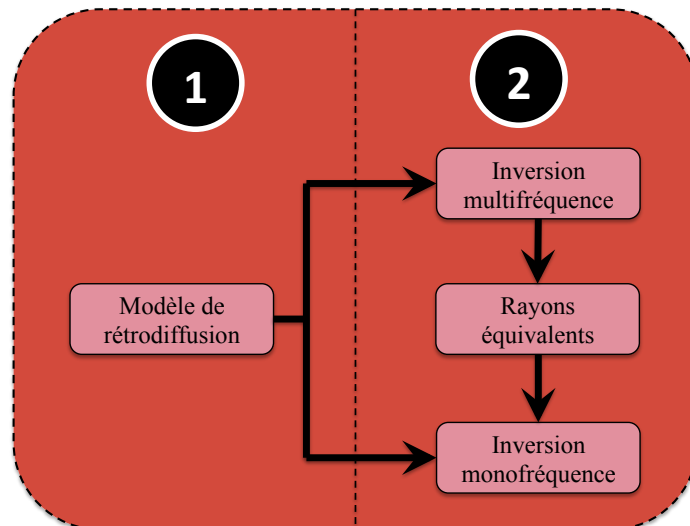
ces deux étapes se situe précisément dans le fait qu'elles sont à l'origine des incertitudes pesant sur l'estimation finale de la concentration.

L'étape relative à la calibration se distingue principalement par son caractère soit empirique, limitant l'applicabilité du protocole de mesure à l'échelle d'une acquisition, soit absolu, sur lequel s'est porté l'effort durant cette étude. Dans chaque cas, le principe reste identique et vise à conditionner les données collectées durant le protocole d'acquisition en vue de leur inversion durant le protocole de traitement (inversion relative sur le modèle des travaux présentés par Tessier (2006) ou absolue, décrite dans cette étude). L'incertitude attachée à cette calibration absolue impacte directement la qualité de l'information finale sur la concentration des MES :

- SMF : cette calibration se décline selon chaque faisceau (au même titre que les systèmes multifréquence type échosondeurs scientifiques). L'approche semi-théorique développée dans ces travaux se traduit par de légères incohérences résiduelles suivant l'éventail de mesure du SMF. Cette approche se limite donc en toute rigueur à des observations plutôt orientées macro-échelle, bien qu'une observation de la dynamique des MES à micro-échelle a été rendue possible dans l'estuaire de l'Aulne.
- Profileurs multifréquences : aucune calibration relative ne permet la détermination cohérente des classes de tailles de MES. Le besoin de cette qualité absolue de la mesure est permanent. Cependant, il s'avère encore délicat de lever les ambiguïtés concernant les deux types de calibration existants (heuristique et en réciprocité) pour ce genre d'instrument. En effet, aucune comparaison directe n'a à ce jour été effectuée et une étude approfondie visant une équivalence explicite inter-instrument est nécessaire.

La méthode d'inversion absolue (Fig. 5.1) est schématisée sur la figure 5.6. Cette méthode se décline en deux étapes.





**Figure 5.6 :** Volet « inversion » (Fig. 5.1). Etape relative à l’élaboration du modèle de rétrodiffusion (1), servant à inverser les données multifréquences et monofréquence (2)

La première concerne l’utilisation (ou l’élaboration si nécessaire) d’un modèle de rétrodiffusion adapté à la suspension d’intérêt. Au même titre que la stratégie de mesure, la modélisation des propriétés de rétrodiffusion des MES s’avère déterminante pour la qualité de l’information. Les fortes incertitudes attachées aux paramètres du modèle (contrastes d’impédances, formes) et leurs conséquences sur l’inversion, dont l’étude est présentée section 4.2, sont un frein aux performances de ce protocole. Le recueil d’informations *in situ* (prélèvement d’eau, filet) est donc une étape importante, particulièrement dans le cas de suspensions constituées de MES faiblement diffusantes (Chu *et al.* 2000). Des tables existent dans la littérature (Greenlaw & Johnson 1983; Foote *et al.* 1996; Foote 1998; Chu *et al.* 2003), orientant dans de nombreux cas vers une prise en compte correcte de ces paramètres à la suite d’une analyse taxonomique. Ce problème n’est pas aussi sensible dans le cas de MES minérales (Section 4.3.5).

La seconde étape est plus analytique et intègre les différentes informations acoustiques (sondeur, profileur multifréquence) et physiques (température, salinité), préalablement traitées (constantes de calibration, filtrage, correction de l’atténuation du signal par le milieu, formation des voies sondeur pour le SMF). Le « passage intermédiaire » par la détermination des rayons équivalents de la suspension permet l’utilisation de modèles conventionnels à l’échelle de la particule, transposables à une suspension quelle soit sa nature et sans

connaissance *a priori* de sa distribution en taille. Mais l'interprétation des données est limitée du fait de la définition même des rayons équivalents. En effet, une caractérisation complète de la suspension requiert l'information sur la taille moyenne des MES en plus de leurs concentrations. Cette seconde étape d'inversion peut donc être déclinée suivant l'utilisation de modèles tirant partie intégrante des informations relatives à la distribution de tailles (largeur de distribution) de la suspension ( Thorne & Hanes 2002; Lawson *et al.* 2008) si celles-ci sont connues; le modèle devient fonction du rayon moyen de la suspension. Cependant, il existe très peu de relations génériques visant à décliner les paramètres de distribution en taille selon les types de particules. Cela encourage les utilisateurs à user d'une instrumentation dédiée (LISST, filets à plancton), mais bien souvent limitée (gamme et classes de tailles). S'il devenait possible de relier la distribution de taille à d'autres phénomènes, comme par exemple la vitesse du courant dans le cas des MES minérales en rivière, une intégration de ces informations dans le protocole au niveau de l'inversion ajouterait une contrainte au processus de traitement des données, améliorant ainsi la pertinence de l'information obtenue.

## **5.4.Perspectives de recherche**

### Amélioration des étapes de traitement de données

Dans un premier temps, il s'avère crucial d'améliorer la qualité de l'information délivrée en sortie de protocole à travers une optimisation du conditionnement des données en amont de l'étape d'inversion. Pour le SMF, une calibration absolue du sondeur faisceau par faisceau permettrait de réduire une part non négligeable des incertitudes. Par ailleurs, l'intégration de méthodes annexes d'inversion, déclinées selon des cas particuliers de suspension, peut permettre d'améliorer l'apport d'information, notamment concernant la distribution en taille des particules.

Enfin, la gestion des volumes de données brutes issues du sondeur s'avère complexe lorsqu'il s'agit en plus de prendre en compte l'attitude du navire. En termes d'applicabilité, il serait plus intéressant de rendre la lecture (concentration, tailles) immédiate, comme c'est le cas actuellement avec les systèmes de mesures bathymétriques. Non seulement, une visualisation immédiate de l'information spatialisée du contenu en MES dans la colonne d'eau s'avère déterminante sur les aspects relatifs à la prise de décision, mais soulage par ailleurs l'utilisateur d'une étape de post-traitement lourde. Cela suppose l'intégration de la chaîne de

traitement des données acoustiques dans une interface logicielle, prenant en charge les étapes de formation de voies, de filtrage des données et d'inversion multifréquence (intégrées à chaque profil, ou de manière continue lors de l'utilisation d'échosondeurs scientifiques, et par le biais d'une base de données de modèles d'inversion) et monofréquence. A termes, cette utilisation du protocole *via* une interface directe de traitement et de visualisation faciliterait la gestion des données issues des campagnes de mesures.

### Mesures de flux dans des conditions extrêmes (forte / faible variabilité temporelle)

Pour comprendre l'origine et l'évolution des flux de MES à forte variabilité temporelle, il est nécessaire d'avoir recourt à une observation continue des paramètres du milieu (vitesse, houle, vagues, MES). En effet, ces phénomènes sont la plupart du temps associés à des périodes de production et de dissipation énergétiques extrêmes, qui sont difficile à anticiper (ex. tempêtes, typhons). Ce niveau d'observation suggère donc une potentielle mobilisation des instruments en mouillage, suivant un scénario type 2 (ou de type 2'), sur des périodes d'observations représentatives des processus à l'origine des flux étudiés (marée, saisons, années). En complément d'un suivi continu, ce genre de mobilisation instrumentale s'affranchit des mouvements d'un bateau, limitant ainsi un potentiel ajout d'incertitudes de mesure. La complémentarité des mesures acoustiques (imagerie des MES en 2D par SMF et vitesses 3D par ADCP) dans les milieux à forts niveaux d'énergie s'appliquerait ainsi à l'échelle de phénomènes difficilement observables jusqu'alors peu ou pas identifiés (étude des transports et flux de MES à l'échelle d'un champ de dunes, observation de courants de turbidité, étude des flux au voisinage des côtes sableuses basses).

Au contraire, l'évolution des flux de MES à faible variabilité temporelle pourra être appréhendé à travers une approche en route (scénario 3) avec des mesures régulièrement espacées dans le temps (jours, semaines, saisons). Ce cas de figure est réalisable au profit d'une information géométrique qualifiable d'instantanée, qu'il s'agit d'obtenir à des fins de « cartographie » au sens large des MES. L'intégration du système multi-capteurs sur des plateformes de mesures automatisées de type AUV ou glider jouerait en faveur de la résolution de l'information recueillie (ex. environnements profonds).

Enfin, les démarches différentes des scénarios présentés permettraient de valider l'approche sous forme de modélisation à travers une phase de mesures *in situ* : (1) longue série temporelle (scénarios 2 et 2') ou (2) large extension spatiale (scénario 3) d'observations. Dans

le premier cas, il s'agirait de compléter les approches actuelles d'observations à l'interface terre-mer, par exemple dans le cas de l'étude des plages sableuses. Associer l'information haute-résolution sur les flux, tirée d'observations des courants et de MES, à l'information issue de capteurs ou d'outils complémentaires visant à caractériser l'interface terre-mer (tels que le scanner laser terrestre et la photogrammétrie), contribuerait à valider ou contraindre les sorties de modèles (validation en 4 dimension : 3D + temps). Dans le second cas, il s'agirait de tirer parti du potentiel des SMF à insonifier de larges volumes de la colonne d'eau afin de valider les comportements 3D de certains panaches en sortie d'embouchures.

### Caractérisation des suspensions de MES par approche expérimentale

Un des problèmes les plus limitants demeurant sur la mesure de MES par les techniques courantes de télédétection (acoustique active, optique active, optique passive) concerne les suspensions multi-type/espèce. Peu d'études s'intéressent à cette distinction au niveau du signal acoustique ou optique, mais l'intérêt d'une telle information est pourtant multiple :

- Les MES de type minéral (respectivement organique) sont une part du « bruit de mesure » au sens large pour les disciplines relatives à la biologie (respectivement la géologie). Parvenir à séparer ces contributions au niveau du signal acoustique ou optique sans apport supplémentaire d'incertitude permettrait d'accéder à un niveau de qualité d'information supérieur.
- Les caractéristiques des MES (nature, distribution de taille, forme, densité, concentration) constituent une donnée de premier ordre dans la calibration et la validation des modèles de transport de matière et d'évolution physico-chimique des MES.
- Actuellement, la quantification des flux de MES est effectuée soit *via* des mesures *in situ* discontinues dans le temps et l'espace, soit *via* des plateformes autonomes instrumentées, ou encore par des méthodes de télédétection aéroportée/spatiale. L'étape de métrologie appliquée à ces mesures n'est cependant pas univoque, et reste dépendante du protocole appliqué.

Deux axes principaux se détachent de ces remarques :

1 – L'étude des contributions des différents composants d'une suspension, au regard des performances actuelles des différents capteurs de mesure, devra initialement s'appuyer sur un dispositif expérimental, sur le modèle de celui développé par (Thorne *et al.* 1993), afin d'orienter les études sur la composition d'une suspension. La démarche consiste à se rapprocher progressivement des propriétés des suspensions rencontrées en milieux naturels (en particulier proche-côtier où ce genre de suspensions est à caractère dominant), en tenant compte spécifiquement de l'influence de chacune des caractéristiques (forme, nature, distribution, milieu flocculant) susceptibles de modifier la réponse absolue (rétrodiffusion, transmission, diffraction) des différents capteurs acoustiques et optiques présentés ci-dessus (Tableau 5.1). Plusieurs tâches peuvent ainsi être identifiées. Elles concernent i) l'analyse de l'influence d'un mélange complexe de particules en termes de modes granulométriques, de forme (sphérique, irrégulière), ou de composition minéralogique. ii) l'influence des processus de floculation, en se focalisant sur l'étude des couples taille/densité sur les réponses optiques et acoustiques de différents types d'agrégats (kaolinite, MES naturelles et sédiments de vase). iii) l'étude de l'influence de proportions variable en MES de natures minérales et organiques, avec pour objectif de dissocier de manière qualitative et quantitative la signature de chaque sous-population de MES.

2 – Le second axe porte sur le potentiel de l'alliance multi-capteur à minimiser les incertitudes propres à la mesure. En effet, les trois études expérimentales évoquées ci-dessus permettront une première évaluation de la sensibilité des différents capteurs usuels vis-à-vis de la forte variabilité des MES (performances, limitations). Ces résultats permettront d'identifier les associations de paramètres pertinents en fonction des types de MES observés et d'élaborer des modèles d'inversion propres aux suspensions de MES étudiées. A terme cet enjeu consiste à homogénéiser la lecture issue des différents capteurs en termes de concentration en MES d'un point de vue purement métrologique.

# Conclusion générale

La mesure des Matières En Suspension (MES) est cruciale tant pour mieux comprendre les transferts sédimentaires que pour l'étude des écosystèmes marins. Ces MES ont une dynamique variée nécessitant l'utilisation d'outils capables de les caractériser à différentes échelles de temps et d'espace. Au cours de cette thèse, nous avons principalement investigué le potentiel et les limitations des systèmes acoustiques.

Dans un premier temps, le potentiel du Sondeur Multifaisceaux (SMF) pour détecter et caractériser les MES suivant une large couverture spatiale dans la colonne d'eau a été démontré et illustré à travers deux campagnes de mesures réalisées dans l'estuaire de l'Aulne. Un modèle de rétrodiffusion, fondé sur le modèle des sphères fluides tronqué, a d'abord été élaboré afin de décrire les propriétés de rétrodiffusion d'une suspension d'agrégats estuariens dont les propriétés acoustiques sont similaires à celles de particules faiblement diffusantes. Ce modèle a pu être validé par des mesures optiques *in situ*, couplées à des prélèvements d'eau. Puis grâce aux observations issues d'un profileur multifréquences, la concentration (volumique et massique) en MES, distribuée par classes de tailles, a pu être déterminée après la résolution du problème inverse par la méthode des moindres carrés à contrainte non-négative. Ces informations ont ensuite permis d'estimer les rayons équivalents de la suspension, grâce auxquels les données issues du SMF, au préalable calibrées par une méthode innovante permettant de rendre absolu chaque faisceau, peuvent être inversées de manière directe. Cette méthode a permis de quantifier la dynamique spatiale et temporelle des MES à haute résolution sur les volumes insonifiés par le SMF. Plus généralement, cette méthode peut s'appliquer à tout instrument monofréquence émettant un signal absolu.

Une étude paramétrique a également été réalisée afin de souligner les principaux facteurs contribuant à l'incertitude attachée à l'estimation finale de la concentration en MES. Bien que cette incertitude soit souvent négligée lors des mesures, nous avons souligné que le facteur prépondérant dans le bilan d'incertitudes était le type de MES. La mesure est d'autant plus incertaine que la MES est de constitution fluide. De plus, la forme variationnelle de l'incertitude en fonction de chaque paramètre, proposée dans ces travaux, est simple et transposable à différents types d'études.

Nous avons ensuite défini un protocole de mesures des MES par système multi-capteurs acoustiques. Ce protocole, défini en fonction de la nature des MES, des conditions environnementales, de la variabilité temporelle et de l'extension spatiale des MES, permet de proposer des scénarios d'acquisition et de traitement, axés sur une approche « en route » ou « en station » de la mesure. L'applicabilité du protocole a été démontrée dans le cas d'une suspension de matières minérales par le biais des campagnes CACAO1 et CACAO2, et suggérée lors des campagnes ANR/EPURE dans le cas d'une suspension de matières organiques.

L'ensemble de ces travaux suggère fortement l'utilité d'une intégration de la chaîne de traitement des données du protocole sous format logiciel, afin de permettre une visualisation immédiate des résultats, ce qui s'avère déterminant concernant la prise de décision. Par ailleurs, l'applicabilité du protocole de mesure pourrait s'étendre plus généralement à la mesure de flux dans des conditions extrêmes à forte ou faible variabilité temporelle, ou encore venir soutenir les phases de validation de différents modèles hydro-sédimentaires par le biais de la mesure *in situ*. Enfin, l'intérêt de l'étude des contributions acoustiques et optiques de chaque type/nature de constituant au sein d'une même suspension est souligné, en particulier en vue de distinguer MES d'origines minérale et organique par une alliance multi-capteurs dans le but de limiter les incertitudes inhérentes à la mesure.

En raison notamment de leur hétérogénéité et de leur grande variabilité spatiale et temporelle, il est nécessaire d'aborder la mesure des flux de MES à travers la complémentarité d'outils et de méthodes variées. D'une part les techniques de télédétection optiques depuis des plateformes aériennes (drone ou avion) ou spatiales offrent la possibilité d'obtenir des mesures spatialisées avec des résolutions variables mais uniquement sur de faibles profondeurs et avec des résolutions temporelles dépendant des passages des plateformes. L'imagerie acoustique offre l'avantage de pouvoir mesurer en continue et rend possible l'accès à une imagerie quantifiée de la colonne d'eau, qui plus est spatialisée sur la verticale. Une combinaison de ces techniques optiques et acoustiques peut donc être envisagée à l'avenir, par exemple de manière à créer des observatoires sous-marins et ainsi améliorer notre compréhension des environnements océaniques et côtiers.

# Bibliographie

- Agrawal, Y.C., and H.C. Pottsmith. 2000. "Instruments for Particle Size and Settling Velocity Observations in Sediment Transport." *Marine Geology* 168 (1-4): 89–114. doi:10.1016/S0025-3227(00)00044-X.
- Agrawal, Y.C., and H.C. Pottsmith. 1994. "Laser Diffraction Particle Sizing in STRESS." *Continental Shelf Research* 14 (10-11): 1101–21. doi:10.1016/0278-4343(94)90030-2.
- Agrawal, Y.C., A. Whitmire, O.A. Mikkelsen, and H.C. Pottsmith. 2008. "Light Scattering by Random Shaped Particles and Consequences on Measuring Suspended Sediments by Laser Diffraction." *Journal of Geophysical Research* 113 (C4): C04023. doi:10.1029/2007JC004403.
- Akal, T. 2001. *Encyclopedia of Ocean Sciences*. Academic P.
- Allen, G.P., J.C. Salomon, P. Bassoullet, Y. Du Penhoat, and C. De Grandpre. 1980. "Effects of Tides on Mixing and Suspended Sediment Transport in Macrotidal Estuaries." *Sedimentary Geology* 26 (1): 69–90.
- Allen, H.E., R.H. Hall, and T.D. Brisbin. 1980. "Metal Speciation. Effects on Aquatic Toxicity." *Environmental Science & Technology* 14 (4): 441–43. doi:10.1021/es60164a002.
- Aminot, A., and R. K erouel. 2004. *Hydrologie Des  cosyst mes Marins: Paramètres et Analyses*. Editions Quae.
- Anderson, V.C. 1950. "Sound Scattering from a Fluid Sphere." *The Journal of the Acoustical Society of America* 22 (4): 426–31.
- Andrews, S.W., D.M. Nover, J.E. Reuter, and S.G. Schladow. 2011. "Limitations of Laser Diffraction for Measuring Fine Particles in Oligotrophic Systems: Pitfalls and Potential Solutions." *Water Resources Research* 47 (5): 1–12. doi:10.1029/2010WR009837.
- Andrews, S.W., D.M. Nover, and S.G. Schladow. 2010. "Using Laser Diffraction Data to Obtain Accurate Particle Size Distributions: The Role of Particle Composition." *Limnology and Oceanography: Methods* 8: 507–26. doi:10.4319/lom.2010.8.507.
- Arar, E.J., and G.B. Collins. 1992. "In Vitro Determination of Chlorophyll a and Phaeophytin a in Marine and Freshwater Phytoplankton by Fluorescence." *EPA Method* 445.
- Bary, B.M., and R.E. Pieper. 1971. "Sonic-Scattering Studies in Saanich Inlet, British Columbia: A Preliminary Report." In *Proceedings of the International Symposium on Biological Sound Scattering in the Ocean*. Maury Center Ocean Science Report, 601–11.



- Bassoulet, P., 1979. *Etude de La Dynamique Des Sédiments En Suspension Dans L'estuaire de l'Aulne: Rade de Brest*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne occidentale, Brest, France.
- Berg, L., and T.G. Northcote. 1985. "Changes in Territorial, Gill-Flaring, and Feeding Behavior in Juvenile Coho Salmon (*Oncorhynchus Kisutch*) Following Short-Term Pulses of Suspended Sediment." *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences* 42 (8): 1410–17.
- Best, J., S. Simmons, D. Parsons, K. Oberg, J. Czuba, and C. Malzone. 2010. "A New Methodology for the Quantitative Visualization of Coherent Flow Structures in Alluvial Channels Using Multibeam Echo-Sounding (MBES)." *Geophysical Research Letters* 37: 1–6. doi:10.1029/2009GL041852.
- Betteridge, K.F.E., P.D. Thorne, and R.D. Cooke. 2008. "Calibrating Multi-Frequency Acoustic Backscatter Systems for Studying near-Bed Suspended Sediment Transport Processes." *Continental Shelf Research* 28: 227–35. doi:10.1016/j.csr.2007.07.007.
- Bilotta, G.S., R.E. Brazier. 2008. "Understanding the influence of suspended solids on water quality and aquatic biota." *Water Research* 42: 2849–2861.
- Born, M., and E. Wolf. 1999. "Principles of Optics, 7th (expanded) Ed." Cambridge University Press.
- Bricaud, A., A. Morel, M. Babin, K. Allali, and H. Claustre. 1998. "Variations of Light Absorption by Suspended Particles with Chlorophyll a Concentration in Oceanic (case 1) Waters: Analysis and Implications for Bio-Optical Models." *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978--2012)* 103 (C13): 31033–44.
- Bricaud, A., and D. Stramski. 1990. "Spectral Absorption Coefficients of Living Phytoplankton and Nonalgal Biogenous Matter: A Comparison between the Peru Upwelling Area and the Sargasso Sea." *Limnology and Oceanography* 35 (3): 562–82.
- Buchanan, P.A., and D.H. Schoellhamer. 1995. *Summary of Suspended-Solids Concentration Data, San Francisco Bay, California, Water Year 1992 and 1993*.
- Buckingham, M.J. 2005. "Compressional and Shear Wave Properties of Marine Sediments: Comparisons between Theory and Data." *The Journal of the Acoustical Society of America* 117 (1): 137–52. doi:10.1121/1.1810231.
- Buckingham, M.J. 2001. "Precision Correlations Between the Geoacoustic Parameters of an Unconsolidated, Sandy Marine Sediment." *Journal of Computational Acoustics* 09 (1): 101–23. doi:10.1142/S0218396X01000437.
- Bunt, J.C., P. Larcombe, and C.F. Jago. 1999. "Quantifying the Response of Optical Backscatter Devices and Transmissometers to Variations in Suspended Particulate Matter." *Continental Shelf Research* 19 (9): 1199–1220. doi:10.1016/S0278-4343(99)00018-7.

- Carlson, T.J., and D.R. Jackson. 1980. *Empirical Evaluation of the Feasibility of Split Beam Methods for Direct in Situ Target Strength Measurement of Single Fish*. Applied Physics Laboratory, University of Washington.
- Castagna, J.P., M.L. Batzle, and R.L. Eastwood. 1985. "Relationship between Compressional-Wave and Shear Wave Velocities in Clastic Silicate Rocks." *Geophysics* 50 (4): 571–81.
- Chen, C.-T., and F.J. Millero. 1977. "Speed of Sound in Seawater at High Pressures." *The Journal of the Acoustical Society of America* 62 (5): 1129-1135.
- Chu, D., P. Wiebe, and N. Copley. 2000. "Inference of Material Properties of Zooplankton from Acoustic and Resistivity Measurements." *ICES Journal of Marine Science: Journal Du Conseil* 57 (4): 1128–42.
- Chu, D., P.H. Wiebe, N.J. Copley, G.L. Lawson, and V. Puvanendran. 2003. "Material Properties of North Atlantic Cod Eggs and Early-Stage Larvae and Their Influence on Acoustic Scattering." *ICES Journal of Marine Science: Journal Du Conseil* 60 (3): 508–15.
- Conner, C.S., and A.M. De Visser. 1992. "A Laboratory Investigation of Particle Size Effects on an Optical Backscatterance Sensor." *Marine Geology* 108 (2): 151–59.
- Cox, M.J., D.A. Demer, J.D. Warren, G.R. Cutter, and A.S. Brierley. 2009. "Multibeam Echosounder Observations Reveal Interactions between Antarctic Krill and Air-Breathing Predators." *Marine Ecology Progress Series* 378: 199–209.
- Cox, M.J., T.B. Letessier, and A.S. Brierley. 2013. "Zooplankton and Micronekton Biovolume at the Mid-Atlantic Ridge and Charlie-Gibbs Fracture Zone Estimated by Multi-Frequency Acoustic Survey." *Deep-Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography* 98: 269–78. doi:10.1016/j.dsr2.2013.07.020.
- Crawford, A.M., and A.E. Hay. 1993. "Determining Suspended Sand Size and Concentration from Multifrequency Acoustic Backscatter." *Journal of Acoustical Society of America* 94 (6): 3312–24.
- Centre d'expertise en analyse environnementale du Québec. 2002. *Détermination de La Chlorophylle a : Méthode Par Fluorométrie*.
- Dalen, J., A. Løvik. 1981. "The Influence of Wind-Induced Bubbles on Echo Integration Surveys." *The Journal of the Acoustical Society of America* 69 (6). Acoustical Society of America: 1653–59.
- Davidson, M.A., P.E. Russell, D.A. Huntley, and J. Hardisty. 1993. "Tidal Asymmetry in Suspended Sand Transport on a Macrotidal Intermediate Beach." *Marine Geology* 110 (3): 333–53.
- De Bernardi, R. 1984. "Methods for the Estimation of Zooplankton Abundance." *A Manual on Methods for the Assessment of Secondary Productivity in Fresh Waters, 2nd Ed. IBP Handbook*, 59–86.

- De Robertis, A. 2002. "Small-Scale Spatial Distribution of the Euphausiid *Euphausia Pacifica* and Overlap with Planktivorous Fishes." *Journal of Plankton Research* 24 (11): 1207–20.
- Debèse, N. 2013. *Bathymétrie-Sondeurs, Traitement Des Données Modèles Numériques de Terrain-Cours Exercices Corrigés*. Ellipses.
- Deines, K.L. 1999. "Sixth Working Conference on Current Measurement." In *Backscatter Estimation Using Broadband Acoustic Doppler Current Profilers*. Sans Diego, Californy.
- Desprez, M., and R. Lafite. 2012. *Suivi Des Impacts de L'extraction de Granulats Marins: Synthèse Des Connaissances 2012 (GIS SIEGMA)*. Presse Universitaire de Rouen - Le Havre: 44 pp.
- Dilligeard, E. 1997. "Teledetection des eaux du cas ii. caracterisation des sediments marins.", Université du Littoral, Dunkerque, France.
- Doxaran, D. 2002. "Télédétection et Modélisation Numérique Des Flux Sédimentaires Dans L'estuaire de La Gironde." Thèse de doctorat, Unviversité de Bordeaux 1, Bordeaux, France.
- Doxaran, D., J.-M. Froidefond, and P. Castaing. 2003. "Remote-Sensing Reflectance of Turbid Sediment-Dominated Waters. Reduction of Sediment Type Variations and Changing Illumination Conditions Effects by Use of Reflectance Ratios." *Applied Optics* 42 (15): 2623–34.
- Dyer, K.R. 1986. "Coastal and Estuarine Sediment Dynamics." *J. Wiley and Sons, Chichester*, 342 pp.
- Dyer, K.R. 1994. "Estuarine Sediment Transport and Deposition." *Sediment Transport and Depositional Processes*. Blackwell, Oxford, 193–218.
- Dyer, K.R., and A.J. Manning. 1999. "Observation of the Size, Settling Velocity and Effective Density of Floccs, and Their Fractal Dimensions." *Journal of Sea Research* 41 (1): 87–95.
- Ehrenberg, J.E. 1974. "Two Applications for a Dual-Beam Transducer in Hydroacoustic Fish Assessment Systems." In *Engineering in the Ocean Environment, Ocean '74-IEEE International Conference*, 152–55.
- Eisma, D. 1993. *Suspended Matter in the Aquatic Environment*. Springer Science & Business Media.
- Communauté Européenne. 2000. "Directive 2000/60/CE Du Parlement Européen et Du Conseil Du 23 Octobre 2000 Établissant Un Cadre Pour Une Politique Communautaire Dans Le Domaine de L'eau." *Journal Officiel*, 1–73.
- Communauté Européenne. 2008. "DIRECTIVE 2008/56/CE DU PARLEMENT EUROPÉEN ET DU CONSEIL Établissant Un Cadre D'action Communautaire Dans Le Domaine de

- La Politique Pour Le Milieu Marin (directive-Cadre «stratégie Pour Le Milieu Marin»).” *Journal Officiel*, 1–40.
- Faran, J.J. 1951. “Sound Scattering by Solid Cylinders and Spheres.” *Journal of Acoustical Society of America* 23 (4): 405–18.
- Fargion, G.S., and J.L. Mueller. 2000. *Ocean Optics Protocols for Satellite Ocean Color Sensor Validation, Revision 2*. National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center.
- Felix, D., I. Albayrak, and R.M. Boes. 2013. “Laboratory Investigation on Measuring Suspended Sediment by Portable Laser Diffractometer (LISST) Focusing on Particle Shape.” *Geo-Marine Letters* 33 (6): 485–98. doi:10.1007/s00367-013-0343-1.
- Fettweis, M. 2008. “Uncertainty of Excess Density and Settling Velocity of Mud Floccs Derived from in Situ Measurements.” *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 78: 426–36. doi:10.1016/j.ecss.2008.01.007.
- Foote, K.G. 1998. *Measurement of Morphology and Physical Properties of Zooplankton*. Institute of Electrical Engineers, London. IET.
- Foote, K.G. 1990. “Spheres for Calibrating an Eleven-Frequency Acoustic Measurement System.” *ICES Journal of Marine Science* 46 (3): 284–86. doi:10.1093/icesjms/46.3.284.
- Foote, K.G., D. Chu, T.R. Hammar, K.C. Baldwin, L.A. Mayer, L.C. Hufnagle, and J.M. Jech. 2005. “Protocols for Calibrating Multibeam Sonar.” *The Journal of the Acoustical Society of America* 117 (4): 2013–27.
- Foote, K.G., H.P. Knudsen, and G. Vestnes. 1983. “Standard Calibration of Echo Sounders and Integrators with Optimal Copper Spheres.” *Fiskeridirektoratets skrifter, Serie Havundersøkelser* 17: 335-346.
- Foote, K.G., T. Knutsen, A.E. Bekkevold, P. Dalpadado, and S.E. Johannessen. 1996. “Initial, Collateral Measurements of Some Properties of *Calanus Finmarchicus*.” *ICES CM* 50: 21–23.
- Foote, Y., D.A. Huntley, and T. O’hare. 1994. “Sand Transport on Macrotidal Beaches.” In *Proceedings Euromech*, 310:360–74.
- Foote, Y., P. Russell, D. Huntley, and P. Sims. 1998. “Energetics Prediction of Frequency-Dependent Suspended Sand Transport Rates on a Macrotidal Beach.” *Earth Surface Processes and Landforms* 23 (10): 927–41.
- Francois, R.E., and G.R. Garrison. 1982a. “Sound Absorption Based on Ocean Measurements: Part I: Pure Water and Magnesium Sulfate Contributions.” *The Journal of the Acoustical Society of America* 72 (3): 896-907.
- Francois, R.E., and G.R. Garrison. 1982b. “Sound Absorption Based on Ocean Measurements. Part II: Boric Acid Contribution and Equation for Total Absorption.” *The Journal of the Acoustical Society of America* 72 (6): 1879-1890.

- Froidefond, J.-M., S. Lavender, P. Laborde, A. Herbland, and V. Lafon. 2002. "SeaWiFS Data Interpretation in a Coastal Area in the Bay of Biscay." *International Journal of Remote Sensing* 23 (5): 881–904.
- Froidefond, J.-M., and D. Doxaran. 2004. "Télédétection Optique Appliquée À L'étude Des Eaux Côtières." *Télédétection* 4 (2): 579–97.
- Froidefond, J.-M., L. Gardel, D. Guiral, M. Parra, and J.-F. TERNON. 2002. "Spectral Remote Sensing Reflectances of Coastal Waters in French Guiana under the Amazon Influence." *Remote Sensing of Environment* 80 (2): 225–32.
- Furusawa, M. 1988. "Prolate Spheroidal Models for Predicting General Trends of Fish Target Strength." *Journal of the Acoustical Society of Japan* 9 (E): 13–24.
- Gartner, J.W., R.T. Cheng, P.-F. Wang, and K. Richter. 2001. "Laboratory and Field Evaluations of the LISST-100 Instrument for Suspended Particle Size Determinations." *Marine Geology* 175 (1): 199–219. doi:10.1016/S0025-3227(01)00137-2.
- Gasparini, S., J. Castel, and X. Irigoien 1999. "Impact of suspended particulate matter on egg production of the estuarine copepod, *Eurytemora affinis*." *Journal of Marine Systems* 22: 195–205.
- Gaunard, G.C., and H. Überall. 1983. "RST Analysis of Monostatic and Bistatic Acoustic Echoes from an Elastic Sphere." *The Journal of the Acoustical Society of America* 73 (1): 1–12.
- Gaunard, G.C. 1985. "Sonar Cross Sections of Bodies Partially Insonified by Finite Sound Beams." *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 10 (3): 213–30.
- Gilvear, D.J., and G.E. Petts. 1985. "Turbidity and Suspended Solids Variations Downstream of a Regulating Reservoir." *Earth Surface Processes and Landforms* 10 (4): 363–73.
- Gohin, F., J.N. Druon, and L. Lampert. 2002. "A Five Channel Chlorophyll Concentration Algorithm Applied to SeaWiFS Data Processed by SeaDAS in Coastal Waters." *International Journal of Remote Sensing* 23 (8): 1639–61.
- Gordon, D.G. 1969. "Examination of Methods of Particulate Organic carbon Analysis." In *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 16 (6): 661–65.
- Gordon, H.R., D.K. Clark, J.L. Mueller, and W.A. Hovis. 1980. "Phytoplankton Pigments from the Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner: Comparisons with Surface Measurements." *Science* 210 (4465): 63–66.
- Gostiaux, L., H. Van Haren. 2010. "Extracting meaningful information from uncalibrated backscattered echo intensity data." *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 27 (5): 943–949. doi:10.1175/2009JTECHO704.1.
- Graham, G.W., and W.A.M. Nimmo Smith. 2010. "The Application of Holography to the Analysis of Size and Settling Velocity of Suspended Cohesive Sediments." *Limnology and Oceanography: Methods* 8 (1): 1–15.

- Gray, J.R., and G.D. Glysson. 2003. "Proceedings of the Federal Interagency Workshop on Turbidity and Other Sediment Surrogates", *April 30–May 2 2002, Reno, Nevada, US Geological Survey Circular 1250*, 56pp.
- Gray, J.R., J.W. Gartner, C.W. Anderson, G.G. Fisk, G.D. Glysson, D.J. Gooding, N.J. Hornewer. 2010. "Surrogate Technologies for Monitoring Suspended-Sediment Transport in Rivers." *Sedimentology of Aqueous Systems*. John Wiley & Sons, 1–45.
- Gray, J.R., and J.W. Gartner. 2009. "Technological Advances in Suspended-Sediment Surrogate Monitoring." *Water Resources Research* 45 (4): 1–20. doi:10.1029/2008WR007063.
- Greenlaw, C.F. 1977. "Backscattering Spectra of Preserved Zooplankton." *Journal of Acoustical Society of America* 62 (1): 44–52.
- Greenlaw, C.F. 1979. "Acoustical Estimation of Zooplankton Populations." *Limnology and Oceanography* 24 (2): 226–42.
- Greenlaw, C.F, and R.K. Johnson. 1982. "Physical and Acoustical Properties of Zooplankton." *The Journal of the Acoustical Society of America* 72 (6): 1706–10.
- Greenlaw, C.F, and R.K. Johnson.1983. "Multiple-Frequency Acoustical Estimation." *Biological Oceanography* 2: 227–52.
- Gross, F., and J.E.G. Rayment. 1942. "XXI.—The Specific Gravity of *Calanus Finmarchicus*." *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. Section B. Biology* 61 (03): 288–96.
- Gurshin, C.W.D. 2012. "The Use of Multibeam and Split-Beam Echo Sounders for Assessing Biomass and Distribution of Spring-Spawning Atlantic Cod in the Gulf of Maine." Thèse de doctorat, University of New Hampshire.
- Hamilton, E.L. 1963. "Sediment Sound Velocity Measurements Made In Situ from Bathyscaph Trieste." *Journal of Geophysical Research* 68 (21): 5991–98.
- Hamilton, E.L. 1970. "Sound Velocity and Related Properties of Marine Sediments, North Pacific." *Journal of Geophysical Research* 75 (23): 4423–46.
- Han, D.-H., A. Nur, and D. Morgan. 1986. "Effect of porosity and clay content on wave velocities in sandstones" *Geophysics* 51 (11): 2093–2107.
- Hay, A.E. 1991. "Sound Scattering from a Particle-Laden , Turbulent Jet." *Journal of Acoustical Society of America* 90 (4): 2055–74.
- Holliday, D.V. 1992. "Zooplankton Acoustics." In *Oceanography of the Indian Ocean*, B.N. Desai, 733–40.
- Holliday, D.V., and R.E. Pieper. 1995. "Bioacoustical Oceanography at High Frequencies." *ICES Journal of Marine Science* 52 (3-4): 279–96.

- Holliday, D.V., R.E. Pieper, and G.S. Kleppel. 1989. "Determination of Zooplankton Size and Distribution with Multifrequency Acoustic Technology." *ICES Journal of Marine Science* 46: 52–61.
- Holm-Hansen, O., C.J. Lorenzen, R.W. Holmes, and J.D.H. Strickland. 1965. "Fluorometric Determination of Chlorophyll." *Journal Du Conseil* 30 (1): 3–15.
- Hwang, B.-K., M. Furusawa, and M. Ogata. 2007. "Validation of Multi-Frequency Inversion Method by Using Dummy Scatterers of Zooplankton." *Fisheries Science* 73 (2): 250–62. doi:10.1111/j.1444-2906.2007.01331.x.
- International, ASTM. 1998. *Terminology for Fluvial Sediment*.
- Ishimaru, A. 1978. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Vol. 2. Academic press New York.
- Johnson, R.K. 1977. "Acoustic Estimation of Scattering-layer Composition." *The Journal of the Acoustical Society of America* 61 (6): 1636–39.
- Jourdin, F., C. Tessier, P. Le Hir, R. Verney, M. Lunven, S. Loyer, A. Lusven, J.-F. Filipot, and J. Lepasqueur. 2014. "Dual-Frequency ADCPs Measuring Turbidity." *Geo-Marine Letters* 34 (4): 381–97.
- Kappenman, R.F. 1975. "Conditional Confidence Intervals for Double Exponential Distribution Parameters." *Technometrics* 17 (2): 233–35.
- Karp-Boss, L., L. Azevedo, and E. Boss. 2007. "LISST-100 Measurements of Phytoplankton Size Distribution: Evaluation of the Effects of Cell Shape." *Limnology and Oceanography: Methods* 5 (11): 396–406.
- Khalil, K., M. Raimonet, A.M. Laverman, C. Yan, F. Andrieux-Loyer, E. Viollier, B. Deflandre, O. Ragueneau, and C. Rabouille. 2013. "Spatial and Temporal Variability of Sediment Organic Matter Recycling in Two Temperate Eutrophicated Estuaries." *Aquatic Geochemistry* 19: 517–42. doi:10.1007/s10498-013-9213-8.
- Kirk, J.T.O. 1994. *Light and Photosynthesis in Aquatic Ecosystems*. Cambridge university press.
- Køgelier, J.W., S. Falk-Petersen, Å. Kristensen, F. Pettersen, and J. Dalen. 1987. "Density-and Sound Speed Contrasts in Sub-Arctic Zooplankton." *Polar Biology* 7 (4): 231–35.
- Kranenburg, C. 1994. "The Fractal Structure of Cohesive Sediment Aggregates." *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 39 (5): 451–460. doi:10.1016/S0272-7714(06)80002-8.
- Kron, P., J. Suda, and B.C. Husband. 2007. "Applications of Flow Cytometry to Evolutionary and Population Biology." *Annual Review of Ecology, Evolution, and Systematics*, 847–76.
- La, H.S., H.K. Ha, C.Y. Kang, A.K. Wåhlin, and H.C. Shin. 2015. "Acoustic Backscatter Observations with Implications for Seasonal and Vertical Migrations of Zooplankton and

- Nekton in the Amundsen Shelf (Antarctica).” *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 152: 124–33. doi:10.1016/j.ecss.2014.11.020.
- Lavery, A.C., P.H. Wiebe, T.K. Stanton, G.L. Lawson, M.C. Benfield, and N. Copley. 2007. “Determining Dominant Scatterers of Sound in Mixed Zooplankton Populations.” *The Journal of the Acoustical Society of America* 122 (6): 3304–26.
- Lawson, C.L., and R.J. Hanson. 1974. *Solving Least Square Problems*. New-Jersey: Prentice-Hall. doi:10.1137/1.9781611971217.fm.
- Lawson, G.L., P.H. Wiebe, T.K. Stanton, and C.J. Ashjian. 2008. “Euphausiid Distribution along the Western Antarctic Peninsula—Part A: Development of Robust Multi-Frequency Acoustic Techniques to Identify Euphausiid Aggregations and Quantify Euphausiid Size, Abundance, and Biomass.” *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography* 55 (3): 412–31.
- Lebourges-Dhaussy, A., J. Huggett, S. Ockhuis, G. Roudaut, E. Josse, and H. Verheye. 2014. “Zooplankton Size and Distribution within Mesoscale Structures in the Mozambique Channel: A Comparative Approach Using the TAPS Acoustic Profiler, a Multiple Net Sampler and ZooScan Image Analysis.” *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography* 100: 136–52. doi:10.1016/j.dsr2.2013.10.022.
- Lebourges-dhaussy, A. 1996. “Caractérisation Des Populations Planctoniques Par Acoustique Multifréquence.” *Océanis* 22 (1): 71–92.
- Lee, Z., K.L. Carder, C.D. Mobley, R.G. Steward, and J.S. Patch. 1998. “Hyperspectral Remote Sensing for Shallow Waters. I. A Semianalytical Model.” *Applied Optics* 37 (27): 6329–38.
- Leighton, T.G. 2004. “Nonlinear Bubble Dynamics and the Effects on Propagation through near-Surface Bubble Layers.” *High Frequency Ocean Acoustics* 728: 180–93.
- Levoy, F., O. Monfort, and C. Larssonneur. 2001. “Hydrodynamic Variability on Megatidal Beaches, Normandy, France.” *Continental Shelf Research* 21 (6): 563–86.
- Lietz, A.C., and E.A. Debiak. 2005. *Development of Rating Curve Estimators for Suspended-Sediment Concentration and Transport in the C-51 Canal Based on Surrogate Technology, Palm Beach County, Florida, 2004-05*.
- Linderstrøm-Lang, K. 1937. “Dilatometric Ultra-Micro-Estimation of Peptidase Activity.” *Nature* 139: 713–14.
- Linderstrøm-Lang, K., O. Jacobsen, and G. Johansen. 1938. *On the Measurement of the Deuterium Content in Mixtures of H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O. Comptes rendus des gravaus de laboratorie Carlsberg, Serie Chimique* 21: 315
- Lorenzen, C.J. 1966. “A Method for the Continuous Measurement of in Vivo Chlorophyll Concentration.” In *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 13:223–27.



- Lurton, X. 2002. *An Introduction to Underwater Acoustics: Principles and Applications*. Springer Science & Business Media, 347 pp.
- MacDonald, I.T., C.E. Vincent, P.D. Thorne, and B.D. Moate. 2013. "Acoustic Scattering from a Suspension of Flocculated Sediments." *Journal of Geophysical Research: Oceans* 118 (5): 2581–94. doi:10.1002/jgrc.20197.
- MacLennan, D.N. 1981. "The Theory of Solid Spheres as Sonar Calibration Targets." *Scottish Fishery Research Reports* 22: 1–16.
- MacLennan, D.N., P.G. Fernandes, and J. Dalen. 2002. "A Consistent Approach to Definitions and Symbols in Fisheries Acoustics." *ICES Journal of Marine Science* 59 (2): 365–69. doi:10.1006/jmsc.2001.1158.
- MacLennan, D.N., and E.J. Simmonds. 1992. *Fisheries Acoustics*. London: Chapman & Hall.
- MacLennan, D.N. 1982. *Target Strength Measurements on Metal Spheres*. Librarian Department of Agriculture and Fisheries for Scotland, Marine Laboratory.
- Manning, A.J., J.V. Baugh, R.L. Soulsby, J.R. Spearman, and R.J.S. Whitehouse. 2011. "Cohesive Sediment Flocculation and the Application to Settling Flux Modelling." *Sediment Transport*, 91–116. doi:10.5772/16055.
- Marage, J.-P., and Y. Mori. 2010. *Sonars and Underwater Acoustics*. 1st ed. John Wiley & Sons, 628 pp.
- McAnally, W.H. 1999. "Aggregation and Deposition of Estuarial Fine Sediment." University of Florida, Gainesville, Florida.
- McGehee, D.E., R.L. O'Driscoll, and L V Martin Traykovski. 1998. "Effects of Orientation on Acoustic Scattering from Antarctic Krill at 120 kHz." *Deep-Sea Research Part II* 45 (7): 1273–94.
- McNaught, D.C. 1968. "Acoustical Determination of Zooplankton Distributions." In *Proceedings of the 11th Conference on Great Lakes Research*, 76–84.
- McNaught, D.C. 1969. "Developments in Acoustic Plankton Sampling." In *Proceedings of the 12th Conference on Great Lakes Research*, 12:61–68.
- Meager, J.J., P. Domenici, A. Shingles, and A.C. Utne-Palm. 2006. "Escape Responses in Juvenile Atlantic Cod *Gadus Morhua* L.: The Effects of Turbidity and Predator Speed." *Journal of Experimental Biology* 209 (20): 4174–84.
- Medwin, H., and C.S. Clay. 1997. *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. Academic Press.
- Mehta, A.J., and Y. Li. 1996. "A PC-Based Short Course on Fine-Grained Sediment Transport Engineering." *Coastal and Oceanographic Engineering, University of Florida, Gainesville, FL*.

- Meral, R. 2008. "Laboratory Evaluation of Acoustic Backscatter and LISST Methods for Measurements of Suspended Sediments." *Sensors* 8 (2): 979–93.
- Meybeck, M., L. Laroche, H.H. Dürr, and J.P.M. Syvitski. 2003. "Global Variability of Daily Total Suspended Solids and Their Fluxes in Rivers." *Global and Planetary Change* 39 (1): 65–93.
- Meybeck, M. 1982. "Carbon, Nitrogen, and Phosphorus Transport by World Rivers." *American Journal of Science* 282 (4), 401-450.
- Mikkelsen, O.A., T.G. Milligan, P.S. Hill, R.J. Chant, C.F. Jago, S.E. Jones, V. Krivtsov, and G. Mitchelson-Jacob. 2009. "The Influence of Schlieren on in Situ Optical Measurements Used for Particle Characterization." *Limnology and Oceanography: Methods* 6 (3): 133–43. doi:10.4319/lom.2008.6.133.
- Miller, C.B., and D.C. Judkins. 1981. "Design of Pumping Systems for Sampling Zooplankton, with Descriptions of Two High-Capacity Samplers for Coastal Studies." *Biological Oceanography* 1 (1): 29–56.
- Milliman, J.D., and K.L. Farnsworth. 2011. *River Discharge to the Coastal Ocean: A Global Synthesis*. Cambridge University Press.
- Minshall, G.W. 1984. "Aquatic Insect-Substratum Relationships." *Ecology of Aquatic Insects*: 358–400.
- Moate, B.D., and P.D. Thorne. 2009. "Measurements and Inversion of Acoustic Scattering from Suspensions Having Broad Size Distributions." *Journal of Acoustical Society of America* 126 (6): 2905–17. doi:10.1121/1.3242374.
- Moate, B.D. 2013. "Scattering from Suspended Sediments Having Different and Mixed Mineralogical Compositions: Comparison of Laboratory Measurements and Theoretical Predictions." *The Journal of the Acoustical Society of America* 133 (3): 1320–34. doi:10.1121/1.4788985.
- Moore, C.C, J.R.V. Zaneveld, and J.C. Kitchen. 1992. "Preliminary Results from an in-Situ Spectral Absorption Meter." In *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) 1750, Ocean Optics XI*, 330–37.
- Moore, S A, J Le Coz, David Hurther, and A Pasquier. 2013. "Using Multi-Frequency Acoustic Attenuation to Monitor Grain Size and Concentration of Suspended Sediment in Rivers." *Journal of Acoustical Society of America* 133 (April): 1959–70.
- Moore, S.A., J. Le Coz, D. Hurther, and A. Paquier. 2012. "On the Application of Horizontal ADCPs to Suspended Sediment Transport Surveys in Rivers." *Continental Shelf Research* 46: 50–63. doi:10.1016/j.csr.2011.10.013.
- Morel, A. 1991. "Optics of Marine Particles and Marine Optics." In *Particle Analysis in Oceanography*, 141–88. Springer.

- Morel, A., and L. Prieur. 1977. "Analysis of Variations in Ocean color." *Limnology and Oceanography* 22 (4): 709–22.
- Morel, A., and Y.-H. Ahn. 1990. "Optical Efficiency Factors of Free-Living Marine Bacteria: Influence of Bacterioplankton upon the Optical Properties and Particulate Organic Carbon in Oceanic Waters." *Journal of Marine Research* 48 (1): 145–75.
- Morse, P.M., and A.U. Ingard. 1986. *Theoretical Acoustics*. Princeton University press.
- Murase, H., M. Ichihara, H. Yasuma, H. Watanabe, S. Yonezaki, H. Nagashima, S. Kawahara, and K. Miyashita. 2009. "Acoustic Characterization of Biological Backscatterings in the Kuroshio-Oyashio Inter-Frontal Zone and Subarctic Waters of the Western North Pacific in Spring." *Fisheries Oceanography* 18 (6): 386–401. doi:10.1111/j.1365-2419.2009.00519.x.
- Mylvaganaru, S., and T. Jakobsen. 1998. "Turbidity Sensor for Underwater Applications." *IEEE Oceanic Engineering Society. OCEANS'98. Conference Proceedings (Cat. No.98CH36259)* 1: 2–5. doi:10.1109/OCEANS.1998.725727.
- Nilsen, K.E. 2007. "Signal Processing in EM3002." In *Forum for EM Multibeam Experience (FEMME), Kongsberg Maritime's Users Conference*.
- O'Neill, F.G., S.M. Simmons, D.R. Parsons, J.L. Best, P.J. Copland, F. Armstrong, M. Breen, and K. Summerbell. 2013a. "Monitoring the Generation and Evolution of the Sediment Plume behind Towed Fishing Gears Using a Multibeam Echosounder." *ICES Journal of Marine Science: Journal Du Conseil* 70 (4). Oxford University Press: 892–903. doi:10.1093/icesjms/fst048.
- O'Reilly, J.E., S. Maritorena, B.G. Mitchell, D.A. Siegel, K.L. Carder, S.A. Garver, M. Kahru, and C. McClain. 1998. "Ocean Color Chlorophyll Algorithms for SeaWiFS." *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978--2012)* 103 (C11): 24937–53.
- Odermatt, D., A. Gitelson, V.E. Brando, and M. Schaepman. 2012. "Review of Constituent Retrieval in Optically Deep and Complex Waters from Satellite Imagery." *Remote Sensing of Environment* 118: 116–26. doi:10.1016/j.rse.2011.11.013.
- Omar, A.F.B., and M.Z.B. MatJafri. 2009. "Turbidimeter Design and Analysis: A Review on Optical Fiber Sensors for the Measurement of Water Turbidity." *Sensors* 9 (10): 8311–35. doi:10.3390/s91008311.
- Osipov, V.I. 2012. "Density of Clay Minerals." *Soil Mechanics and Foundation Engineering* 48 (6): 231–40. doi:10.1007/s11204-012-9153-0.
- Parr, W., S.J. Clarke, P. Van Dijk, and N. Morgan. 1998. *Turbidity in English and Welsh Tidal Waters. WRc Report No. CO 4301/1 to English Nature*.
- Paskoff, R. 1993. *Côtes En Danger*. Elsevier Masson.
- Phua, C., S. van den Akker, M. Baretta, and J. van Dalfsen. 2002. "Ecological Effects of Sand Extraction in the North Sea." *Stichting De Noordzee, Utrecht*.

- Pieper, R.E., and D.V. Holliday. 1984. "Acoustic Measurements of Zooplankton Distributions in the Sea." *ICES Journal of Marine Science* 41: 226–38.
- Postel, L., H. Fock, and W. Hagen. 2000. "Biomass and Abundance." In: *ICES Zooplankton Methodology Manual*, edited by Harris R.P. et al. Academic Press, London, 83–112.
- Postel, L., A.J. da Silva, V. Mohrholz, and H.U. Lass. 2007. "Zooplankton Biomass Variability off Angola and Namibia Investigated by a Lowered ADCP and Net Sampling." *Journal of Marine Systems* 68 (1-2): 143–66. doi:10.1016/j.jmarsys.2006.11.005.
- Rayleigh, J.W.S. 1945. "The Theory of Sound, Vol. 1." *New York: McMillan* 34.
- Richards, S.D., T.G. Leighton, and N.R. Brown. 2003. "Visco-Inertial Absorption in Dilute Suspensions of Irregular Particles." In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 459: 2153–67.
- Richards, S.D., and T.G. Leighton. 2001. "Acoustic Sensor Performance in Coastal Waters: Solid Suspensions and Bubbles." *Proceedings - Institute of Acoustics* 23 (2): 349–406.
- Roberts, P.L.D., and J.S. Jaffe. 2007. "Multiple Angle Acoustic Classification of Zooplankton." *The Journal of the Acoustical Society of America* 121 (4): 2060–70. doi:10.1121/1.2697471.
- Salzen, E.A. 1956. "The Density of the Eggs of *Calanus Finmarchicus*." *Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom* 35 (03): 549–54.
- Scriban, R. 2012. *Biotechnologie*. Ed. Tec et Doc/Lavoisier, 1041 pp.
- Sharp, J.H. 1974. "Improved Analysis for 'particulate' Organic Carbon and Nitrogen from seawater1." *Limnology and Oceanography* 19 (6): 984–89.
- Sheng, J., and A.E. Hay. 1988. "An Examination of the Spherical Scatterer Approximation in Aqueous Suspensions of Sand." *Journal of Acoustical Society of America* 83 (2): 598–610.
- Simmons, S.M., D.R. Parsons, J.L. Best, O. Orfeo, S.N. Lane, R. Kostaschuk, R.J. Hardy 2010. "Monitoring Suspended Sediment Dynamics Using MBES." *Journal of Hydraulic Engineering* 136 (1): 45–49.
- Sournia, A., C. Belin, B. Berland, E. Erard-Le Denn, P. Gentien, D. Grzebyk, C. Marcaillou-Le Baut, P. Lassus, and F. Partensky. 1991. *Le Phytoplancton Nuisible Des Côtes de France. De La Biologie À La Prévention*.
- Stanton, T.K. 1988. "Sound Scattering by Cylinders of Finite Length. I. Fluid Cylinders." *The Journal of the Acoustical Society of America* 83 (1): 55–63.
- Stanton, T.K. 1989. "Simple Approximate Formulas for Backscattering of Sound by Spherical and Elongated Objects." *Journal of Acoustical Society of America* 86 (October): 1499–1510.

- Stanton, T.K., and D. Chu. 2000. "Review and Recommendations for the Modelling of Acoustic Scattering by Fluid-like Elongated Zooplankton: Euphausiids and Copepods." *ICES Journal of Marine Science* 57 (4): 793–807.
- Stanton, T.K., D. Chu, and P.H. Wiebe. 1998. "Sound Scattering by Several Zooplankton Groups. II. Scattering Models." *The Journal of the Acoustical Society of America* 103 (1): 236–53.
- Stanton, T.K., P.H. Wiebe, and D. Chu. 1998. "Differences between Sound Scattering by Weakly Scattering Spheres and Finite-Length Cylinders with Applications to Sound Scattering by Zooplankton." *The Journal of the Acoustical Society of America* 103 (1): 254–64.
- Stramski, D., E. Boss, D. Bogucki, and K.J. Voss. 2004. "The Role of Seawater Constituents in Light Backscattering in the Ocean." *Progress in Oceanography* 61 (1): 27–56. doi:10.1016/j.pocean.2004.07.001.
- Styles, R. 2006. "Laboratory Evaluation of the LISST in a Stratified Fluid." *Marine Geology* 227: 151–62. doi:10.1016/j.margeo.2005.11.011.
- Sutherland, T.F., P.M. Lane, C.L. Amos, and J. Downing. 2000. "The Calibration of Optical Backscatter Sensors for Suspended Sediment of Varying Darkness Levels." *Marine Geology* 162 (2): 587–97.
- Szczucka, J. 1994. "Problem of Excess Attenuation in Acoustic Measurements of Gas Bubble Concentration in the Sea." *Archives of Acoustics* 19 (1): 75–83.
- Tassan, S. 1994. "Local Algorithms Using SeaWiFS Data for the Retrieval of Phytoplankton, Pigments, Suspended Sediment, and Yellow Substance in Coastal Waters." *Applied Optics* 33 (12): 2369–78.
- Tessier, C. 2006. "Caractérisation et Dynamique Des Turbidités En Zone Côtière: L'exemple de La Région Marine Bretagne Sud." Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, Bordeaux, France.
- Tessier, C., P. Le Hir, X. Lurton, and P. Castaing. 2008. "Estimation de La Matière En Suspension À Partir de L'intensité Rétrodiffusée Des Courantomètres Acoustiques À Effet Doppler (ADCP)." *Comptes Rendus Geoscience* 340 (1): 57–67.
- Thorne, P.D., and S.C. Campbell. 1992. "Backscattering by a Suspension of Spheres." *Journal of Acoustical Society of America* 92 (2): 978–86.
- Thorne, P.D., and D.M. Hanes. 2002. "A Review of Acoustic Measurement of Small-Scale Sediment Processes." *Continental Shelf Research* 22 (4): 603–32.
- Thorne, P.D., and P.J. Hardcastle. 1997. "Acoustic Measurements of Suspended Sediments in Turbulent Currents and Comparison with in-situ samples." *Journal of Acoustical Society of America* 101 (5): 2601–2614.

- Thorne, P.D., P.J. Hardcastle, and R.L. Soulsby. 1993. "Analysis of Acoustic Measurements of Suspended Sediments." *Journal of Geophysical Research* 98 (92): 899–910.
- Thorne, P.D., D. Hurther, and B.D. Moate. 2011. "Acoustic Inversions for Measuring Boundary Layer Suspended Sediment Processes." *Journal of Acoustical Society of America* 130 (3): 1188–1200. doi:10.1121/1.3618728.
- Thorne, P.D., and 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* 28 (2): 309–17. doi:10.1016/j.csr.2007.08.002.
- Thorne, P.D., I.T. MacDonald, and C.E. Vincent. 2014. "Modelling Acoustic Scattering by Suspended Flocculating Sediments." *Continental Shelf Research* 88: 81–91. doi:10.1016/j.csr.2014.07.003.
- Topping, D.J., S.A. Wright, T.S. Melis, and 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." In *Proceedings of the 10th International Symposium on River Sedimentation*. Vol. 3.
- Traykovski, P., R.J. Latter, and J.D. Irish. 1999. "A Laboratory Evaluation of the Laser in Situ Scattering and Transmissometry Instrument Using Natural Sediments." *Marine Geology* 159 (1-4): 355–67. doi:10.1016/S0025-3227(98)00196-0.
- Urick, R.J. 1947. *Principles of Underwater Sound*. 2nd edn. New York: McGraw-Hill.
- Van De Hulst, H.C. 1957. *Light Scattering by Small Particles*. Wiley, New York.
- Verney, R. 2006. "Processus de Contrôle de La Dynamique Des Sédiments Cohésifs." Thèse de doctorat, UMR 6143.
- Vincent, C.E., and I.T. MacDonald. 2015. "A Flocculi Model for the Acoustic Scattering from Flocs." *Continental Shelf Research* 104: 15–24.
- Walling, D.E. 1977. "Assessing the Accuracy of Suspended Sediment Rating Curves for a Small Basin." *Water Resources Research* 13 (3): 531–38.
- Wang, J.-J., X.X. Lu, S.C. Liew, and Y. Zhou. 2009. "Retrieval of Suspended Sediment Concentrations in Large Turbid Rivers Using Landsat ETM+: An Example from the Yangtze River, China." *Earth Surface Processes and Landforms* 34 (8): 1082.
- Wang, Z.Z., H. Wang, and M.E. Cates. 2001. "Effective Elastic Properties of Solid Clays." *Geophysics* 66 (2): 428-40.
- Wells, N. 1997. "The Atmosphere and Ocean: A Physical Introduction." *Oceanographic Literature Review* 6 (44): 652.
- Wentworth, C.K. 1922. "A Scale of Grade and Class Terms for Clastic Sediments." *Journal of Geology* 30: 377–92.

- Wiebe, P.H. 1976. "A Multiple Opening/closing Net and Environment Sensing System for Sampling Zooplankton." *Journal of Marine Research* 34: 313–26.
- Wiebe, P.H. 1988. "Functional Regression Equations for Zooplankton Displacement Volume, Wet Weight, Dry Weight, and Carbon: A Correction." *Fisheries Bulletin*. 86: 833–35.
- Wiebe, P.H., S. Boyd, and J.L. Cox. 1975. "Relationships between Zooplankton Displacement Volume, Wet Weight, Dry Weight, and Carbon." *Fishery Bulletin* 73 (4): 777–86.
- Wilson, G.W., and A.E. Hay. 2015. "Acoustic Backscatter Inversion for Suspended Sediment Concentration and Size: A New Approach Using Statistical Inverse Theory." *Continental Shelf Research* 106: 130–39.
- Wood, A.B., 1964. *A textbook of sound*, 3<sup>rd</sup> ed. (George Bell & Sons Ltd., London), 610 pp.
- Woolf, D.K. 2001. "Bubbles." *Journal of Physical Oceanography* 22: 352–57.
- Wright, S.A., D.J. Topping, and C.A. Williams. 2010. "Discriminating Silt-and-Clay from Suspended-Sand in Rivers Using Side-Looking Acoustic Profilers." In *Joint Federal Interagency Conference 2010: Hydrology and Sedimentation for a Changing Future: Existing and Emerging Issues*.

# Annexes





## A. Protocole de filtration

Le protocole se décompose en différentes étapes de la manière suivante :

1) Chaque boîte de filtre est préparée en disposant un disque d'aluminium de diamètre légèrement supérieur à celui du filtre en dessous de chaque filtre. Ces disques d'aluminium permettent que les filtres ne collent pas à leur boîte.

2) Il est nécessaire de connaître le poids du filtre avant d'effectuer la filtration. Pour cela, il faut au préalable passer les filtres au four à 460 °C pendant 4 heures dans du papier aluminium afin de brûler toute trace d'impureté. Après 5 minutes passées dans un dessiccateur (afin d'absorber les dernières traces d'humidité), les filtres sont pesés un à un avec leur disque d'aluminium au moyen d'une balance de précision (de préférence atteignant des précisions de l'ordre du microgramme) et disposés dans leur boîte numérotée. N.B. Avant de les peser, les filtres sont secs, cependant les sortir de leur boîte en vue de les peser les expose à l'humidité de l'air et donc il est conseillé de rapidement relever le poids du filtre avant que ce dernier n'ait été trop exposé.

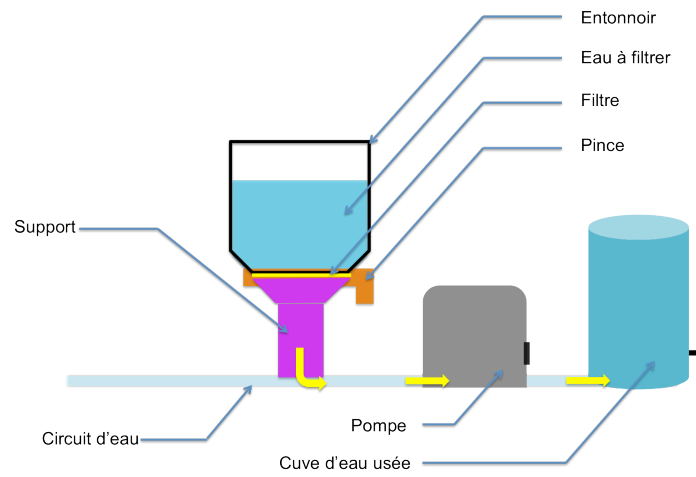
3) Lors des filtrations, le filtre est disposé sur le support de filtration et la pompe est mise en marche. Puis on place l'entonnoir au-dessus du filtre et le tout est fixé avec une pince (Fig. A.1). Le volume  $V$  d'eau prélevé peut être introduit dans l'entonnoir. Une fois que toute l'eau est évacuée vers le bidon de déchets, il est conseillé de rincer 5 fois l'entonnoir avec de l'eau ultra pure avant de le retirer. En retirant ce dernier, une couronne apparaît là où le liquide n'a pas pu passer. Il est nécessaire de rincer cette couronne également avec de l'eau ultra pure afin de dissoudre les éventuelles traces de sel. N.B. : Si l'eau est trop chargée en MES, incorporer un volume trop important dans l'entonnoir risque de boucher ce dernier.

5) Le filtre peut être retiré sous pression afin d'aspirer les dernières traces éventuelles d'eau puis il est remplacé dans sa boîte. L'ensemble est placé à l'étuve à 60 °C pendant au moins 2 heures.

6) Les filtres secs sont ensuite sortis de l'étuve et placés dans le dessiccateur pendant environ 5 minutes avant d'être pesés avec leur disque en aluminium (comme lors de l'étape 2).

7) Conservation : Les filtres entreposés dans leur boîte peuvent être repesés une fois repassés à l'étuve.

8) Connaissant le volume  $V$  introduit dans l'entonnoir ainsi que la différence de poids du filtre avant et après filtration, la concentration massique en MES peut être déduite.

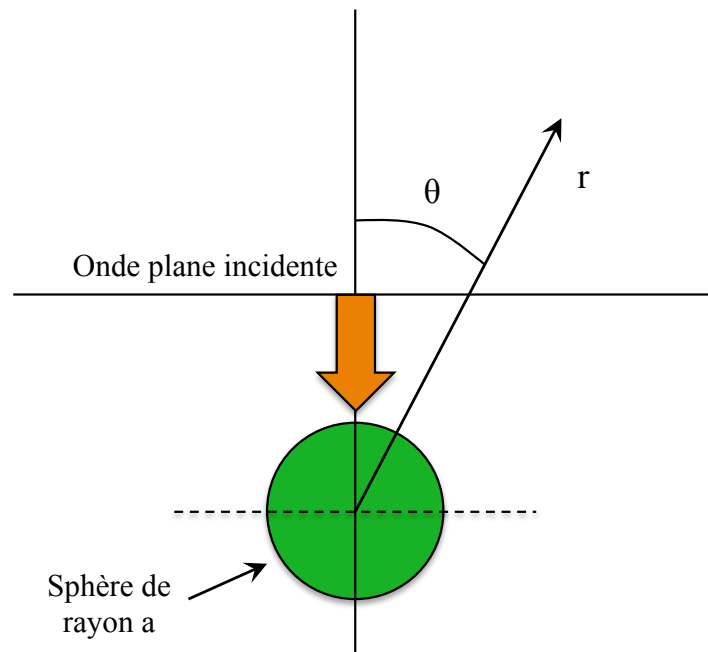


**Figure A.1** : Schéma du dispositif de filtration

## B. Calcul des solutions modales sphériques de l'équation de Helmholtz

### B.1. Résolution de l'équation de Helmholtz dans le cas d'une sphère fluide

L'objectif de cette section est le calcul exact de la longueur de diffusion d'une sphère de rayon  $a$  (Fig. B.1). Afin de limiter les calculs, la résolution du problème s'effectue dans une base sphérique.



**Figure B.1 :** Symétrie du problème. On considère un champ de pression incident arrivant sur une sphère de rayon  $a$ . Le milieu entourant la sphère possède les propriétés  $\rho_1, c_1$ . La sphère possède les propriétés  $\rho_2, c_2$ . La sphère est dans ce cas précis positionnée sur l'axe vertical. Il n'y a donc aucune dépendance en  $\varphi$  (Eq. B.4).

On considère l'équation de Helmholtz en se plaçant dans un repère sphérique :

$$\Delta p + k^2 p = 0 \quad (\text{B.1})$$

Le laplacien en sphérique s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta p = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} \quad (\text{B.2})$$

On émet l'hypothèse que les solutions de cette équation s'expriment comme une combinaison linéaire de fonctions séparables par rapport aux coordonnées (méthode de séparation des variables) :

$$p = \sum_i a_i R_i(r) P_i(\vartheta) \Phi_i(\varphi) \quad (\text{B.3})$$

L'équation doit donc être vérifiée pour  $p = R(r)P(\vartheta)\Phi(\varphi)$ . En remplaçant  $p$  dans l'équation II-7 puis en identifiant chaque contribution (en  $R$ , en  $\vartheta$  ou en  $\varphi$ ), nous obtenons une équation différentielle pour chaque composante égale à une même quantité constante que l'on note plus tard  $C$ .

$$\frac{1}{r^2 R(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 P(\vartheta) \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial P(\vartheta)}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2 \Phi(\varphi) \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} = -k^2 \quad (\text{B.4})$$

Il existe donc une solution en  $r$ , une solution en  $\vartheta$  et une solution en  $\varphi$ .

- Solution en  $\varphi$

Les autres paramètres ne dépendent pas de  $\varphi$ , donc  $\Phi(\varphi)$  vérifie :

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{d^2 \Phi(\varphi)}{d\varphi^2} = -n^2 \quad (\text{B.5})$$

Avec  $n$  une constante (le carré permet de simplifier l'expression finale). La solution de cette équation différentielle linéaire du second ordre admet une solution de la forme :

$$\Phi(\varphi) = A \cos(n\varphi) + B \sin(n\varphi) \quad (\text{B.6})$$

En coordonnées sphériques,  $\varphi$  représente la longitude par rapport à une référence arbitraire. La dépendance sur ce paramètre est sinusoïdale. Pour que la solution  $\Phi(\varphi)$  soit valide à  $\varphi = 0$  et  $\varphi = 2\pi$ ,  $n$  doit être entier. Dans de nombreux cas la symétrie est axiale (Fig. B.1), auquel cas l'onde est indépendante de  $\varphi$ . Dans ce cas,  $n = 0$  et  $\Phi(\varphi) = 1$ . Dans le cas contraire,  $n \neq 0$  et l'ensemble des solutions de  $\Phi(\varphi)$  s'exprime de cette manière :

$$\Phi(\varphi) = \begin{cases} 2 \cos(|n|\varphi) & \text{si } n > 0 \\ 2 \sin(|n|\varphi) & \text{si } n < 0 \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Le coefficient 2 permet d'avoir une solution orthonormée sur  $[0 - 2\pi]$ . Dans la suite de la résolution du problème,  $n$  sera pris égal à 0 de part la géométrie présentée figure B.1.

- Solution en  $\vartheta$

En réinjectant la solution en  $\varphi$  ( $n$  étant nul, la composante en  $\varphi$  dans l'équation B.4 devient nulle) dans l'équation de Helmholtz, celle-ci devient :

$$\frac{1}{R(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + k^2 r^2 = \frac{1}{P(\vartheta) \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial P(\vartheta)}{\partial \vartheta} \right) = C \quad (\text{B.8})$$

D'où l'équation en  $\vartheta$  (On pose  $\eta = \cos \vartheta$ ) :

$$\frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial P(\vartheta)}{\partial \vartheta} \right) = CP(\vartheta) \sin \vartheta \quad (\text{B.9})$$

En posant  $\eta = \cos \vartheta$ , cette équation devient ( $\sin(\vartheta) = \sqrt{1 - \eta^2}$ ) :

$$(1 - \eta^2) \frac{d^2 P(\eta)}{d\eta^2} - 2\eta \frac{dP(\eta)}{d\eta} + CP(\eta) = 0 \quad (\text{B.10})$$

Après résolution de cette équation par développement en séries entières de  $P(\eta)$  (procédure très longue et fastidieuse), on en déduit d'une part que l'ensemble des solutions finies pour

$\eta \in [-1,1]$  est  $P(\eta) = P_m(\cos\vartheta)$  appelée Fonction de Legendre de première espèce d'ordre  $m$  et que  $C = m(m + 1)$ , condition nécessaire afin d'éviter la divergence de la solution en  $+1$  et  $-1$ . Dans l'éventualité où  $n$  n'est plus nul, la solution de l'équation deviendrait  $P(\eta) = P_m^n(\cos\vartheta)$ ,  $P_m^n(\cos\vartheta)$  étant la fonction de Legendre de première espèce d'ordre  $m$  et de degré  $n$ .

- Solution en  $r$

En posant  $\zeta = kr$ , l'équation B.8 devient :

$$\frac{d^2 R(\zeta)}{d\zeta^2} + \frac{2 R(\zeta)}{\zeta} \frac{dR(\zeta)}{d\zeta} + (\zeta + m(m + 1))R(\zeta) = 0 \quad (\text{B.11})$$

Cette équation est en réalité une forme modifiée de l'équation de Bessel. Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$R(\zeta) = h_m(\zeta) = \left( \frac{1}{\sqrt{\zeta}} \right) H_{m+\frac{1}{2}}(\zeta) \quad (\text{B.12})$$

Où  $H_m(x)$  est appelée fonction de Hankel d'ordre  $m$  et  $h_m(x)$  fonction de Hankel sphérique d'ordre  $m$  (notation sphérique). Ces fonctions sont définies à l'aide de fonctions de Bessel de première espèce  $j_m(\zeta)$  (partie réelle) ainsi que de fonctions de Bessel de seconde espèce ou fonction de Neumann  $n_m(\zeta)$  (partie imaginaire). En particulier, on peut définir la fonction de Hankel sphérique de première espèce  $h_m(x)^{(1)}$  et la fonction de Hankel sphérique de seconde espèce  $h_m(x)^{(2)}$ .

$$\begin{aligned} h_m(x)^{(1)} &= j_m(\zeta) + jn_m(\zeta) \\ h_m(x)^{(2)} &= j_m(\zeta) - jn_m(\zeta) \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Chacune de ces fonctions est donc aussi solution de l'équation en  $r$ . En utilisant la convention  $e^{j2\pi vt}$ , la fonction de Hankel sphérique de première espèce traduit la convergence d'une onde provenant de l'infini vers la cible, et la fonction de Hankel sphérique de seconde espèce exprime le cas contraire.

En assemblant la solution générale de l'équation de Helmholtz, il est désormais possible d'identifier l'ensemble des solutions du problème, qui est une combinaison linéaire de ces fonctions séparables :

$$p = \sum_{m=0}^{\infty} A_m P_m(\cos\vartheta) h_m(kr) \quad (\text{B.14})$$

Où les valeurs de  $A_m$  doivent être déterminées en fonction des conditions aux limites, *i.e.* sur l'égalité des pressions de chaque côté de l'interface en  $r = a$ , ainsi que sur l'égalité des composantes normales des vitesses de la particule de chaque côté de l'interface en  $r = a$  ( $a$  est le rayon de la sphère) dans le cas de la sphère fluide ou rigide/fixe. On note qu'à l'intérieur de la sphère ( $r < a$ ), le coefficient associé aux fonctions de Neumann est pris égal à 0 pour éviter que la solution ne diverge vers l'infini. Après calcul, l'expression du champ de pression diffusé par la sphère  $p_s$  en fonction du champ de pression incident  $p_i$  s'écrit comme suit :

$$p_s = \sum_{m=0}^{\infty} A_m P_m(\cos\vartheta) h_m(kr) \quad \text{avec} \quad A_m = -p_i (-j)^m \frac{2m+1}{1+jC_m}$$

$$C_m = \frac{j'_m(k_2 a) n_m(k_1 a) - g h j_m(k_2 a) n'_m(k_1 a)}{j'_m(k_2 a) j_m(k_1 a) - g h j_m(k_2 a) j'_m(k_1 a)} \quad (\text{B.15})$$

$$j'_m(kr) = \frac{\partial j_m(kr)}{\partial(kr)}, \quad g = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad h = \frac{c_2}{c_1} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{k_1}{h}$$

Avec les suffixes 1 et 2 référant respectivement à l'extérieur (soit le milieu fluide) et l'intérieur de la sphère.

En reprenant l'expression du champ de pression diffusé par la sphère en fonction de la longueur de diffusion, on en déduit :

$$|L_s(\theta, \nu)| = \frac{ja}{ka} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m P_m(\cos\vartheta) \frac{2m+1}{1+jC_m} \quad (\text{B.16})$$



## B.2. Propriétés des fonctions (ou polynômes) de Legendre

Les polynômes de Legendre constituent une suite de polynômes orthogonaux sur l'intervalle  $[-1 ; 1]$ . Ils ont la particularité de former une base orthonormée à la surface d'une sphère.

Dans le cadre de la résolution de l'équation différentielle en  $\vartheta$ , la solution s'exprime selon les polynômes de Legendre de première espèce d'ordre  $m$ ,  $P_m(\cos\vartheta)$ . Ces derniers se calculent par récurrence :

$$P_0(\eta) = 1$$

$$P_1(\eta) = \eta$$

$$P_2(\eta) = \frac{1}{2}(3\eta^2 - 1)$$

$$(2m + 1)\eta P_m(\eta) = (m + 1)P_{m+1}(\eta) + mP_{m-1}(\eta) \quad (\text{B.17})$$

La figure B.2 présente les 6 premiers polynômes de Legendre ( $m = 0$  à  $5$ ).

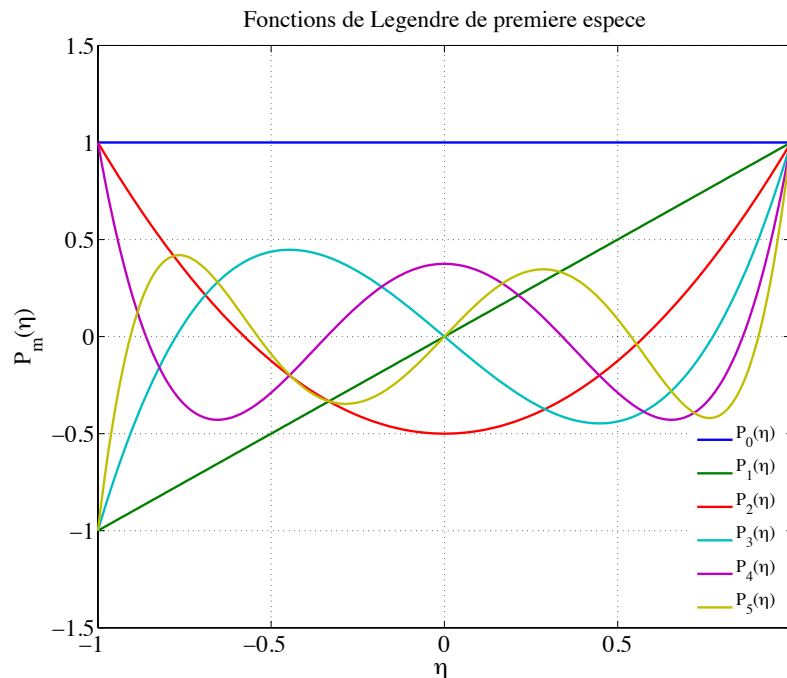


Figure B.2 : Polynômes de Legendre d'ordres 0 à 5

### B.3. Fonctions de Bessel sphérique

Ces fonctions sont liées aux fonctions de Bessel classiques  $J_m(x)$  et  $N_m(x)$  :

$$j_m(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{m+\frac{1}{2}}(x)$$

$$n_m(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} N_{m+\frac{1}{2}}(x)$$
(B.18)

De même que pour les fonctions de Legendre, les fonctions de Bessel (classiques ou sphériques) se calculent notamment par récurrence :

$$j_0(x) = \frac{\sin x}{x}$$

$$j_1(x) = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x}$$

$$j_2(x) = \left(\frac{3}{x^3} - \frac{1}{x}\right) \sin x - \frac{3}{x^2} \cos x$$

$$j_{m+1}(x) = \frac{2m+1}{x} j_m(x) - j_{m-1}(x)$$
(B.19)

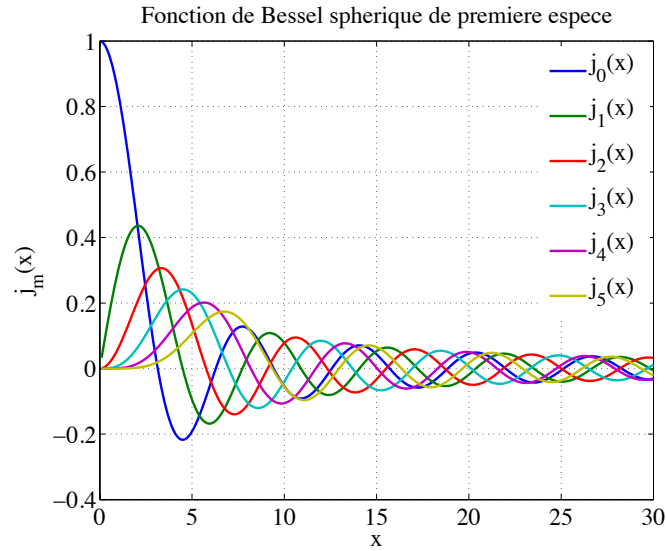
$$n_0(x) = -\frac{\cos x}{x}$$

$$n_1(x) = -\frac{\cos x}{x^2} - \frac{\sin x}{x}$$

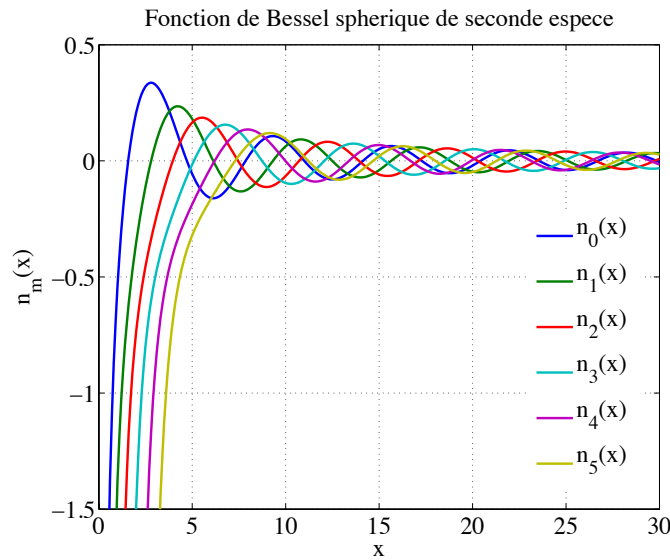
$$n_2(x) = -\left(\frac{3}{x^3} - \frac{1}{x}\right) \cos x - \frac{3}{x^2} \sin x$$

$$n_{m+1}(x) = \frac{2m+1}{x} n_m(x) - n_{m-1}(x)$$
(B.20)

Les figures B.3 et B.4 représentent les fonctions de Bessel de première et seconde espèce respectivement, d'ordre 0 à 5.



**Figure B.3 :** Fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 à 5



**Figure B.4 :** Fonctions de Bessel de seconde espèce d'ordre 0 à 5

De la même manière, la dérive de ces fonctions suivant la quantité  $x$  se définit par récurrence :

$$j'_m(x) = \frac{m}{2m+1}j_{m-1}(x) - \frac{m+1}{2m+1}j_{m+1}(x)$$

$$n'_m(x) = \frac{m}{2m+1}n_{m-1}(x) - \frac{m+1}{2m+1}n_{m+1}(x) \tag{B.21}$$

$$n'_m(x) = \frac{m}{2m+1}n_{m-1}(x) - \frac{m+1}{2m+1}n_{m+1}(x)$$

## C. Calibration *a minima* du sondeur multifaisceaux

### C.1. Principe de la calibration

Le but de la calibration du sondeur multifaisceaux est d'harmoniser la lecture des indices de rétrodiffusion suivant son éventail de mesure. Trois contributions majeures rendent cette lecture non-homogène, essentiellement dues à l'étape de formation des voies :

1. Le volume échantillonné par chaque faisceau sera différent. Plus le faisceau est dépointé, plus l'angle solide équivalent sera important. Le volume échantillonné est donné par l'expression suivante :

$$V_e(\theta_k) = \Psi(\theta_k)R^2 \frac{c\tau}{2} \quad (\text{C.1})$$

Avec :

- $R$  la distance séparant le centre de phase de l'antenne de la source sonore (m)
  - $c$  la célérité des ondes dans l'eau (m/s)
  - $\tau$  la durée d'impulsion (ms)
  - $\Psi(\theta_k)$  : l'angle solide équivalent en stéradians du faisceau dépointé à l'angle  $\theta_k$
2. En prenant comme référence le niveau du lobe principal du diagramme de directivité d'un faisceau  $k$ , on remarque que les niveaux de chaque autre faisceau normalisés par le niveau du faisceau  $k$  sont différents. Ce phénomène est appelé « beam sensitivity », ou sensibilité de faisceau, noté  $C_{cal}(\theta_k)$ .
  3. Il existe en pratique un biais de mesure constant  $C_{abs}$  commun à chaque faisceau. Sans correction de ce biais constant, la mesure finale sera relative au sein d'un même jeu de données. De ce paramètre dépend le caractère absolu des mesures.

Les indices de rétrodiffusion volumique sont donnés par l'écriture suivante dans le cas des sondeurs multifaisceaux :

$$S_v = F_{dB}(\theta_k, t) + 20 \log_{10} R + 2\alpha R - SL - C(\theta_k) - 10 \log_{10} \left( \Psi(\theta_k) \frac{c\tau}{2} \right) \quad (\text{C.2.1})$$

$$C(\theta_k) = C_{abs} + C_{cal}(\theta_k) \quad (\text{C.2.2})$$

Avec :

- $F_{dB}(\theta_k, t)$  le niveau reçu à l'instant  $t$  par le faisceau  $k$  du sondeur (en dB)
- $R$  la distance séparant l'antenne de la cible
- $\alpha$  le coefficient d'amortissement du son dans l'eau de mer (en dB/m)
- $SL$  le niveau émis (en dB)

Le principe de la calibration du sondeur multifaisceaux repose donc sur l'évaluation de ces trois paramètres, dont deux dépendent de l'angle de dépointage. La détermination du  $S_v$  passe ainsi par le calcul en amont du diagramme de directivité de l'antenne sondeur et par connaissance du biais constant  $C_{abs}$ .

Dans le cas de la calibration *a minima* utilisée dans cette étude,  $C_{abs}$  est déterminé en appliquant la méthode dite des « cibles standards » uniquement sur le faisceau central du multifaisceaux. Cette calibration *a minima* consiste à réaliser les opérations suivantes :

1. Estimer le biais constant  $C_{abs}$  dans le faisceau central à partir de la méthode des cibles standards qui consiste à positionner une sphère de calibration en tungstène dont l'index de cible (TS : Target Strength) est parfaitement connu, dans le faisceau central à une distance  $R$  supérieure à la distance de Fresnel. L'objectif est de mesurer sa réponse dans le champ lointain de l'antenne d'émission du multifaisceaux. Afin de positionner la sphère très précisément au centre du faisceau, cette dernière est ensuite déplacée latéralement par petit pas à l'intérieur du faisceau jusqu'à l'obtention du maximum d'intensité de l'écho de la sphère. Le biais constant  $C_{abs}$  peut alors être estimé en calculant la différence entre cette réponse mesurée dans le faisceau central et l'index de cible connu de la sphère

étalon. Ce biais contient par ailleurs le niveau de bruit ambiant présent dans la colonne d'eau au moment de la mesure.

2. Estimer le diagramme de directivité théorique de chaque faisceau à partir de la connaissance des géométries des antennes d'émission et de réception du multifaisceaux.
3. En déduire pour chaque faisceau le volume échantillonné  $V_e(\theta_k)$ , en déterminant l'angle solide équivalent  $\Psi(\theta_k)$  de chacun (Eq. 4.7).
4. En déduire pour chaque faisceau le niveau relatif de son pic  $C_{cal}(\theta_k)$ , relativement au faisceau central grâce auquel la constante  $C_{abs}$  a été déterminée par la méthode des cibles standards.
5. En déduire la courbe théorique des différences de niveau entre les faisceaux. Après ajustement, on obtient alors un éventail de mesure harmonisé en  $S_v$  en appliquant l'équation C.2.1.

Cependant, en pratique l'intégrité du système n'est jamais exactement telle qu'indiquée en théorie, et des erreurs peuvent exister sur les niveaux des lobes des faisceaux dépointés par rapport au faisceau central. Dans un souci d'exactitude, on chercherait alors à connaître pour chaque faisceau l'index de directivité qui lui est propre *via* une calibration appropriée. Le principe de cette calibration consiste à mesurer la réponse d'une cible de TS connu sur chaque faisceau du sondeur et non plus uniquement sur le faisceau central. Les niveaux en  $S_v$  de chacun des faisceaux du sondeur sont ainsi harmonisés sans passer par le calcul théorique du diagramme de directivité. Cette autre méthode, qui découle directement de celle décrite ci-dessus, est fastidieuse et complexe à mettre en œuvre (mobilisation d'un bassin d'essai, d'hydrophones eux-mêmes calibrés et d'une plate-forme rotative afin d'orienter le faisceau  $k$  du sondeur vers la cible) et n'a pas été retenue dans notre cas. Elle offre cependant l'avantage de pouvoir réaliser une calibration du sondeur sans connaître les informations nécessaires à la détermination du diagramme de directivité de l'antenne. En effet, en déplaçant la cible à l'intérieur du faisceau on peut en déterminer l'angle équivalent avec précision.

La calibration proposée ici est une calibration *a minima*, permettant une évaluation simple et rapide des paramètres détaillés dans l'équation C.2.

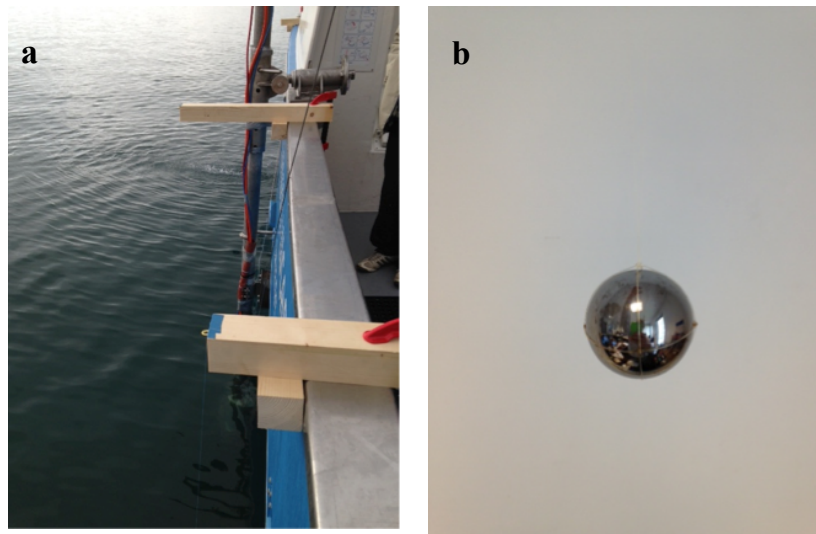
## **C.2. Détermination du biais $C_{abs}$ : application à la mesure en mer**

Afin de mesurer le biais commun à tous les faisceaux  $C_{abs}$ , une série de mesure a été réalisée en rade de Brest à bord de N/O Albert Lucas, à l'aide d'un dispositif (Fig. C.1-a) visant à placer une sphère de Tungstène de 38.1 mm de diamètre exactement sous le faisceau central du sondeur Kongsberg EM3002 (Fig. C.1-b). Les résultats obtenus à l'issue de ces mesures ont permis de déterminer ce biais avec précision, connaissant l'index de cible  $TS = -40,97 \text{ dB}$  de la sphère à 300 kHz. Ce dernier a été calculé d'après MacLennan (1982) et grâce à une formulation passe-haut du modèle sphère rigide (Section 1.3). Le protocole d'acquisition et de traitement des données brutes colonne d'eau du sondeur est décrit en annexe D.

### **C.2.1. Dispositifs de calibration**

Le sondeur étant fixé sur une perche spécialement adaptée au navire, nous avons connaissance de tous les bras de leviers existant entre la tête sondeur (référentiel de mesure) et le bateau. Dans le plan horizontal, le centre de l'antenne se trouvait à 16 cm à bâbord. L'enjeu était donc de créer un dispositif capable de faire tenir une bille de tungstène à plusieurs mètres sous le sondeur depuis le bateau, à une distance de 16 cm à bâbord.

Pour cela trois cales de bois ont été usinées dans l'atelier du Laboratoire. Les extrémités de ces cales sont pourvues d'un œillet, par lequel un fil de nylon relié à la cible de tungstène venait s'enfiler. Ces cales ont été spécialement conçues pour venir se fixer sur le bord du bateau à l'aide de serre-joints (Fig. C.1-a). Deux des cales furent créées à l'identique, le bord du bateau étant droit. La dernière cale est plus longue. Ainsi, en jouant sur les longueurs des fils de nylon, on parvient rapidement à placer la bille sous le faisceau central du sondeur. Un courant même faible peut entraîner la bille de tungstène, auquel cas celle-ci risque d'être déportée de quelques centimètres, d'où l'utilité de la cale plus longue qui permet alors d'ajuster la position de la bille sous le sondeur.



**Figure C.1 :** Cales de bois servant à positionner la bille sous le faisceau central du sondeur (a). Bille de tungstène de 38.1 mm de diamètre (b).

### **C.2.2. Paramètres d'acquisition et mode opératoire**

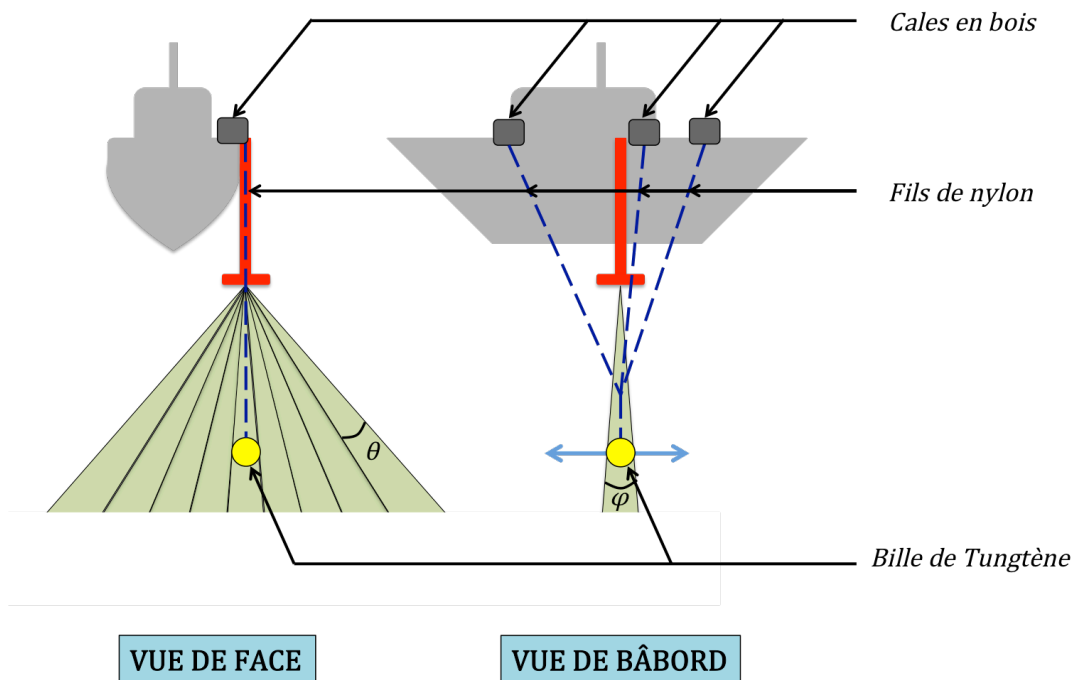
La cadence d'émission du sondeur lors des mesures est fixée à 4 Hz et la longueur d'impulsion à 0.150 ms. Pour éviter tout risque de formation de bulles à la surface de la sphère, cette dernière est plongée au préalable dans un agent tensioactif (dans notre cas du liquide vaisselle). La visualisation des données colonne d'eau en temps réel attestait de la position de la bille suivant l'éventail de mesures du sondeur.

La célérité du son dans l'eau de mer a été échantillonnée sur l'intégralité de la colonne d'eau de 0 à 8.5 m où elle demeurait constante à 1501 m/s. De même on observe une salinité de 33 PSU pour une température de l'eau au point de mesure de 14 °C. Le coefficient d'absorption de l'eau de mer est calculé suivant le modèle de Francois & Garrison (1982a-b) et vaut 0.0794 dB/m.

La sphère de calibration doit être positionnée hors champ proche de l'antenne. Nilson (2007) de Kongsberg Maritime rapporte que la distance de Fresnel de l'antenne EM3002 est d'environ 7 m. De plus, il a été constaté que l'intensité de l'écho devenait relativement stable lorsque celui était placé à une distance supérieure à 5.5 - 6 m (Gurshin 2012). Pour cette



raison, la bille a été placée à 7 mètres de l’antenne. Ainsi, une fois positionnée dans l’axe longitudinal du faisceau central, la méthode consistait à déplacer la bille sur ce même axe de part et d’autre du faisceau et ce très lentement, afin d’observer une variation du niveau de l’écho (Fig. C.2). L’idéal était de maintenir la sphère à une profondeur constante pour faciliter les traitements (ce n’est pas notre cas, la sphère change de profondeur).



**Figure C.2** : Schéma des mouvements aller-retour de la bille dans la direction longitudinale au bateau

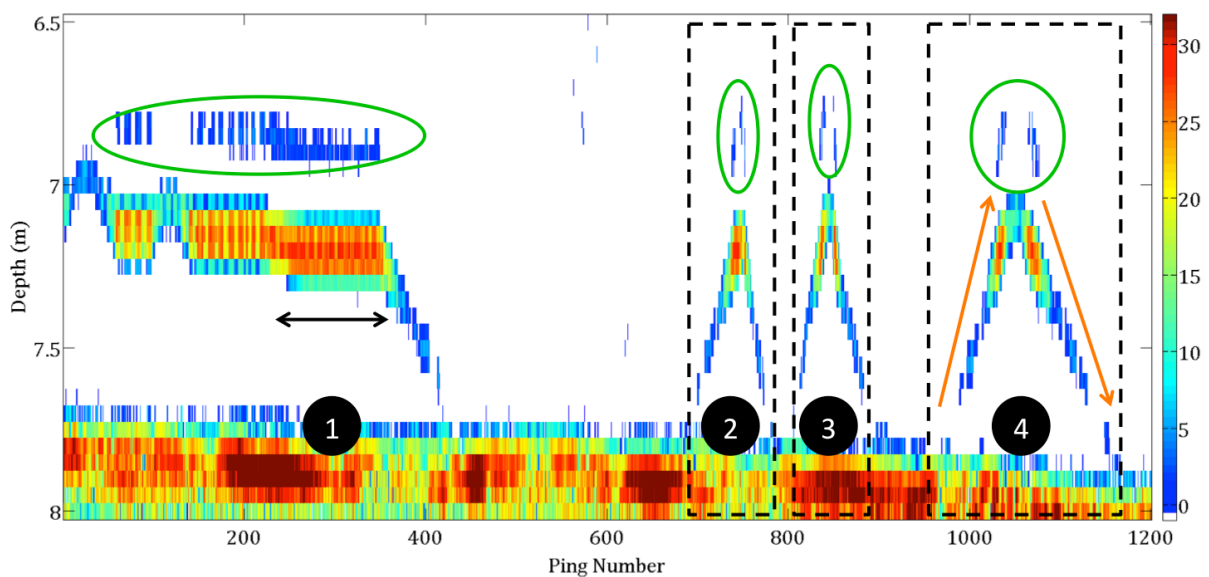
### C.2.3. Résultats

Deux jeux de données (Tableau 1) ont été acquis (Fig. C.3 et C.4), contenant plusieurs allers retours de la sphère sous le faisceau central du sondeur.

**Tableau C.1** : Conditions d’acquisition des données brutes pour chaque jeu de données acquis

Jeu de donnée	Nombre de Pings	Cadence	Profondeur sphère	Nombre de passage sous le faisceau	Nombre de points fixes
1	1867	4 Hz	7 m	6	1
2	834	4 Hz	7 m	19	1

Dans un premier temps nous ne considérons que les données issues du faisceau central du jeu de données numéro 1. La figure C.3 représente l'index de cible (TS), donc après formation de voies (Pondération de Hamming), correction de la divergence sphérique et de l'atténuation du son, observé cycle après cycle sur la colonne d'eau entre 7 et 8 mètres. On distingue nettement la présence de la sphère de calibration d'une part positionnée en point fixe sous le sondeur (numéro 1 sur la figure C.3) et d'autre part passant sous le faisceau central du sondeur lors des différents allers retours effectués par l'opérateur en surface au moyen des fils de nylon (numéros 2, 3 et 4 sur la figure C.3). Dans notre cas la sphère est bien contenue dans le plan azimutal du faisceau central, cependant en la faisant passer de part et d'autre du faisceau, la modification de la longueur des fils de nylon l'amenait à changer de profondeur. Le suivi de l'écho de la sphère se fait donc sur plusieurs échantillons. La présence de bancs de poissons augmente les niveaux observés par le sondeur à certains endroits, mais cela n'empêche pas d'obtenir une valeur précise du niveau de l'écho de la sphère.



**Figure C.3** : Evolution de l'index de cible (TS) de la sphère de calibration (dB non calibré) sous le faisceau central du sondeur (jeu de données 1, tableau C.1). Le temps séparant deux cycles (pings) est égale à 0.25 s. La sphère est placée aux alentours de 7 mètres sous le sondeur. Au-delà de 7,7 mètres on observe l'écho du fond. Les TS figurant sur la figure sont représentés en dB relatifs, non-calibrés. Le suivi se décompose en 4 étapes représentées par les disques noirs numérotés. La première partie de l'enregistrement (notée 1, dont la durée est indiquée d'une double flèche noire) consistait à placer la sphère exactement sous le faisceau, tandis que lors des trois autres étapes (disques numérotés 2, 3 et 4), des allers retours dans le

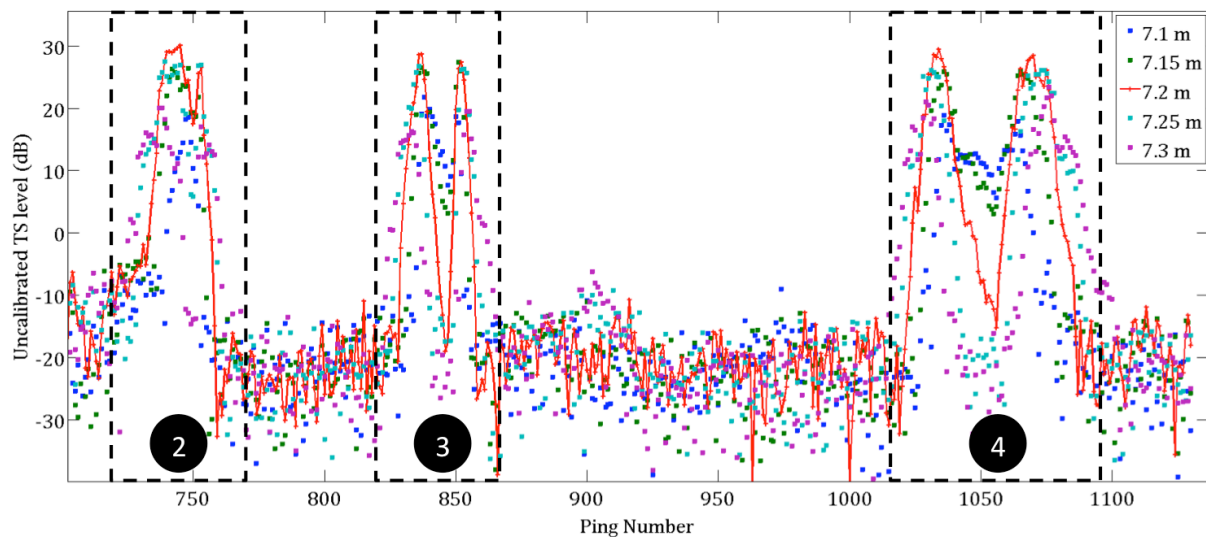
faisceau central suivant l'axe longitudinal ont été réalisés. Les flèches orange détaillent les phases d'aller et de retour de la sphère dans le faisceau, et les cercles verts indiquent le nœud où convergeaient les 3 fils de nylon attachés à la sphère.

Le risque avec la tentative de suivi de la sphère en point fixe sous le sondeur est qu'il n'existe aucun moyen de savoir avec exactitude si la sphère se trouve exactement sous le faisceau central au moment de la mesure. A l'instar d'une mesure en point fixe, effectuer des allers retours a l'inconvénient de fournir une mesure brève mais offre l'avantage de détecter un maximum d'amplitude.

La détermination du coefficient de calibration doit donc se faire en premier lieu par l'observation du maximum d'amplitude au passage de la bille sous le faisceau central afin de confirmer ou d'infirmer les valeurs retenues en point fixe.

#### *Détermination d'un maximum sur les allers retours à travers le faisceau central*

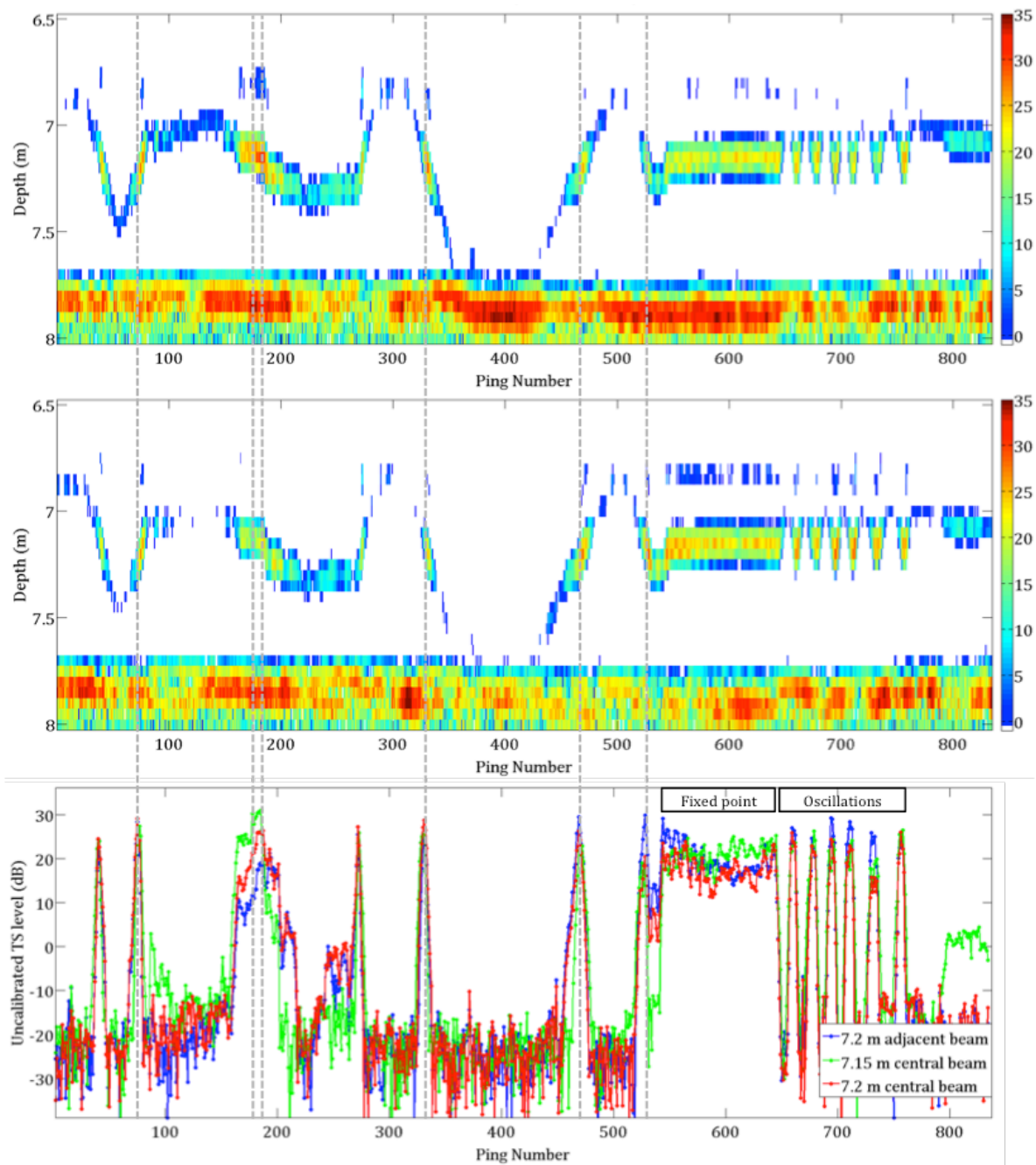
La figure C.4 est un zoom sur les 3 étapes d'aller-retour (disques noirs 2, 3 et 4 fig. 3) en ne retenant que 5 échantillons consécutifs de la colonne d'eau englobant la sphère. De cette manière, le maximum d'amplitude de l'index de cible de la sphère est déterminé. Au passage sous le faisceau central du sondeur, la sphère de calibration ne renvoie pas systématiquement la même quantité d'énergie, et ce à cause du bruit propre au système dont dépend la sensibilité du sondeur. Moyenner les différentes valeurs des TS (repassés en valeur naturelles) offre plus de chances d'obtenir une valeur robuste, en supposant que l'erreur induite par le sondeur est d'espérance nulle.



**Figure C.4 :** Zoom des instants 2 à 4 détaillés sur la figure C.3. Suivi du maximum d’amplitude détecté par le sondeur sur 5 échantillons successifs. Les TS figurant sur la figure sont représentés en dB relatifs, non-calibrés.

La vitesse de mouvement de la sphère joue aussi un rôle dans la détermination de son index de cible. En effet, un passage trop rapide dans le faisceau central peut provoquer un désaxement de la sphère qui quitte alors le plan azimutal du faisceau central pour se retrouver dans le champ d’un faisceau adjacent, voire entre deux faisceaux. En réalité cela induit des oscillations de la sphère autour de sa position d’équilibre. De plus la lecture de l’écho par l’antenne de réception risque d’être altérée par le faible temps d’insonification de la sphère. Dans ce cas, il est nécessaire de suivre la sphère sur deux faisceaux adjacents simultanément afin de détecter le maximum d’amplitude. C’est le cas du second jeu de données (Tableau C.1). Après avoir isolé les échantillons contenant l’écho engendré par le passage de la bille, les mêmes valeurs que précédemment sont retrouvées (Fig. C.5), aux alentours de 29-30 dB.

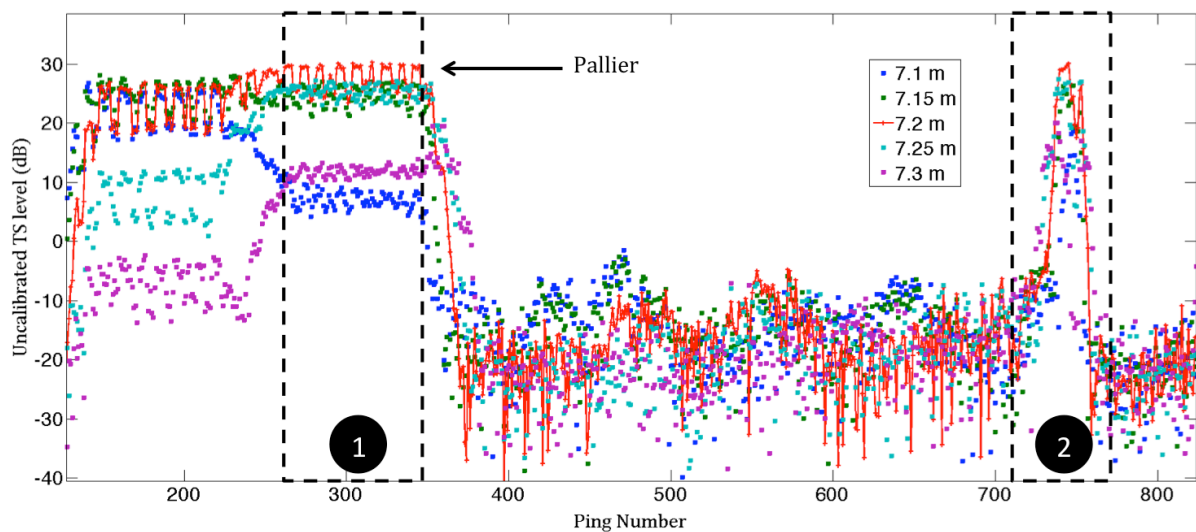
En ne considérant que les échos correspondant à un passage de la bille suffisamment lent à partir des jeux de données 1, on détermine à partir des différents allers retours sur les jeux de données 1 et 2 l’index de cible TS non calibré de cette sphère de tungstène. Vingt-trois points sont sélectionnés, certains appartenant parfois au même événement (passage assez lent sous le faisceau central), dont la valeur moyenne est de 29.36 dB et dont l’écart-type vaut 0.77 dB.



**Figure C.5 :** Jeu de données 2 (Tableau C.1). Suivi de l'index de cible (dB non calibré) sous le sondeur suivant le faisceau dépointé à  $-1.5^\circ$  (haut), et à  $0^\circ$  (milieu). En bas sont représentés l'évolution des index de cibles suivant deux échantillons du faisceau dépointé à  $-1.5^\circ$  et un échantillon du faisceau central.

### Détermination d'un maximum en point fixe

Nous sommes parvenus à placer la sphère exactement sous le faisceau du sondeur (Fig. C.6) en jouant finement sur les fils de nylons retenant celle-ci. Le système de visualisation de la colonne d'eau *via* le logiciel d'acquisition du sondeur étant uniquement qualitatif, le placement de la sphère se fait à l'estime. En reprenant la figure C.3 sur les quelques premiers cycles d'observation de l'index de cible, on distingue nettement un palier, dont les niveaux suffisent à la détermination de l'index de cible non calibré de la sphère.



**Figure C.6 :** Zoom des instants 1 et 2 détaillés sur la figure C.3. Suivi du maximum d'amplitude détecté par le sondeur sur 5 échantillons successifs. Les TS figurants sur la figure sont représentés en dB relatifs, non-calibrés. La zone pointillée représente les instants durant lesquels la bille était posée exactement sous le faisceau central du sondeur.

Ce palier a pour moyenne 29.58 dB et pour écart-type 0.26 dB (grandeurs calculées sur 41 points). Cette valeur moyenne est très proche de celle calculée à partir des allers retours effectués sous le faisceau central du sondeur et montre que les mesures faites sont consistantes.

### Calcul du coefficient de calibration $C_{abs}$

L'index de cible absolu de la sphère de tungstène à 300 kHz est de -40.97 dB. Le coefficient de calibration est déduit par soustraction.

En prenant comme valeur relative celle déterminée par allers retours successifs on obtient :

$$C_{abs} = -40.97 - 29.36 = -70.33 \pm 0.77 \text{ dB}$$

Et en prenant comme valeur relative celle déterminée par point fixe :

$$C_{abs} = -40.97 - 29.58 = -70.55 \pm 0.26 \text{ dB}$$

#### Commentaires sur la formation de voies

Les résultats énoncés précédemment ne sont valables que pour une formation de voies avec pondération de Hamming des capteurs. Le recours à une autre formation de voies aurait pour effet de changer légèrement les niveaux observés et donc le coefficient de calibration. Par exemple, en formant les voies sans pondération capteurs, le coefficient  $C_{abs}$  est égal à 75.3 +/- 0.5 dB. Dans notre cas, le choix d'appliquer une pondération de Hamming aux capteurs lors de la formation des voies se justifie par la réduction des lobes secondaires qui passent de -13.3 dB à -41 dB par rapport au niveau du lobe principal.

## D. Protocole d'acquisition et lecture des données brutes colonne d'eau

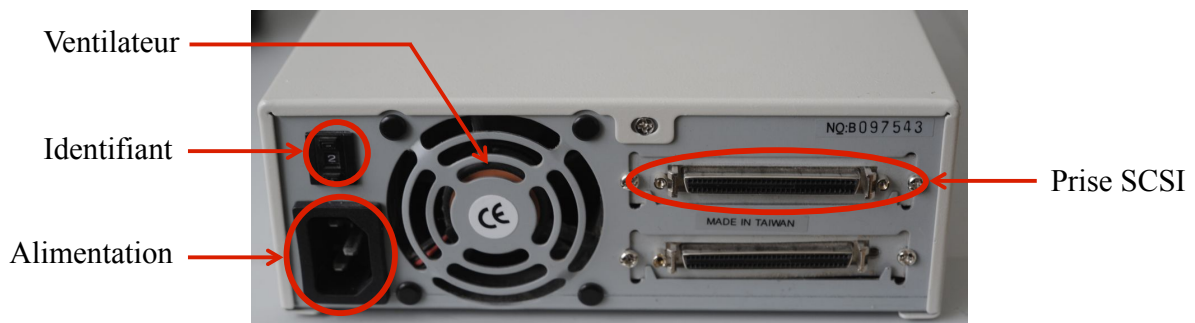
Le sondeur EM3002 de l'IUEM est capable d'enregistrer les données brutes colonne d'eau. Une prise SCSI (Small Computer System Interface) a été placée à l'arrière du PU (Processing Unit) du sondeur, permettant de brancher un disque SCSI sur lequel seront redirigées les données brutes issues de la tête sondeur. Ce document détaille le protocole d'acquisition des données brutes et leur décodage.

### D.1. Enregistrement données brutes

#### D.1.1. Le disque dur SCSI

Le bus SCSI a été créé en 1979 par Alan Shugart, ancien ingénieur chez IBM, sous le nom de SASI (Shugart Associate Systems Interface). Il fut renommé en 1986, sous le nom de standard SCSI (Small Computer System Interface). Il s'agit d'une interface permettant la connexion de plusieurs périphériques de types différents sur un ordinateur par l'intermédiaire d'une carte (adaptateur ou contrôleur SCSI).

Les disques SCSI (Fig. D .1) ont tous un identifiant numérique (0 à 15). Cet identifiant est réglé avec un bouton, situé derrière le disque. Souvent, il y a un guichet avec un numéro, et deux petit boutons « + » et « - » à activer pour changer l'identifiant.



**Figure D.1** : Boîtier d'un disque dur SCSI



### **D.1.2. Manipulation du disque SCSI**

Bien qu'on puisse chaîner plusieurs périphériques sur un bus SCSI, le sondeur n'en reconnaît qu'un seul. Pour être reconnu par le sondeur, le disque doit avoir l'identifiant 0. Le bus SCSI n'est pas hot-plug. On ne peut brancher ou débrancher des périphériques que lorsque tous les éléments sont éteints. Les adaptateurs SCSI détectent les périphériques branchés que lors de leur initialisation. En conséquence, il faut toujours allumer le disque en premier et l'appareil sur lequel il est branché ensuite. Lors de l'allumage du disque, l'alarme du ventilateur se déclenche et émet un son strident qui s'éteint presque immédiatement dès que le ventilateur atteint sa vitesse nominale.

### **D.1.3. Formatage du disque SCSI**

Le disque SCSI ne peut être formaté qu'à partir du sondeur. Une fois le sondeur initialisé, il faut ouvrir une invite de commande Windows et taper "**telnet 157.237.2.61**" afin de se connecter en réseau au PU.

*N.B. : Telnet est un protocole réseau TCP/IP, client-serveur, offrant à un client, fonctionnant dans un émulateur de terminal, une interface en ligne de commande sur/à un serveur. La commande « telnet » que l'on renseigne dans l'invite de commande Windows, quant à elle, utilise ce protocole pour créer une session Telnet sur une machine distante (en l'occurrence le sondeur).*

Le formatage du disque se fait en entrant les commandes suivantes :

**->loggerInit**

**->formatScsiDisk**

Une fois l'opération terminée, la commande suivante permet de s'assurer que le disque a bien été formaté :

**->testSCSI**

Enfin, en se plaçant dans le répertoire du disque il devrait y avoir un fichier nommé *prodtest.bin* (Fig. D.2):

```
->cd "/sc0d0p0"
```

```
->ll
```

#### D.1.4. Acquisition des données brutes

Le sondeur EM3002 est utilisé *via* l'interface d'acquisition QINSy. Ce logiciel centralise les informations issues de chaque instrument du système d'acquisition (Centrale d'attitude, GPS, sondeur, célérimètre de coque). Les paramètres du sondeur sont réglables depuis la fenêtre « EM Controller ». La documentation associée se trouve en ligne sur le site [www.qps.nl](http://www.qps.nl).

L'accès aux paramètres d'acquisition des données brutes ne se fait qu'à partir d'une invite de commande Windows (Fig. D.2). Les étapes suivantes permettent l'enregistrement des données brutes :

1 – Connecter le disque au PU du sondeur, le mettre en route, puis démarrer le PU., Penser à noter la célérité de surface dans le carnet de bord.

2 – Dans l'invite de commande Windows, taper successivement :

```
-> "Telnet 157.237.2.61"
```

```
-> loggerlnit
```

```
-> setLogPath "path"
```

où « path » représente le répertoire dans lequel seront stockées les données, par exemple ST1 s'il s'agit de la station 1, ou STA s'il s'agit de la station A.

**3** – Réduire la *cadence d'émission du sondeur à 4 Hz* dans « EM Controller » (Maximum Ping rate normalement réglé sur 40 Hz), puis dans l'invite de commande, taper :

**->startLogging**

Le sondeur est maintenant en mode journalisation. Dès qu'il ping, les données seront d'une part traitées de manière normale à travers l'interface d'acquisition (QINSy dans notre cas), et d'autre part écrite sous format brut sur le disque SCSI.

*N.B. : Si le volume de données écrites sur le disque est trop important, le système sondeur cesse de fonctionner et doit être réinitialisé. Pour éviter cela, il est nécessaire de réduire la cadence d'émission du sondeur (ex. 4 Hz) de telle sorte que le flux de données soit limité (Fig. D.3).*

**4** – Une fois l'enregistrement terminé, taper la commande suivante puis remettre la cadence d'émission du sondeur sur 40 Hz :

**->stopLogging**

**5** – Eteindre le disque et ne plus rien toucher.

**6** – Si rien ne se passe à l'écran sur l'invite de commandes durant l'acquisition, cela indique que tout fonctionne correctement. En cas de plantage du sondeur ou du disque, des messages apparaissent sur l'invite de commande témoignant de l'échec de l'acquisition. Il faut alors éteindre le PU du sondeur et le disque, puis rallumer dans l'ordre le disque puis le PU du sondeur. Après synchronisation (~5 min l' « EM Controller » doit être vert), on peut reprendre à partir de l'étape 2.

```

-> loggerInit
Scanning SCSI bus controller 0
ID LUN VendorID ProductID Rev. Type Blocks BlkSize pScsiPhysDev
0 0 SEAGATE ST373455LW 0003 0 143374744 512 0x0322cd48
initScsiConfig: SCSI controller 1 not initialised
initScsiConfig: SCSI controller 2 not initialised
value = 0 = 0x0
-> setLogPath "Test2_20130321"
P40 - update parameter
value = 0 = 0x0
-> cd "/sc0d0p0"
value = 0 = 0x0
-> ll
-rwxrwxrwx 1 0 0 104857600 Feb 12 08:18 prodtest.bin
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Nov 7 2012 20121107AL/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 7 10:01 Romain/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 12 08:17 path/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 12 08:55 TEST/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 22 12:52 France/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 26 12:49 Masse/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 28 13:58 MasaseCarcasse/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Feb 28 14:38 TestPulse50microS/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Mar 21 10:00 Test1_20130321/
drwxrwxrwx 1 0 0 65536 Mar 21 10:20 Test2_20130321/
value = 0 = 0x0
-> startLogging
value = 0 = 0x0

```

**Figure D.2** : Session Telnet – Les instructions figurant sur l’invite de commande indiquent au disque d’enregistrer les données brutes.

```

-> startLogging
value = 0 = 0x0
-> interrupt: sym895EventTypeGet : SCSI Bus Fault
interrupt: sym895Intr: Fatal Error, Restarting SIOP...
0x7f64f00 (tScsiTask): sym895InitEvent invalid event type (89)
0x2f56dcc (RAWLOG): disk cache error: device 31fd804 block 17537 errno 370012, disk write failed, data loss may have occurred
0x2f56dcc (RAWLOG): disk cache error: device 31fd804 block 12265493 errno 370012, disk write failed, data loss may have occurred
value = 0 = 0x0

```

**Figure D.3** Session Telnet –Messages d’erreur typique apparaissant sur l’invite de commande windows lorsque le flux de données arrivant sur le disque est trop important.

### D.1.5. Format des données

Les données sont stockées sous forme de ping. Ainsi, à chaque ping émis, un fichier est écrit sur le disque dur SCSI. Le fichier est nommé en fonction de la date et de l’heure de début d’acquisition et différencié par un incrément qui lui sera propre :

**EM3020-Incrément-date-heure.rw0**

**Ex : EM3020-8394-130325-093542.rw0**

Lorsque le répertoire atteint un certain nombre de fichiers (65536 exactement), l’enregistrement sur le disque risque de planter, ce qui a aussi pour conséquence de faire planter le sondeur. Pour éviter cela, il sera nécessaire de changer de répertoire

d'enregistrement toutes les 2 heures, en prenant soin d'arrêter l'enregistrement des données brutes grâce à la commande « stopLogging ».

#### **D.1.6. Récupération des données**

La récupération des données brutes se fait sur un ordinateur fonctionnant sous LINUX, et équipé d'un port et d'une carte SCSI. L'ordinateur peut être branché sur le réseau de l'IUEM, son nom est 1llo2.univ-brest.fr (IP : 172.16.1.2). Il faut impérativement éteindre l'ordinateur pour brancher ou débrancher le disque dur. Le disque dur apparaît normalement dans la liste des périphériques reliés à l'ordinateur sous le nom « Système de fichiers de XXX Go », où XXX représente la capacité de stockage totale du disque, dans notre cas égale à 148 Go. Une fois connecté au disque, la liste des différents dossiers créés pendant l'étape 2 (« path ») apparaît, contenant les pings bruts enregistrés. Il suffit de copier ces fichiers en local sur l'ordinateur et de les transférer sur un autre support.

Une fois le transfert terminé, le disque peut être éjecté *via* le gestionnaire de fichiers. Mais il ne faut en aucun cas débrancher ce dernier physiquement, ni en brancher d'autres tant que l'ordinateur est en fonction.

### **D.2. Lecture des données brutes**

Les fichiers bruts *.rw0* sont codés en format binaire. Chaque fichier est en réalité un « datagram », contenant plusieurs informations relatives aux paramètres d'acquisition du sondeur. Le tableau suivant indique le type, le format et l'ordre de chaque information, à extraire. La fonction « *fread* » de matlab permet par exemple de décrypter ces données.

**Tableau D.1** : Format des « datagram » colonne d'eau

<b>Data Description</b>	<b>Example</b>	<b>Format</b>	<b>Valid range</b>	<b>Note</b>
Number of bytes in datagram		4U	170? – 65536	
Start identifier = STX	Always 02h	1U		
Type of datagram = g	Always 67h	1U		
EM model number	EM 3002 = 3020	2U		1)
Date = year*10000 + month*100 + day	Feb 26, 1995 = 19950226	4U		
Time since midnight in milliseconds	08:12:51.234 = 29570234	4U	0 - 86399999	
Ping counter (sequential counter)		2U	0 - 65535	
System serial number		2U	100 -	
Sound speed at TD in 0.1 m/s		2U	14000 - 16000	
Water temperature at TD in 0.1 deg C		2S		9999= not valid
Water salinity in 0.1 %		2S		9999= not valid
Spare		2S		
<b>Sonar Head:</b>				If part of system
Sonar head serial number		2U		
Sonar head software version		2U		
Sonar head temperature in deg. C		2S		
Sonar head link status		2U		
Sonar head on line BIST status		2U		
Spare 1		2U		
<b>Transceiver:</b>				If part of system
RX software version		2U		
TX software version		2U		
RX on line BIST status		2U		
TX on line BIST status		2U		
Spare 2		4U		

<b>PU:</b>				
PU software version		2U		
BSP software version		2U		
PU on line BIST status		2U		
Spare 3		2U		
<b>RX:</b>				
RX sampling frequency in Hz		4F	100-100000	
Start range in samples ref 1. TX pulse		2U		
No. of RX elements (Ne)		2U		
No. of RX samples (Ns)		4U		
Range to normal incidence in samples		4U		
PGA in 0.01 dB		2S		
Fixed gain in 0.01 dB		2S		
RX stave sensitivity (M) in 0.01 dB		2S		
RX stave directivity (DI) in 0.01 dB		2S		
Abs. coeff. in 0.01 dB		2S		
BSn in 0.01 dB		2S		
BSo in 0.01 dB		2S		
TVG minimum level in 0.01 dB		2S		2)
TVGmaximum level in 0.01 dB		2S		2)
RX array start element number		2S		for x,y,z
RX bandwidth in Hz		4F		
RX stave spacing in m		4F		
Spare 4		4U		
<b>TX:</b>				
TX Mode		2U		if needed
No. of tx sectors (Ntx)		2U		
TX SL in 0.01 dB		2U		
Alongship TX offset in 0.01 m		2U		3)

TX beamwidth along		2U		
Roll correction angle used by transmitter		2S		
spare 5		4S		
spare 6		4S		
spare 7		2U		
Bytes per RX stave (Nb)		2U		
Raw data header		64*2S		
TX parameters, Ntx entries of :		52*Ntx		2)
TX time Roll angle in radians		4F		
TX time Pitch angle in radians		4F		
TX time Heading angle in radians		4F		
TX time Heave in m		4F		
Tilt angle along in radians				
Signal length in s		4F		
Focus range in m		4F		0 = No focus
Center frequency in Hz		4F		
Time delay ref 1. TX pulse in s		4F		
Bandwidth in Hz		4F		4)
Signal waveform identifier		4F		
Delta SL in 0.01 dB		2U	1 – 99	5)
Beam angle across in radians		2S		
Beam width across in radians		4F		6)
Beam width across in radians		4F		
RX parameters, Ns entries of :		24+Nb*Ne		2)
Sample number ref 1. TX pulse		4S		
TVG Gain calculated (0.01 dB)		4S		7)
Roll in radians		4F		
Pitch in radians		4F		
Heading in radians		4F		
Heave in m		4F		
Stave sample data		Nb*Ne		8)
Spare		1U		0
End identifier = ETX	Always 03h	1U		
Check sum of data between STX and ETX		2U		

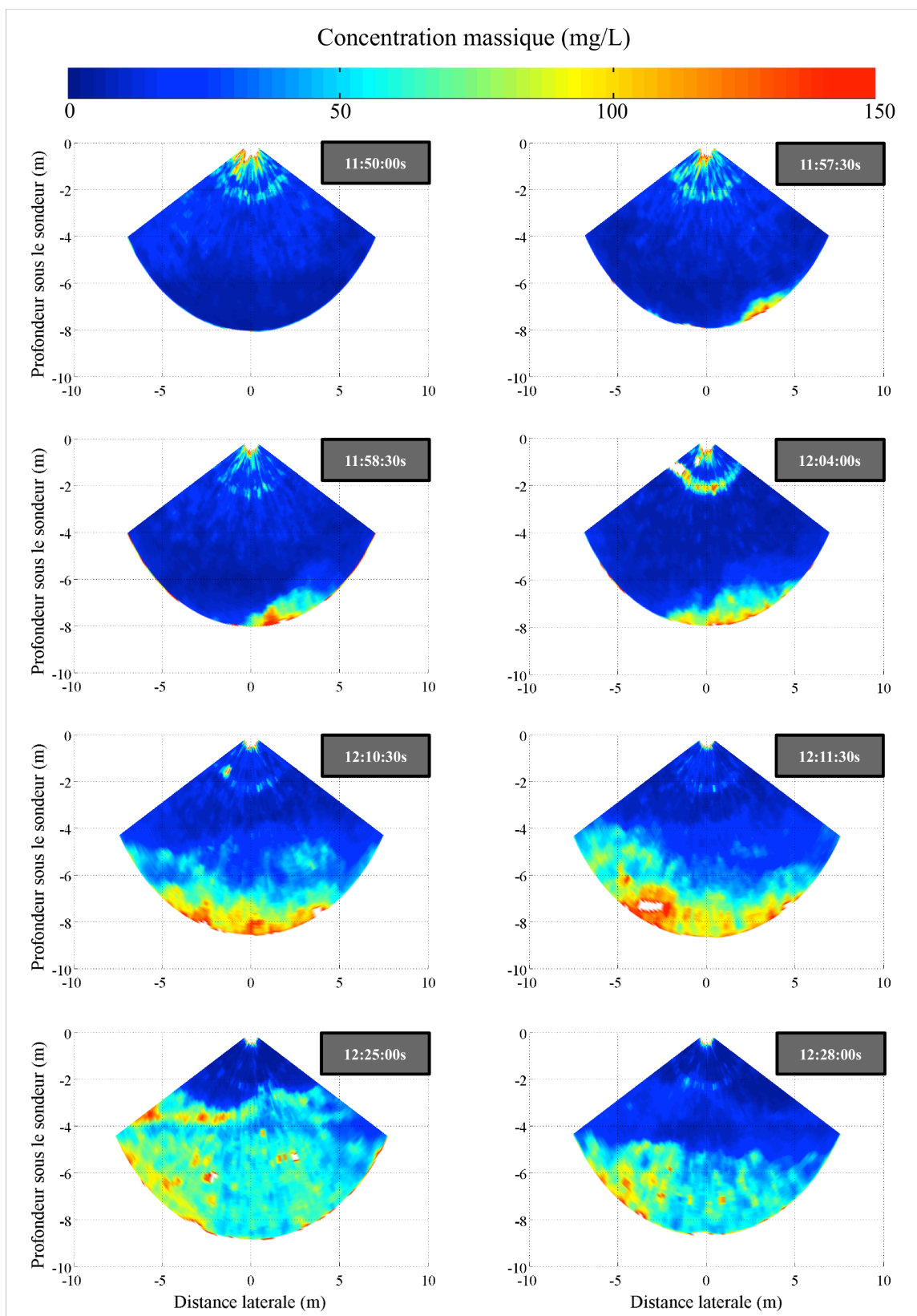


- 1) 3020 pour EM3002, 710 pour EM710, 122 pour EM122
- 2) La position, l'attitude du porteur (roulis, tangage, pilonnement et cap) et les profils de célérité (si effectués et intégrés au système *via* QINSy) sont aussi présents dans ce datagram. Ces données s'avèrent indispensables lors de mesures en route.
- 3) Position du centre de phase de l'antenne d'émission par rapport au centre de phase de l'antenne de réception.
- 4) Retard entre l'instant d'émission du premier pulse et l'émission du pulse actuel (en secondes flottantes)
- 5) 1=CW, 2=Linear FM (début à  $f-BW/2$ , se termine à  $f+BW/2$ )
- 6) Dépointage du faisceau à l'émission par rapport à la direction verticale
- 7) Pour les systèmes avec TVG (Time Varying Gain), la TVG calculée est stockée pour chaque échantillon (entre la tête sondeur et le fond). La portée de la TVG est limitée et il arrive que celle-ci soit incomplète, donc les valeurs minimum et maximum de la TVG sont stockées afin de recalculer celle-ci si besoin.
- 8) Parties réelle et imaginaire des données capteur/stave (stave 1(Re), stave 1(Im), stave 2(Re), ....stave Ne(Im)). Ces données sont codées en entiers signés 16 bits ou (comme c'est le cas ici) en nombres flottant 16 bits (IEEE 754)

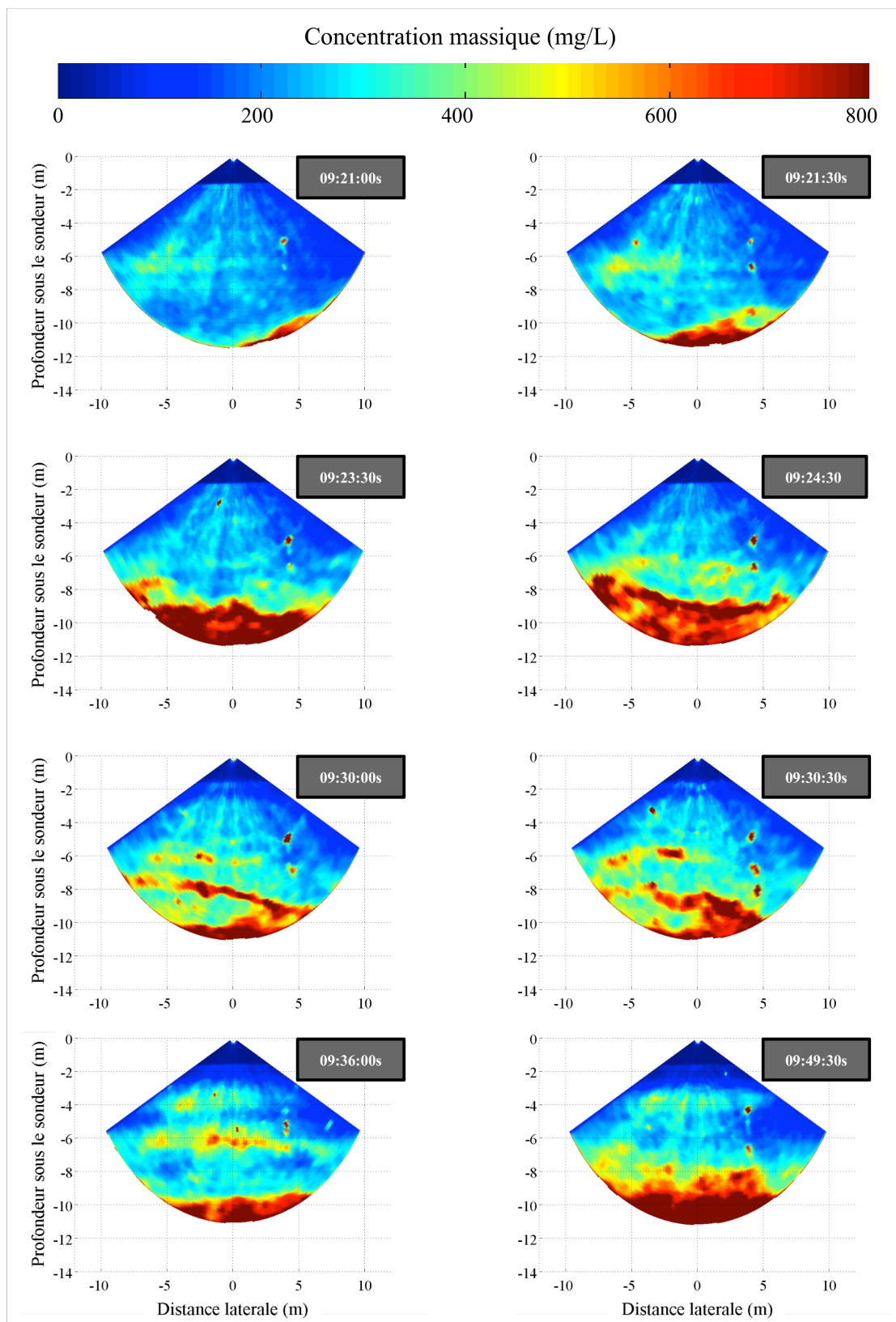
## E. Suivi de la dynamique des MES lors des campagnes CACAO

Les deux campagnes sont caractérisées par un épisode de forte turbidité, positionné en fond de colonne d'eau près du fond. Ces deux épisodes surviennent au moment de la renverse (CACAO1) ou proche de la renverse (CACAO2), lors de la transition entre le jusant et le flot. Ils résultent très probablement d'une remise en suspension du matériel reposant sur le fond engendrée par la turbulence de l'écoulement. L'observation est de type eulérienne dans le cas de ces expériences, et donc il devient possible de suivre l'évolution de la dynamique de ces MES au cours du temps suivant tout l'éventail de mesure du sondeur. Les figures E.1 et E.2 mettent en évidence les instants propres aux épisodes de turbidité de chaque expérience, discrétisés sur 8 instants d'observations, dans le cas des campagnes CACAO1 (Fig. E.1) et CACAO2 (Fig. E.2).

Concernant la campagne de mesures CACAO1, la majeure partie des données ne permet pas une identification claire de structures sur la verticale du fait des très faibles teneurs en MES observées. Un contraste apparaît pour la première fois vers 11h57 (TU), révélant une masse fluide contenant un volume d'eau chargée en MES arrivant à tribord du sondeur. La renverse de la marée survient à 11h57. Les concentrations massiques observées par le sondeur peuvent atteindre jusqu'à 150 mg/L. Cette masse d'eau chargée en MES s'installe progressivement sur l'intégralité de l'éventail du sondeur, et gagne en élévation avec un gradient marqué de concentrations (12h10) jusqu'à être progressivement diluée sur environ 5 m au-dessus du fond de la rivière (12h25), pour une concentration massique correspondante proche de 70 mg/L. A 12h28, la hauteur atteinte par la masse d'eau turbide a diminué, suggérant une disparition progressive du matériel remis en suspension vers l'amont de la rivière. L'expérience ne continue malheureusement pas plus loin, car sur site, il était délicat de se rendre compte de la présence d'un tel événement. Il est intéressant de constater la distribution non homogène des concentrations suivant le secteur insonifié par le sondeur sur l'ensemble des échogrammes. En tenant compte de la cadence d'échantillonnage, et par une analyse ping par ping, il serait possible d'en estimer la vitesse de mouvement (Best *et al.* 2010). Malheureusement, il n'est pas possible d'interpréter convenablement les données des faisceaux dépointés à proximité du fond, à cause de la présence des lobes secondaires. Ces derniers demeurent un frein à l'interprétation des données, sauf dans le cas d'une calibration intensive des faisceaux à travers la mesure des niveaux de leurs lobes secondaires.

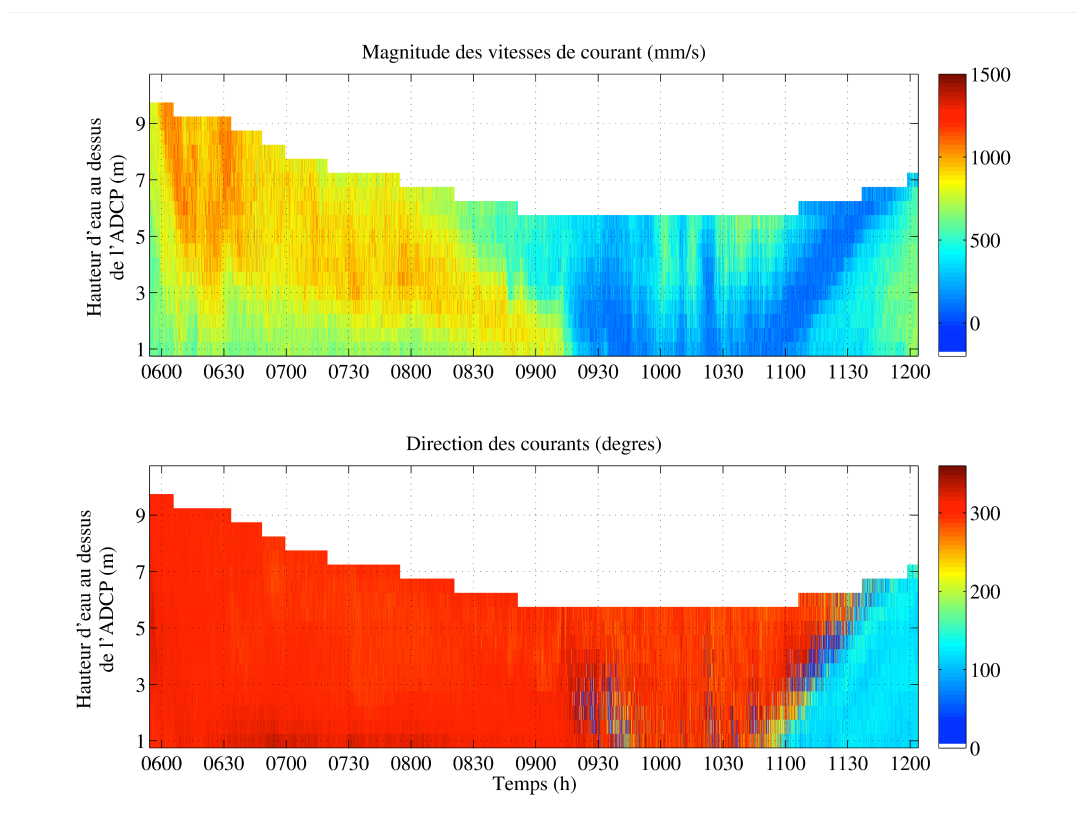


**Figure E.1 :** Echogrammes inversés en concentration massique lors de la campagne CACAO1 correspondants à huit instants d’observation durant le pic de turbidité observé en fin d’expérience.



**Figure E.2 :** Echogrammes inversés en concentration massique lors de la campagne CACAO2 correspondant à huit instants d’observation durant le pic de turbidité observé durant l’expérience.

Similairement, un épisode de forte turbidité a lieu sur la campagne de mesure CACAO2 (Fig. E.2). Cet épisode survient environ une heure avant la renverse. Globalement, les niveaux de concentration enregistrés sont très élevés par rapport à ceux observés en période d'étiage sur CACAO1. Le panache d'eau turbide semble ici aussi provenir de tribord, à 9h21 (TU), avant de s'installer sur tout le fond de la colonne d'eau (9h23). La charge en MES de cette masse d'eau peut atteindre des valeurs proches du g/L. Contrairement au cas de CACAO1, la distribution suivant la verticale ne semble plus sujette à la présence d'un gradient continu. Il arrive, comme dans le cas représenté à 9h30, qu'une portion de la masse d'eau turbide se « détache » de la masse d'eau turbide proche du fond avant de retomber lentement (9:30:30s). De manière générale, les variations observées en termes de distribution spatiale des MES sous le SMF sont lentes. Cela permet de plus le suivi quantitatif des vitesses de déplacement de cette masse d'eau plus chargée en MES, par exemple en suivant les mouvements du gradient de concentration.



**Figure E.3** : Magnitude des vitesses de courants (Haut) et direction de ces derniers (Bas) observées durant la campagne CACAO2.

Ces instants d'acquisition sont couplés à des vitesses résiduelles de courants proches de 0 m/s.

En effet, l'instant d'observation se situe proche de la renverse de marée. Durant cette campagne, un ADCP RDI 1200 kHz a été déployé en mouillage non loin du point fixe de mesure (~10m). L'instrument a été programmé pour acquérir une mesure de vitesses de courants chaque seconde. La figure E.3 illustre la magnitude des vitesses de courant sur la totalité de l'expérience CACAO2 ; ces dernières chutent brutalement au fond de la rivière, passant de 0.7 m/s à quelques mm/s au moment de cet épisode de fortes turbidités observable sur les données SMF. On remarque par ailleurs une stratification verticale des vitesses de courants peu avant cet épisode de fortes turbidités, avec l'arrivée d'une masse d'eau de courant plus élevé dont la hauteur diminue peu à peu pour se rapprocher du fond. Cette stratification est d'ailleurs proche de celle observée en termes de salinité (Fig. 4.14), suggérant que cette masse d'eau plus rapide est plus salée que celle qui la superpose. De plus la figure E.3 renseigne sur la direction des courants ; il est possible de deviner un début de changement de direction de ces derniers autour de 9h30, lorsque la vitesse des courants avoisine zéro et lorsque l'ADCP peine à délivrer une information sur le sens d'écoulement. L'ADCP posé sur une structure sur le fond n'est cependant pas en mesure d'imager les quelques derniers mètres de la colonne d'eau que le SMF parvient à imager. De plus ce dernier semble avoir été posé sur un fond plus haut que celui sondé par le SMF.

Enfin, la hauteur de la masse d'eau chargée en particule semble osciller du début à la fin de l'épisode de fortes turbidités (9h23 – 9h36 – 9h49), pouvant atteindre 1,5 m à 2 m de hauteur par rapport au fond (Fig. E.2). Ce phénomène est lié à l'étale de basse mer, moment où les forces de marée et le débit de la rivière s'équilibrent peu à peu et induisent potentiellement des épisodes de turbulence, comme le suggère les magnitudes des courants observées sur la figure E.3. En effet, la masse d'eau plus dense et plus rapide chute peu à peu pour venir créer des contraintes supplémentaires sur le fond, remobilisant une partie du substrat. Cette masse d'eau laisse place à un écoulement beaucoup plus lent, dont la magnitude de vitesse avoisine les 0 m/s aux alentours de 9h30.



## **F. Turbidité en zone hauturière : cas de l'ANR EPURE**

Une série de mesures a eu lieu dans le cadre de l'ANR EPURE (Eléments trace métalliques Perturbations climatiques Upwelling et REssources 2012-2015). Cette ANR vise à étudier la zone de l'écosystème du courant des Canaries et son upwelling, où il existe un risque de transmission de micro-contaminants depuis le milieu marin vers la filière pêche, potentiellement accrus du fait des changements environnementaux attendus.

En effet, les zones d'upwelling sont particulièrement riches, mais toutefois fortement anthropisées, et sous la menace constante de pollutions d'origines terrestres, comme la contamination par les Eléments Traces Métalliques (ETM). En particulier, la zone de l'écosystème du Courant des Canaries représente un potentiel halieutique considérable dont la production est fortement exportée vers les pays de la communauté européenne. Les modifications complexes des upwellings, induites par les changements climatiques, auraient un effet indéniable, mais actuellement mal connu, sur les courants côtiers. Dans la région qui fait l'objet de ce cas d'étude, certains éléments peuvent accréditer l'idée d'un renforcement local de la contamination par les ETM lié aux changements climatiques

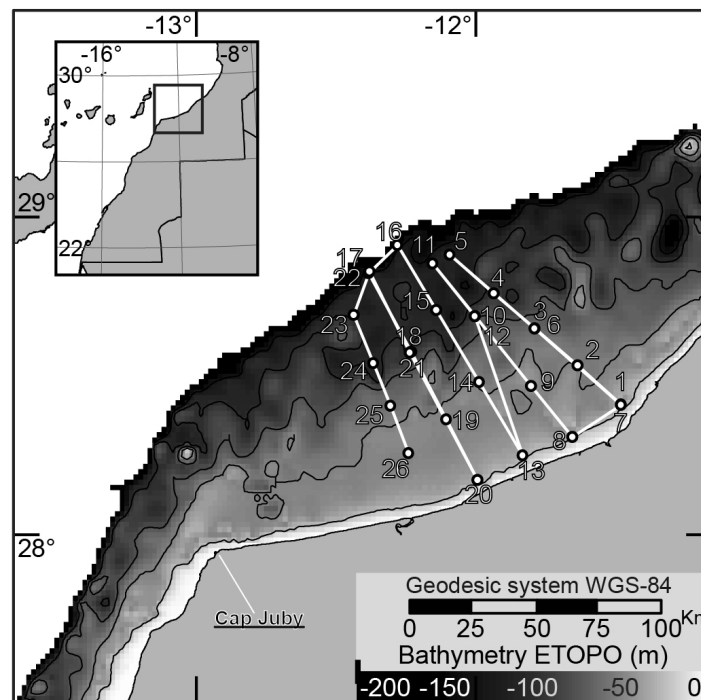
Cette étude adopte une approche pluridisciplinaire et l'intervention de laboratoires spécialisés en modélisation physique et biogéochimique (LPO), en transport et relargage du sédiment (LDO), en analyse des transferts des ETM dans la chaîne alimentaire (LEMAR), en suivi et cartographie des activités halieutiques (INRH) et enfin en analyse de la filière pêche et de sa vulnérabilité (PRODIG).

### **F.1. Stratégie de mesure**

La campagne de mesures est divisée en quatre LEGS, les deux premiers couvrant la période juillet-août 2013, et les deux suivants la période novembre-décembre 2013. Chaque leg a été réalisé à bord du N/O Antea de la flotte Ifremer. La stratégie d'acquisition consiste à échantillonner la colonne d'eau à plusieurs stations suivant des transects partant de la côte jusqu'à l'isobathe des 200m. Le plan d'échantillonnage a été dressé en amont de la campagne de mesure, indépendamment pour les legs 1-3 et les legs 2-4.



Durant les legs 1 et 3, la zone échantillonnée se limite à la partie nord de la côte marocaine (Fig. F.1). Un profil de la colonne d'eau est réalisé à chaque station à l'aide d'une rosette. Celle-ci était équipée d'une CTD (dotée d'un fluorimètre, d'un turbidimètre et d'une sonde de conductivité-température), d'un profileur multifréquences TAPS, d'un profileur multifréquences Aquascap, ainsi que de huit bouteilles Niskin d'une capacité de 8L chacune. Ces dernières étaient destinées à collecter des échantillons d'eau de mer. De plus, après chaque rosette, une acquisition de données brutes colonne d'eau était lancée (Kongsberg EM3002 fonctionnant à 300kHz), toujours en point fixe, pendant quelques minutes. La faible stabilité du système d'acquisition des données brutes ne permettait pas une collecte continue de ces dernières, et donc le temps de mesure n'excédait jamais 10 minutes.



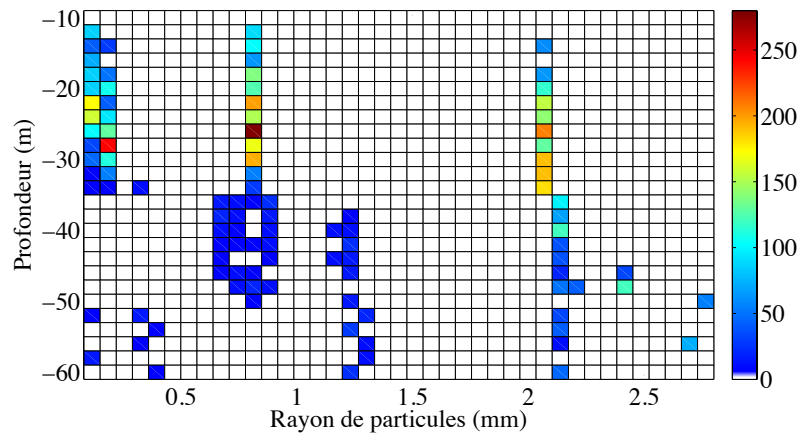
**Figure F.1** : Plan d'échantillonnage du leg 1 de la campagne EPURE au large des côtes marocaines.

## F.2. Traitement des données multifréquences

Chaque profileur multifréquences était positionné à l'horizontal, tête bêche, insonifiant la colonne d'eau sur chaque profondeur. Le modèle utilisé est un modèle sphère fluide tronquée

qui s'est avéré efficace par le passé pour décrire le contenu biologique dans la couche de mélange des océans ouverts (Holliday 1992; Lebourges-Dhaussy et al. 2014). Après inversion par moindres carrés à contrainte non-négative, une carte de biovolumes distribués par classes de rayons équivalents est obtenue, de laquelle il est possible de déduire un rayon équivalent à la suspension selon la méthode présentée au chapitre 4. Du fait que les fréquences actives de l'Aquascats soient hautes, et au regard des classes de tailles attendues couvrant un spectre très large (50 – 3000 microns), seules les données issues du TAPS sont utilisées pour déterminer ces rayons équivalents. En effet, la réponse en fréquence des organismes présents en suspension est maximale pour les fréquences employées lors du déploiement du TAPS, plus basses que celles de l'Aquascats.

Plusieurs verrous subsistent cependant en fin d'inversion. Ces derniers concernent principalement la composition biologique de la colonne d'eau. La figure F.2 présente un exemple de carte retraçant l'évolution des biovolumes estimés par inversion par classes de tailles suivant chaque profondeur sondée. Trois modes principaux de tailles sont identifiables, correspondant potentiellement à différentes espèces de plancton, en particulier sur les trente premiers mètres de la colonne d'eau correspondant à la couche de mélange. Lors de l'inversion, un modèle unique a été employé, or s'il s'avère que l'une des espèces est mal représentée par ce modèle, la solution en terme d'attribution de biovolumes par classes de tailles s'en trouvera potentiellement erronée, au même titre que l'estimation du biovolume total. En effet, chaque espèce en présence possède une impédance acoustique propre, qui dans le cadre de cette inversion a été résumée par un ratio de densité égal à 1.12, et un ratio de célérité égal à 1.09. Ces paramètres sont en accord avec les observations de Holliday (1992) concernant les contrastes d'impédances d'espèces de type copépode dans les eaux du pacifique. Si la forme du modèle en soi, *i.e.* sphère fluide tronquée, peut s'avérer décrire correctement les propriétés de rétrodiffusion de ce type d'espèce, les paramètres  $g$  et  $h$  optimaux peuvent être légèrement différents de ceux utilisés dans ce contexte.

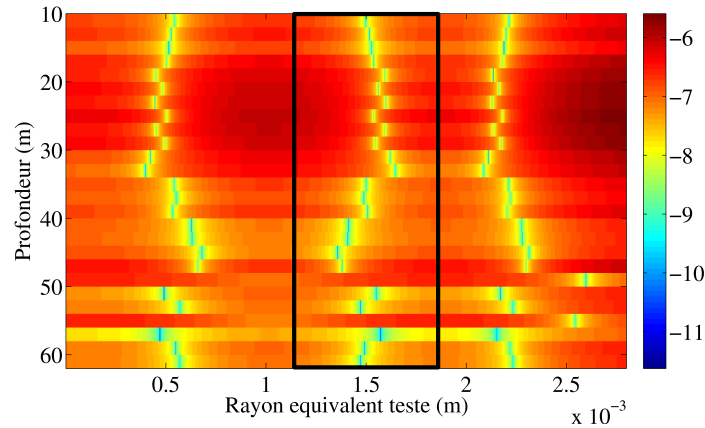


**Figure F.2** : Solution de l’algorithme des moindres carrés à contrainte non-négative retraçant l’attribution des biovolumes déterminés par classes de tailles ( $\text{mm}^3/\text{m}^3$ ) suivant chaque profondeur échantillonnée (ST3).

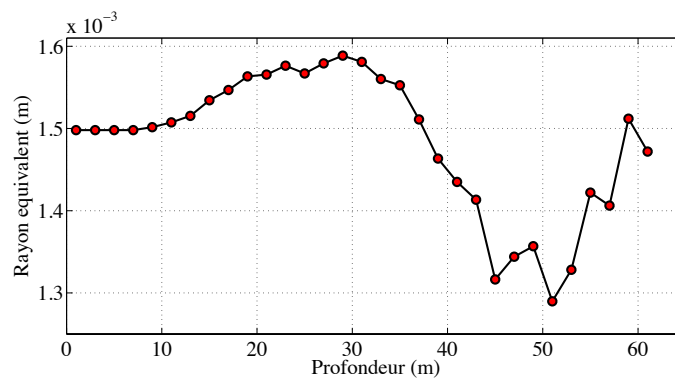
La détermination des rayons équivalents se fait en supposant la fiabilité du modèle concernant la description des propriétés de rétrodiffusion des éléments présents en suspension. Ces derniers sont distribués selon deux à trois modes distincts sur l’ensemble des profils recueillis sur le leg 1 et à l’échelle de la colonne d’eau. Cependant ces modes sont très éloignés les uns des autres, si bien que le vecteur de taille choisi en entrée d’inversion est faiblement discrétisé. Ceci risque de compromettre la détermination effective d’une classe de rayons équivalents, en se basant sur les matrices de biovolumes obtenus. En effet, dans le cas présent, les tailles minimale et maximale choisies pour définir le vecteur de taille sont respectivement égales à  $80 \mu\text{m}$  et  $2.8 \text{ mm}$ . Le TAPS dispose de 6 fréquences, dont 5 sont utilisées en vertu de recourir à l’inversion ; aussi avec un facteur de sous-détermination égal à 4 (valeur couramment utilisée), seules 20 classes de tailles peuvent être générées, espacées chacune de  $136 \mu\text{m}$ . Le calcul du rayon équivalent de la suspension sera donc peu précis. Exceptionnellement ce facteur a été levé à 8 (Fig. F.2) afin de doubler le nombre de classes de tailles, à défaut d’avoir d’autres fréquences de mesures.

Par ailleurs, le modèle de rétrodiffusion employé dans ce contexte est à caractère surjectif, au sens où une même section efficace de rétrodiffusion peut avoir plusieurs antécédents en taille de particule. Lors de la recherche active du rayon équivalent suivant la méthode décrite au chapitre 4, plusieurs minimums de la quantité à minimiser apparaissent (Fig. F.3). Dans ce cas, le choix du minimum est arbitraire, car chacun renvoie une valeur identique de section efficace de rétrodiffusion. Pour obtenir un résultat plus physique, il s’avèrerait plus juste de

choisir le minimum pour lequel le rayon équivalent avoisine celui déterminé par intégration du cube des rayons présents dans le vecteur de taille, pondérés de leur distribution volumique (Fig. F.4).



**Figure F.3 :** Evolution de la quantité décrite par l'équation 3.14 visant à estimer les rayons équivalents de la suspension à partir des données inversées de la station ST3 (échelle logarithmique). Les minimums correspondent à des rayons équivalents potentiels. Plusieurs solutions existent du fait du caractère surjectif du modèle de rétrodiffusion des sphères fluides. Les minimums sélectionnés pour l'inversion sont compris dans le rectangle noir.

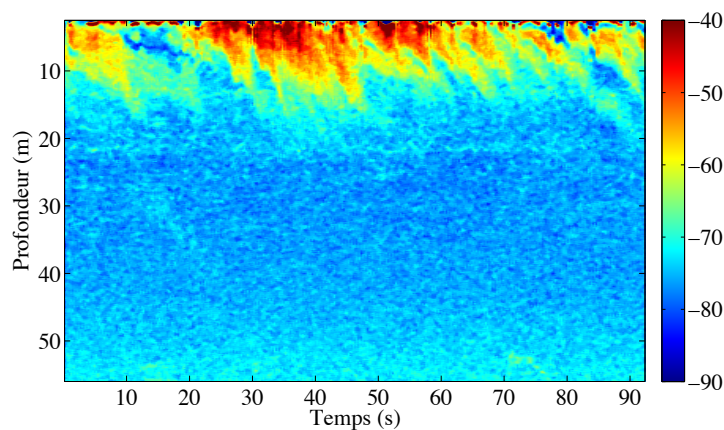


**Figure F.4 :** Rayons équivalents sélectionnés à partir de la solution présentée sur la figure F.3. Ces rayons équivalents sont ensuite introduits dans l'équation 4.26 pour estimer le biovolume suivant les données SMF.

### F.3. Traitement des données multifaisceaux

Les données issues du SMF sont sujettes à de nombreux écueils. Tout d'abord, afin de ne pas générer trop de bulles en surface, induisant un effet bloquant des ondes acoustiques, les

moteurs du navire sont débrayés à chaque acquisition de données brutes. Ceci a pour effet de laisser le navire sous l'influence de la houle, et donc afin de lire convenablement les données issues du SMF, une compensation en roulis, tangage, lacet et enfoncement est nécessaire avant toute tentative d'inversion. De plus, si l'action des bulles est limitée une fois le moteur débrayé, ces dernières existent toujours, et leur effet est visible sur les échogrammes du sondeur jusqu'à des profondeurs pouvant atteindre une quinzaine de mètres (Fig. F.5). (Richards & Leighton 2001) estiment que l'effet de la présence de bulles sur l'émission d'ondes acoustiques peut se solder par une atténuation de ces dernières, pouvant atteindre 0.5 dB/m à 300 kHz. De plus, les faibles contrastes d'impédance entre les espèces supposées présentes dans la colonne d'eau et l'eau de mer compliquent la tâche dans la mesure où les abondances enregistrées restent modérées.

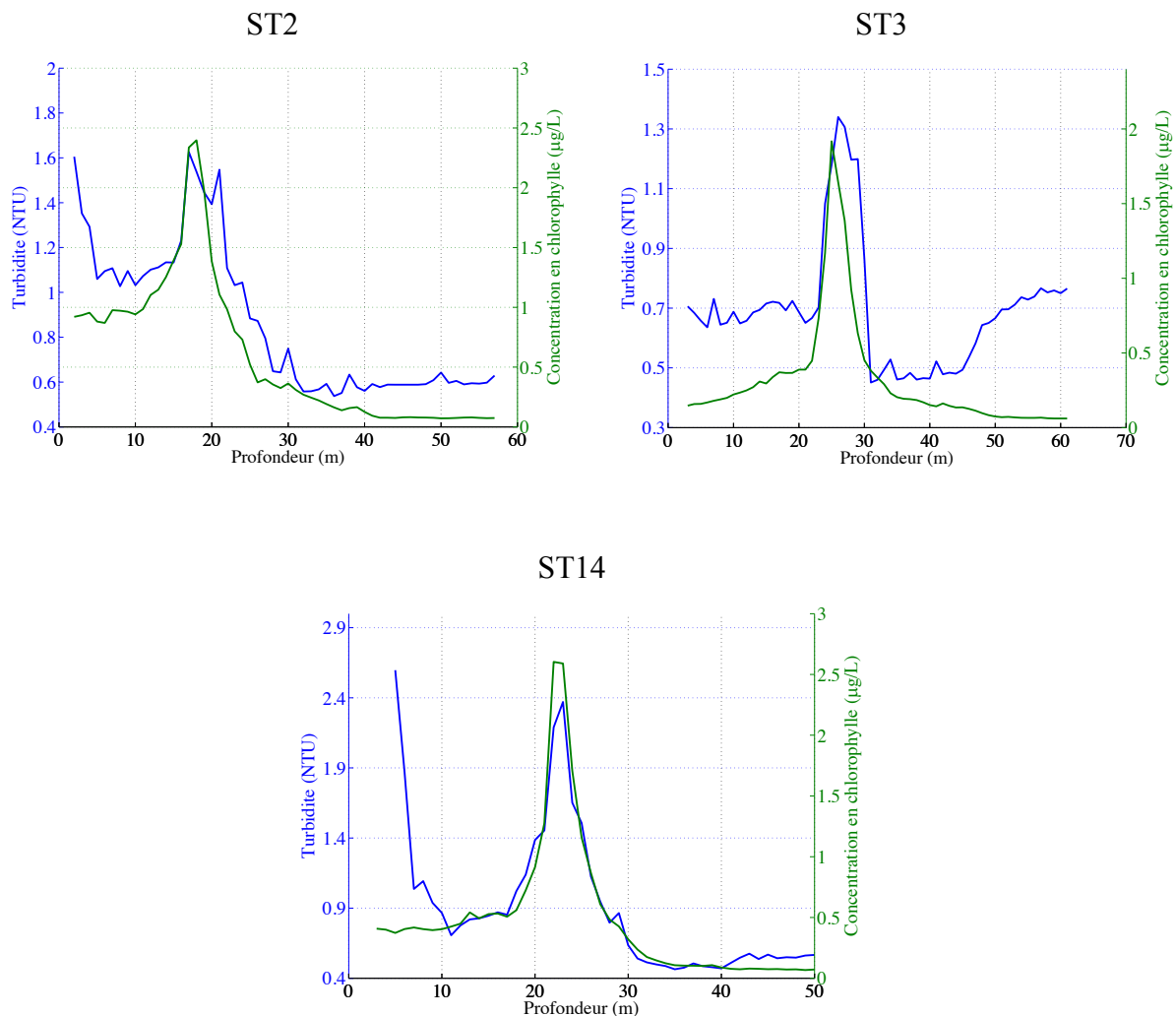


**Figure F.5 :** Suivi des indices de rétrodiffusion volumique (dB) sous le SMF issu du faisceau central en point fixe à la station ST2. La partie superficielle est polluée par la présence de bulles, qui induisent potentiellement une atténuation supplémentaire du signal dont il faut tenir compte pour obtenir une lecture cohérente des  $S_v$ .

Les données sondeurs ont été traitées de la même manière que pour les données CACAO2 (Sections 3.2 et 4.2), en plus d'une correction des mouvements du navire. L'ensemble des données collectées par la CTD a permis de corriger le signal acoustique des effets de dispersion sphérique et de l'atténuation due à l'eau. De plus, de par la nature des MES dans la colonne d'eau, l'hypothèse selon laquelle l'atténuation due aux particules est négligeable a été formulée. Une fois la calibration appliquée, les données sont transformées en indices de rétrodiffusion volumiques  $S_v$ .

#### F.4. Inversion des données sondeur

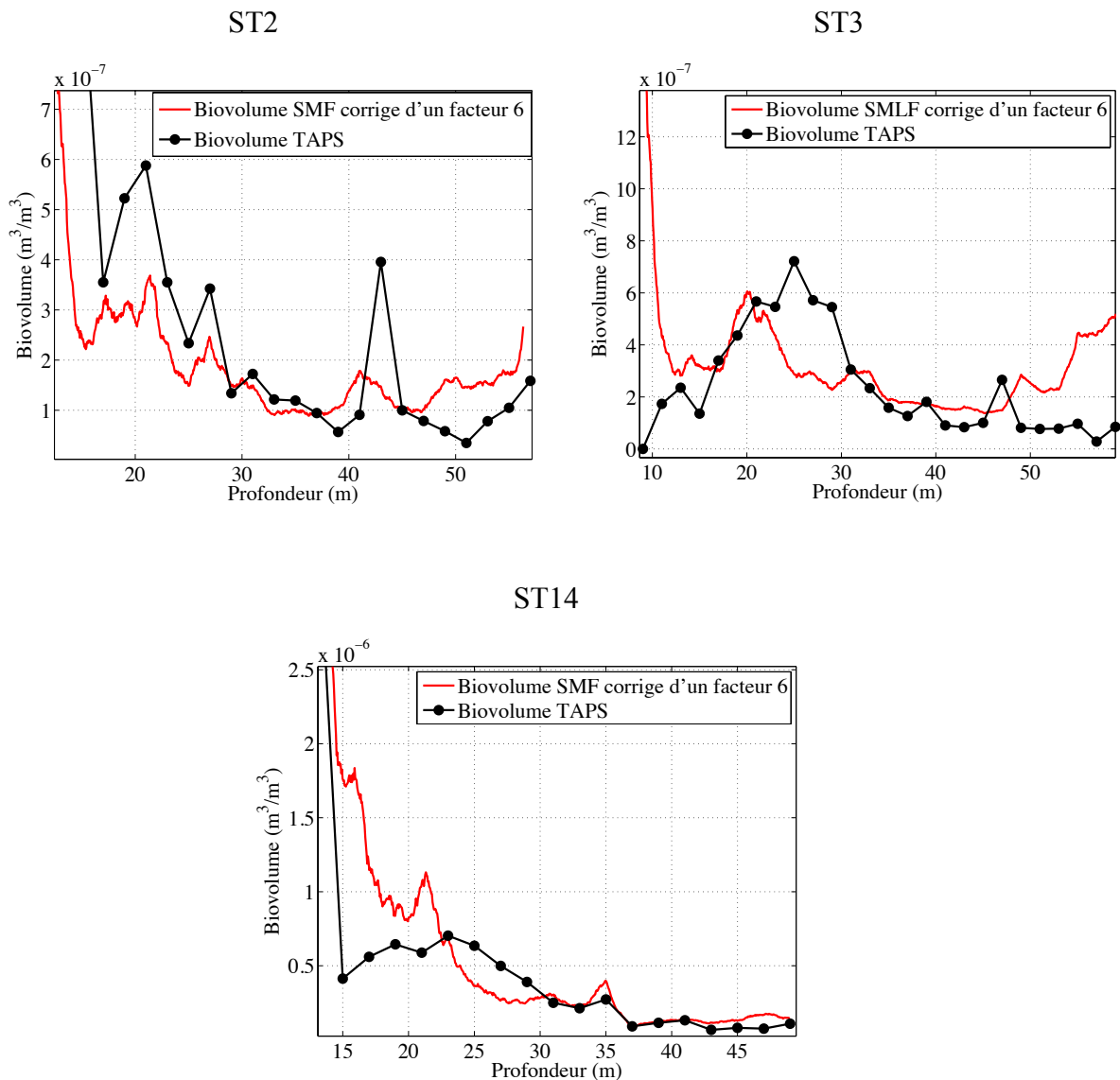
Trois stations ont été choisies pour leur potentielle abondance en MES de type organique, suivant les courbes de fluorescence recueillies lors des profils de rosette, indiquant la présence de substances chlorophylliennes. Il s'agit des stations ST2, ST3 et ST14 (Fig. F.1). Les profils de fluorescence et turbidité de ces trois stations sont présentés sur la figure F.6.



**Figure F.6 :** Profils de turbidité (NTU) et de concentration en chlorophylle a ( $\mu\text{g/L}$ ) sur les stations ST2, ST3 et ST14.

Pour chaque station, les profils multifréquences ont servi à estimer une taille de rayon équivalent de la suspension à chaque profondeur échantillonnée, en utilisant le modèle sphère

fluide tronquée mentionné ci-dessus. Chaque ping de  $S_v$  est moyenné après l'application d'un filtre médian. Le résultat des profils inversés issus du sondeur est présenté sur la figure F.7.



**Figure F.7 :** Profils sondeurs moyens inversés en biovolumes ( $\text{m}^3/\text{m}^3$ ) aux stations ST2, ST3 et ST14 comparés aux biovolumes obtenus après inversion multifréquences des données TAPS.

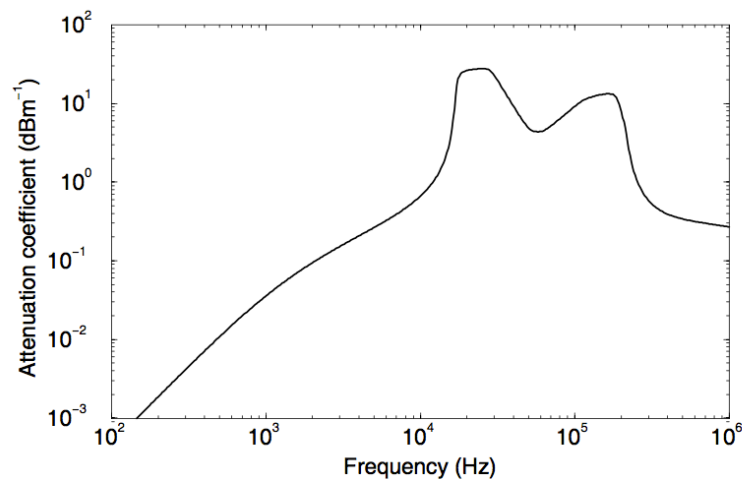
Ces résultats suggèrent plusieurs commentaires :

Tout d'abord, la présence de bulles sur la première tranche de la colonne d'eau est fortement supposée être à l'origine d'une atténuation notable du signal acoustique (Szcucka 1994; Richards & Leighton 2001; Maclennan & Simmonds 1992). En effet, en traversant ce nuage

de bulles en surface, causé par l'action des vents, de la houle, et du pilonnement du bateau, la vitesse de propagation des ondes est modifiée (le nombre d'onde devient complexe), et une partie de l'énergie acoustique est dissipée sous forme de chaleur. Comme pour le cas de particules solides, la présence de bulles dans la colonne d'eau mène à des phénomènes d'absorptions visqueuse et thermique en plus des phénomènes de diffusion (Section 1.3.4.5). De plus, la section efficace de rétrodiffusion d'une bulle de gaz proche de la résonance peut être bien plus importante que dans le domaine de diffusion géométrique (Stanton 1989; Richards & Leighton 2001). Par ailleurs, des phénomènes de dispersion du signal acoustique interviennent en présence de bulles dans la mesure où la compressibilité du milieu devient complexe (Richards & Leighton 2001). L'évaluation de ce terme d'absorption  $\alpha_b$  est donc délicate (Fig. F.8). Celui-ci dépend de plusieurs paramètres relatifs à la suspension de bulles de gaz (ici de l'air) : leur taille et leur distribution comptent pour beaucoup dans le calcul de cette atténuation (Dalen *et al.* 1981; Richards *et al.* 2003). De même, ces derniers sont susceptibles d'évoluer en fonction de la profondeur de pénétration des bulles (Dalen *et al.* 1981; Woolf 2001). Cette « extra atténuation » ne sera à prendre en compte que lors du passage des ondes dans le nuage de bulles ; cela se traduit par des observations acoustiques biaisées de manière systématique, ou constante en dB. Dans le cas des mesures réalisées sur le leg 1 d'EPURE, il a été constaté que les biovolumes retrouvés par inversion des données SMF sont près de six fois inférieurs aux observations issues du TAPS. En terme de niveau de  $S_v$ , ceci correspond à un biais d'environ 7.5 dB ( $10 \log_{10}(6)$ ). S'il est peut être risqué d'attribuer ce biais en intégralité à la présence de bulles, une partie non négligeable en est certainement responsable. Par un bref calcul, en considérant la tranche d'eau de 13 m occupée par une population de bulles (comme c'est le cas sur la majorité des pings de la figure F.5 - le sondeur est positionné à une profondeur constante de 2.48m), cela correspondrait à une atténuation due aux bulles proche de  $\alpha_b \approx 0.29 \text{ dB/m}$ , sans tenir compte d'une distribution de taille de bulles dépendant qui plus est de la profondeur. En comparaison, (Richards & Leighton 2001) ont estimé qu'à 300 kHz, l'atténuation due à une population de bulles dont le spectre de rayons à l'équilibre varie de 50 à 200 microns pouvait atteindre 0.5 dB/m. Dans le cas présent, une analyse issue des profileurs multifréquences (par inversion NNLS par exemple) serait suffisante pour délivrer une information concernant la distribution de ces bulles de gaz, et donc l'atténuation effective, qu'il faudrait alors intégrer sur la profondeur de pénétration. Plusieurs modèles existent dans la littérature, tentant de tenir compte des paramètres de la suspension de bulles et l'estimation du nombre d'onde complexe des ondes traversant ce dernier. Pour ce qui est des plus basses fréquences (jusque 150 kHz), des lois existent afin



d'apporter aux observations acoustiques une correction relative, dépendant de la vitesse du vent (MacLennan & Simmonds 1992), mais ces dernières sont empiriques et n'offrent pas un degré de fiabilité suffisant. L'intégration de corrections de ces phénomènes d'atténuations dues aux bulles est délicate au sens où il faudrait constamment être en mesure de sonder la tranche de surface de la colonne d'eau au moyen de profileurs multifréquences.



**Figure F.8** : Variations de l'atténuation supplémentaire due à une population de bulles mesurée en mer (à 0.5 m de profondeur sur 17-22 m d'eau, avec une vitesse de vent de 10-12 m/s). D'après Richards & Leighton (2001).

Les profils multifréquences sont réalisés en insonifiant la colonne d'eau à l'horizontal. Or, l'inversion semble s'orienter vers l'attribution d'une solution vers des hautes classes de tailles, pour lesquelles la forme de l'animal et son orientation comptent pour beaucoup dans la forme de l'onde rétrodiffusée (Stanton & Chu 2000). Le SMF, quant à lui, insonifie la colonne d'eau à la verticale. Si une partie des diffusants principaux possède une forme non sphérique et adopte une orientation différente du point de vue profileur et du point de vue SMF, le niveau rétrodiffusé ne sera pas le même d'un instrument à l'autre. Cet effet expliquerait sans équivoque les différences observées en terme de structure verticale. En effet, sur ST3, les biovolumes détectés par le SMF semblent en accord avec la partie supérieure du pic de biovolume observé par le profileur multifréquences. Outre les problèmes liés à l'absorption du signal acoustique par les bulles, ce phénomène peut être causé par une population de zooplancton dont le modèle ne correspond plus une fois que ses individus sont insonifiés verticalement. Il en va de même pour ST2, où les deux pics de biovolumes semblent détectés par le TAPS, et le SMF, à la différence que la magnitude de ceux détectés

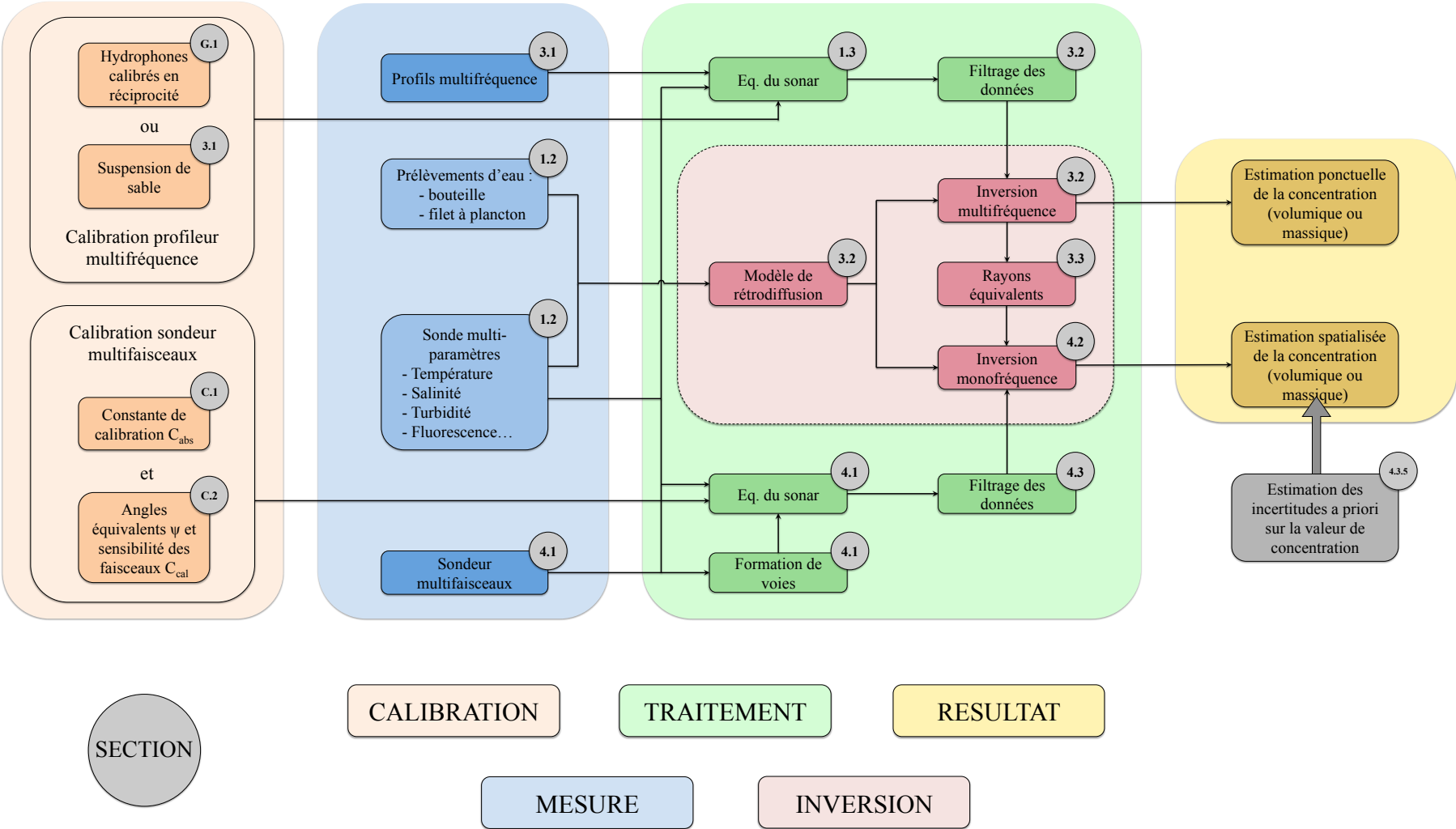
par le SMF est plus faible. Le cas de la station ST14 est encore différent, au sens où il existe certes un facteur proche de 6 sur l'évaluation des biovolumes, seulement, les biovolumes estimés par le SMF ne sont en accord avec ceux déterminés par le TAPS qu'au-delà de la profondeur de 22m, probablement dû à l'action des bulles. Là encore, le modèle semble sujet à quelques difficultés pour décrire la suspension.

## **F.5. Bilan**

Il semble correct d'affirmer que la présence d'une atténuation due aux bulles près de la surface, couplée à un modèle ne tenant pas compte de la forme des particules soient en mesure d'expliquer les différences observées entre estimation multifréquence et monofréquence des biovolumes. Au-delà de ces différences, les structures observées par le SMF sont très similaires à celles discrétisées par le TAPS lors de sa descente en fond de colonne d'eau, bien que les deux instruments observent des volumes d'eau différents. Certains pics d'activité restent malgré tout très bien repérés par le SMF, montrant que la méthode utilisée peut délivrer une information consistante en terme de structure. L'intégration des données multifréquences dans le nuage de bulle proche de la surface en vue de calculer l'extra-atténuation constitue une prochaine étape de traitement de ces données.



# G. Schéma de synthèse des étapes de traitement du protocole de mesure







## Résumé

La mesure de Matières En Suspension (MES) est cruciale autant pour comprendre les transferts sédimentaires que pour les études des écosystèmes marins. Elles sont classiquement mesurées ponctuellement par des prélèvements d'eau in situ, ou à partir des propriétés optiques de l'eau. Mais depuis plusieurs décennies, les appareils acoustiques ont montré leur capacité à mesurer ces MES sur de plus grands volumes. Ces mesures, en particulier celles de la concentration, s'appuient sur les propriétés de rétrodiffusion des particules. Mais ces mesures demeurent peu représentatives au sens où le contenu en MES dans la colonne d'eau varie à différentes échelles de temps et d'espace. Dans un premier temps, ces travaux de thèse visent à montrer à travers des mesures in situ réalisées dans l'estuaire de l'Aulne qu'il est possible d'étendre spatialement la mesure par inversion des données issues de sondeurs multifaisceaux (SMF). Un modèle de rétrodiffusion adapté à la suspension d'intérêt, constituée dans cette étude d'agrégats estuariens, est d'abord élaboré. Puis grâce à des observations issues d'un profileur multifréquences, la concentration massique en MES, distribuée par classes de tailles, a pu être déterminée par la résolution d'un problème inverse. Ces informations permettent de déterminer les rayons équivalents de la suspension, grâce auxquels les données issues du SMF, au préalable calibrées par une méthode innovante, peuvent être inversées de manière directe. Une étude des incertitudes attachées aux valeurs de concentrations estimées est par la suite proposée afin de qualifier la pertinence des résultats. Puis dans un second temps, les conditions nécessaires à l'établissement d'un protocole de mesure des MES par système multi-capteur sont identifiées. Ce dernier permet la caractérisation en continu des MES à différentes échelles de temps et d'espace, en exploitant la complémentarité des mesures issues des différents instruments.

*Mots clés : Matière en suspension ; Sondeur Multifaisceaux ; Profileur multifréquence ; Calibration, Inversion ; Retrodiffusion*

## Abstract

Measuring Suspended Particulate Matter (SPM) is essential to better understand sediment transport and marine ecosystems. SPM is traditionally estimated through in situ water samples analysis, or based on the optical properties of water. Yet for several decades, acoustical devices have shown their capability to measure SPM on larger volumes. These measurements (especially in terms of SPM concentration) are based on the backscattering properties of the particles. However, these measurements remain limited, since the SPM content in the water column is subject to variations on both spatial and temporal scales. As a first step, this work aims at showing that it is possible to increase the degree of spatialization of the SPM measurements by inverting MultiBeam EchoSounder (MBES) data, through in situ measurements acquired in the Aulne macrotidal estuary. A backscattering model was first designed to describe the backscattering properties of the suspension of interest, consisting in this study in estuarine aggregates. Then, thanks to multifrequency observations, the SPM mass concentration sorted by size classes was retrieved through the resolution of the inverse problem. This kind of information allows to determine the equivalent spherical radius of the whole suspension, through which the MBES data, calibrated beforehand using an original method, can be directly inverted. Subsequently, a study of the uncertainties attached to the final concentration estimate is proposed in order to qualify the relevance of the results. In a second step, the necessary conditions for establishing a measurement protocol of the SPM are identified. The latter allows continuous characterization of SPM at different spatial and temporal scales, by exploiting the complementarity of the measures delivered by different instruments.

*Key words: Suspended Particulate Matter ; Multibeam Echosounder ; Multifrequency profiler ; Calibration ; Inversion ; Backscattering*