



HAL
open science

Modélisation de la propagation et de la diffusion d'ondes ultrasonores pour le contrôle non destructif de matériaux

Michel Darmon

► **To cite this version:**

Michel Darmon. Modélisation de la propagation et de la diffusion d'ondes ultrasonores pour le contrôle non destructif de matériaux. Acoustique [physics.class-ph]. Université paris sud 11, 2015. tel-04433863

HAL Id: tel-04433863

<https://cea.hal.science/tel-04433863>

Submitted on 2 Feb 2024

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.

Public Domain

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ PARIS SUD

ÉCOLE DOCTORALE « SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION, DES
TELECOMMUNICATIONS ET DES SYSTEMES » (STITS)

sur le sujet :

Modélisation de la propagation et de la diffusion d'ondes ultrasonores pour le contrôle non destructif de matériaux

Par Michel DARMON

Ingénieur-Chercheur Expert au CEA, LIST.

Soutenue publiquement le 13 Novembre 2015

devant le jury composé de

M.	HAÏAT Guillaume	Chargé de Recherche CNRS, Laboratoire Modélisation et Simulation Multi Echelle (MSME), Professeur Invité à l'ETS, Montréal	Rapporteur
M.	MOYSAN Joseph	Professeur des Universités, Université Aix-Marseille, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA)	Rapporteur
M.	BOUCHE Daniel	Directeur de Recherche CEA, CEA/DAM, Directeur du Laboratoire LRC MESO du CMLA (ENS Cachan)	Rapporteur
M.	TOURNAT Vincent	Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM)	Examineur
M.	PICHON Lionel	Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire Génie Electrique et Electronique de Paris (GEEPS)	Examineur
Mme	FRADKIN Larissa	Professeur Emérite, London South Bank University, Directrice de Sound Mathematics Ltd	Examinatrice

RESUME

Simuler dans son intégralité une inspection de Contrôle non Destructif (CND) ultrasonore nécessite notamment de modéliser la génération et la propagation de faisceaux ultrasonores, leur interaction avec des défauts ou la géométrie des pièces, la propagation du champ ainsi diffusé ainsi que sa réception au niveau du traducteur.

Mon activité en modélisation ultrasonore s'est concentrée autour de trois thématiques :

- La modélisation complète d'une inspection ultrasonore.
- Les modélisations analytiques de la diffusion par des défauts ou structures.
- La propagation d'ondes dans des milieux complexes (hétérogènes ou inhomogènes).

Mots-clés : CND, ultrasons, modélisation, diffusion, propagation d'ondes.

ABSTRACT

Title - Modeling of propagation and scattering of ultrasonic waves for non-destructive material testing.

Abstract - Fully simulating an inspection of ultrasonic Non Destructive Testing (NDT) requires to model the generation and propagation of ultrasonic beams, their interaction with flaws or specimen geometry, the propagation of the scattered field and its reception by the transducer.

My research activities in ultrasonic modeling have involved three topics:

- The complete modeling of an ultrasonic inspection.
- The analytical modeling of scattering by defects or structures.
- The wave propagation in complex media (heterogeneous or inhomogeneous).

Keywords: NDT, ultrasounds, modeling, scattering, wave propagation.

REMERCIEMENTS

TABLE DES MATIERES

RESUME	2
ABSTRACT	2
REMERCIEMENTS	3
TABLE DES MATIERES	5
PREAMBULE	7
1. <i>Démarche personnelle</i>	7
2. <i>Thématiques de recherches.....</i>	7
- <i>Modélisations complètes d’inspections ultrasonores</i>	7
- <i>Diffusion par des défauts/structures</i>	7
- <i>Propagation d'ondes dans des milieux complexes.....</i>	7
3. <i>Sommaire.....</i>	7
CHAPITRE 1 : CURRICULUM VITAE ETENDU	8
1. <i>Etat Civil</i>	8
2. <i>Titres Universitaires et Formation</i>	8
3. <i>Parcours Professionnel</i>	8
4. <i>Activités d'enseignement ou de formation</i>	9
5. <i>Activités liées à l’administration</i>	9
6. <i>Activités liées à la recherche</i>	9
7. <i>Encadrement</i>	11
8. <i>Langues et Informatique</i>	13
9. <i>Autres activités</i>	13
10 <i>Liste de publications et communications</i>	13
CHAPITRE 2 : MODELISATIONS COMPLETES D’INSPECTIONS ULTRASONORES.....	18
2.1. RESUME.....	18
2.2. MODELISATION COMPLETE D’UNE INSPECTION	18
2.2.1. <i>La chaine de mesure ultrasonore</i>	18
2.2.2. <i>Une modélisation simplifiée par l’emploi d’un étalonnage.....</i>	20
2.3. MODELES COMPLETS DE REPONSES DE DEFAUTS.....	21
2.3.1. <i>Formalisme fondé sur la réciprocité des champs</i>	22
2.3.2. <i>Comparaison avec le formalisme fondé sur le théorème de réciprocité</i>	25
2.4. MODELES RAYONS POUR LE CALCUL D’ONDES DE TETE	25
2.4.1. <i>Ondes de tête sur interfaces planes et simulation TOFD.....</i>	25
2.4.2. <i>Ondes de tête sur surfaces irrégulières en inspection TOFD</i>	27
2.4.3. <i>Effet des ondes de tête sur les échos de coin de défauts débouchants</i>	30
2.5. CONCLUSION.....	34
CHAPITRE 3 : DIFFUSION PAR DES DEFAUTS/STRUCTURES.....	35
3.1. RESUME.....	35
3.2. FISSURES ET DIFFUSEURS PLANS	36
3.2.1. <i>Approximations haute fréquence classiques.....</i>	36
3.2.2. <i>Théories Uniformes de la Diffraction.....</i>	42
3.2.3. <i>Théories incrémentales de la diffraction</i>	51
3.3. CAVITES VOLUMIQUES	52
3.3.1. <i>Modèle analytique exact (dit de Séparation De Variables-SOV)</i>	53
3.3.2. <i>Modélisation de l’amplitude de l’onde de tête sur surface irrégulière (irrégularités cylindriques).....</i>	53

3.4.	INCLUSIONS SOLIDES	57
3.5.	CONCLUSION.....	59
CHAPITRE 4 :	PROPAGATION D'ONDES DANS DES MILIEUX COMPLEXES.....	60
4.1.	RESUME	60
4.2.	ATTENUATION ET BRUIT DE STRUCTURE DANS LES MATERIAUX METALLIQUES OU GRANULAIRES	60
4.2.1.	<i>Générateur de bruit aléatoire dans les matériaux métalliques</i>	60
4.2.2.	<i>Propagation d'ondes dans les matériaux granulaires</i>	62
4.3.	ACOUSTIQUE EN MILIEU INHOMOGENE OU ALEATOIRE	65
4.3.1.	<i>Modèle déterministe de rayons en fluide inhomogène</i>	65
4.3.2.	<i>Modèle stochastique en fluide inhomogène aléatoire.</i>	65
4.4.	CONCLUSION.....	67
CHAPITRE 5 :	PERSPECTIVES	68
5.1.	AMELIORATION DE L'ETALONNAGE DE LA CHAINE D'ACQUISITION.....	68
5.2.	L'EXTENSION DES MODELES SEMI-ANALYTIQUES.....	70
5.2.1.	<i>Prise en compte des ondes de tête</i>	71
5.2.2.	<i>Modèles rayons de simulation d'inspections</i>	78
5.2.3.	<i>Une approche alternative : les faisceaux gaussiens</i>	82
5.3.	LE DEVELOPPEMENT DE MODELES NUMERIQUES	82
5.4.	DES AVANCEES EN MODELISATION/CARACTERISATION DE MATERIAUX COMPLEXES OU ENDOMMAGES	83
5.5.	LE DEVELOPPEMENT DE METHODES INVERSES POUR LE DIAGNOSTIC AUTOMATIQUE	84
5.6.	LA TRANSPOSITION DE LA SIMULATION ULTRASONORE A DES DOMAINES CONNEXES	85
BIBLIOGRAPHIE	86	

PREAMBULE

1. Démarche personnelle

Mes activités de recherche ont débuté au sein du Département de Contrôle non Destructif (DISC) du CEA/LIST pendant mon doctorat en 1999-2002. Devenu Ingénieur-Chercheur au CEA/LIST en 2003, je me suis tout d'abord focalisé sur le développement de modèles en contrôle non destructif (CND) par ultrasons. Les modèles développés ont contribué à l'amélioration des outils de simulation existants au sein du logiciel CIVA développé par le CEA/LIST/DISC. CIVA est une plateforme d'expertise pour le CND, composée de modules de simulation, d'imagerie et d'analyse, qui permettent de concevoir et d'optimiser les méthodes d'inspection CND et de prédire leurs performances dans des configurations de contrôle réalistes. Mes travaux de développeur et modélisateur (2003-2010) dans les modules ultrasons de CIVA ont consisté à assurer deux tâches :

- développer des modèles de calculs d'échos simulant complètement une inspection ultrasonore : notamment développement de nouveaux modèles de diffusion d'ondes ultrasonores par des défauts.
- mettre en œuvre d'un point de vue informatique l'intégration de ces modèles ultrasonores dans CIVA, étendre dans la mesure du possible leur applicabilité en termes de configurations d'inspection et optimiser ces modèles en termes de temps de calcul.

En 2010, j'ai eu l'opportunité de pouvoir initier une activité dédiée à la validation du logiciel CIVA. Par validation de CIVA, nous entendons le processus d'évaluation, de la fiabilité et de l'exactitude de ses prédictions, en les comparant à des résultats de référence. Ces résultats de référence sont obtenus soit par l'expérience (validation expérimentale), soit en utilisant d'autres codes ou modèles (validation numérique). Depuis 2010, j'ai été chargé seul de la validation numérique de CIVA Ultrasons ; en sus, dans le cadre des validations expérimentales de CIVA, je fournis des analyses théoriques expliquant à la fois les résultats expérimentaux et simulés. En parallèle, je suis aussi en charge au CEA du support client de CIVA sur la thématique « validité des modèles ultrasons » et poursuit une activité en modélisation ultrasonore par le biais d'encadrements de thèses, de collaborations extérieures et de soutien technique pour les développements CIVA courants.

2. Thématiques de recherches

Simuler complètement une inspection de CND ultrasonore nécessite de modéliser la génération et la propagation de faisceaux ultrasonores, leur interaction avec des défauts ou la géométrie des pièces (entrée, fond, surfaces internes), la propagation du champ ainsi diffusé ainsi que sa réception au niveau du traducteur. Mon activité en modélisation ultrasonore s'est concentrée autour de trois thématiques :

- Modélisations complètes d'inspections ultrasonores
- Diffusion par des défauts/structures
- Propagation d'ondes dans des milieux complexes

3. Sommaire

Au début de ce manuscrit, un Curriculum Vitae Etendu détaille notamment ma formation, mon parcours, mes activités, mes encadrements et inclut ma liste de publications et communications.

Un chapitre de ce mémoire est consacré à chacune des thématiques de recherches précédentes : il débute par un résumé des faits marquants correspondants et se termine par une conclusion partielle. Un dernier chapitre donne ma propre vision des potentialités futures de recherche dans le domaine de mes recherches ou ceux connexes.

Une sélection de publications est jointe dans un recueil séparé.

CHAPITRE 1 : CURRICULUM VITAE ETENDU

1. Etat Civil

Michel DARMON
Ingénieur-Chercheur Expert



Commissariat à l'Energie Atomique (CEA)
Direction de la Recherche Technologique (DRT)
Institut LIST (Laboratoire d'Intégration
des Systèmes et Technologies)
Département Imagerie et Simulation pour le Contrôle (DISC)
Laboratoire de Simulation et de Modélisation Acoustique (LSMA)

Né le 01/09/1975, Marié, 2 enfants.
Nationalité française.

Tél : 01.69.08.29.88.

E-mail : michel.darmon@cea.fr

Adresse : CEA-Saclay, LIST,
DIGITEO-LABS, point courrier 120,
F-91191 Gif-sur-Yvette

2. Titres Universitaires et Formation

- 1999 – 2002** **Doctorat d'Acoustique Physique à l'Université Paris VII. Mention Très Honorable avec Félicitations du Jury.**
- 1998 – 1999** DEA d'Acoustique Physique à l'Université Paris VII. **Mention Bien.**
- 1995 – 1999** **Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de la Ville de Paris (ESPCI ParisTech)**
Diplôme d'ingénieur Dominante " Physique ".
- 1992 – 1995** Mathématiques Supérieures et Spéciales au Lycée Masséna – Nice. **Major en 1994-95.**

3. Parcours Professionnel

- Mi 2010– 2014** Activité de recherches duale au **CEA-LIST** à la fois en **modélisation ultrasonore (expertise et support technique)** et en **validation numérique et expérimentale des modèles ultrasonores** de CIVA (voir §6.3)
- Dec. 2009** **Distinction: Grade Expert du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA).**
- Fev 2003–mi 2010** Ingénieur-Chercheur au **CEA-LIST (Saclay)** en **modélisation ultrasonore** :
- Développements de modèles en contrôle non destructif (CND) par ultrasons (diffraction par des défauts, diffusion multiple, propagation d'ondes dans les milieux inhomogènes ou hétérogènes...)
 - Intégration des modèles développés dans la plate-forme logicielle CIVA (<http://www-civa.cea.fr>).
 - Collaborations et partenariats (intégration de codes universitaires, gestion de projets).
 - Encadrement ou soutien technique (post-doc., thèses, stages, cours de formation au logiciel CIVA).
- Nov 2002–
Fév 2003** Ingénieur Consultant **EURALTECH** en prestation au **CEA Saclay**. Développement théorique et logiciel d'un modèle d'atténuation des ultrasons dans les bétons en collaboration avec LMA (UPR CNRS/Univ. Aix).
- Avril 1999–
Nov 2002** Stage de DEA et Thèse au CEA et à ArcelorMittal Research : Caractérisation et différenciation de défauts métallurgiques par CND ultrasonore. Développement de modèles de diffraction ultrasonore par des inclusions solides ou des cavités, intégration au logiciel CIVA et validation expérimentale.
- 1998** 2 Stages de recherches à l'ESPCI ParisTech dont un ayant abouti à la création d'un prototype de capteur ultrasonore à ondes transverses focalisées (application visée : accéléromètre pour airbags de voiture et détecteur de particules pour pots d'échappement).
- Juil –Déc 1997** Stage ingénieur à Saint-Gobain Recherches (6 mois) : Elaboration de méthodes de dépôt de couches minces (entrant dans la fabrication des écrans plasma). Premiers essais expérimentaux concluants.

4. Activités d'enseignement ou de formation

2006-2009 Cours de Formation au logiciel de contrôle non destructif CIVA : description du module de calcul d'échos « Réponse Défaut » (présentation de la théorie des modèles ultrasonores développés).

5. Activités liées à l'administration

2010-2014 Membre du Conseil d'Unité du Département DISC (conseil réunissant des représentants du personnel et de la direction)
2003 Participation à l'organisation des élections des délégués du personnel du centre CEA Saclay

6. Activités liées à la recherche

1. Participation à des comités, Editorial boards, organisation de colloques, séminaires, ...

Participation à des comités ou actions de veille stratégique ou technologique

2010-2014 Participation à la rédaction des **rapports scientifiques** et **des faits marquants de l'Institut CEA/LIST**.

2013 Mise en œuvre d'études de validations numériques de modèles ultrasonores pour des **commissions de qualification industrielles**.

2012 **Avis d'expert CEA** portant sur la réflexion « Grands Challenges de la Direction de la Recherche Technologique (DRT) à l'horizon 2025 » : définir les futurs démonstrateurs des grands projets transversaux de la DRT.

2003-2013 Participations à des **benchmarks internationaux (World Federation of NDE Centers)** : comparaisons de modèles ultrasonores avec l'expérience et les simulations d'autres centres de recherche (<http://www.extende.com/fr/validation/benchmarks-qnde>).

Organisation de congrès

2008 **Organisateur de la Session « Ultrasons (hors ondes guidées) » du séminaire CIVAMONT2012**.

2002 **Co-organisation de la 1^{ère} Journée des Thèses de l'Institut LIST du CEA/DRT**

Evaluation d'articles scientifiques

Activités d'expertise pour les revues ou ouvrages internationaux à comité de lecture (20 articles évalués) :

**Geophysical Journal International (1),
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control (3),
Ultrasonics (2),
Open Journal of Acoustics (11),
Measurement (1),
Ultrasonic Wave Propagation in Non Homogeneous Media, Springer Proceedings in Physics, Vol. 128,
2009 (2).**

2. Programmes d'échanges, collaborations, réseaux internationaux, projets nationaux et Européens

Collaborations avec des laboratoires universitaires français

- **LAUM (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine)** : dans le cadre des thèses de Bo LU et Audrey KAMTA DJAKOU (diffusion d'ondes par des défauts); un article de revue publié en commun, trois soumis et un en cours de rédaction.

- **l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) de Bordeaux** : dans le cadre de la thèse d'Adrien FERRAND (propagation d'ondes de tête); un article de revue publié, un en cours de rédaction.
- **LMA/ Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique** (UPR CNRS/Univ. Aix) : collaboration contractuelle pour développement de méthodes de simulation de la propagation dans les bétons.

Collaborations avec des laboratoires universitaires ou centres de recherches étrangers

- Responsable scientifique d'un contrat de collaboration avec Wave and Field Research Group de **London South Bank University** : un article de revue publié.
- Responsable administratif et scientifique d'un contrat de collaboration avec **Sound Mathematics Ltd** dirigé par L. FRADKIN : deux articles de revue publiés, deux soumis. Un contrat supplémentaire, relatif à la validation d'une méthode d'imagerie par reconstruction de défauts, vient d'être signé.
- Ames Iowa State University : collaboration avec **Art Gautesen**, 1 article de revue et 4 actes à comité de lecture

Réseaux nationaux

- Participation à quelques réunions du GT1 (Modélisation des phénomènes de diffraction et de propagation électromagnétique et acoustique) du GDR Ondes.

Réseaux internationaux

- **Représentant du CEA** au sein du **groupe de recherches européen GDRE Ultrasons 2501** pour les thématiques « Diffusion multiple et Bruit de structure » (2003-2006) " et "Inversion, Imagerie et caractérisation de défauts" (2007). Participation régulière aux colloques/réunions/assemblées générales du GDRE depuis 2006.

Participation à l'animation des **projets d'abondement Carnot CIVAMONT2012 et 2020** (partenariat entre CEA-LIST et des laboratoires universitaires européens afin d'intégrer leurs codes dans le logiciel CIVA ou d'initier des collaborations sur des recherches amont en simulation du CND). Un réseau de laboratoires académiques associés aux évolutions de CIVA a été créé par le DISC. J'ai notamment été en 2008 lors de la mise en place le responsable du groupe thématique dédié à la simulation ultrasonore (hors ondes guidées). Parmi les collaborations en ultrasons, le Laboratoire Roberval (UTC Compiègne) et l'Institut Fraunhofer ITWM...

Taches (en modélisation/validation/veille bibliographique) effectuées pour les projets suivants:

Projets nationaux (ANR, régions, industriels)

- Participation à l'animation du projet CIVAMONT2012 : abondement Carnot issu du soutien financier de l'ANR.
- Projet SISTAE (<http://www.ndt.net/article/cofrend2008/papers/116.pdf> et http://www.agence-nationale-recherche.fr/projet-anr/?tx_lwmsuivibilan_pi2%5BCODE%5D=ANR-06-TLOG-0004)
 - o Simulation du bruit de structure et calculs d'échos de défaut.
- Projet ECO CND : (http://www.ixtrem.fr/pdfs/programmes/7_1_Les_ondes_guidées_ultrasonores_precurseurs_des_nouvelles_ecotechnologies_CND.pdf)
 - o Modélisation de l'interaction d'ondes de surface avec des défauts.
- J'ai aussi participé dans le cadre du réseau CIVAMONT au suivi scientifique des travaux du LAUM au sein du projet IROQUA CASSIS, financé par la Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace (FRAE) :
 - o Contrôle non destructif (CND) pour les matériaux composites en aéronautique.
- Mise à disposition de mes développements en calculs d'échos pour les multiéléments et capteurs flexibles au sein des plates-formes partenariales GERIM 1 et 2, financée par la région Ile de France (<http://www-civa.cea.fr/civa-plateforme-dexpertise-en-cnd/projets-civa/projet-gerim-2/>)
- Projet industriel tripartite :
Participation aux actions entreprises dans le cadre du projet industriel national tripartite (CEA, EDF, AREVA) en R&D **TECNA** (Technologie Sodium) qui a notamment pour objectif le développement de techniques innovantes pour la surveillance des réacteurs nucléaires refroidis au sodium liquide : dans le cadre de la thèse de Bo LU ou d'expertise pour les actions définies dans le projet.

Projets européens

- Projet **PICASSO** : (<http://www.picasso-ndt.eu/team>)
 - o Modélisation de la réponse d'inclusions solides ; comparaison numérique de modèles.
 - o Simulation de bruit de structure (voir section 7.2 dans <http://www.picasso-ndt.eu/sites/picasso-ndt.eu/files/Manuscript%20NDT%202010%20-%20PICASSO.pdf>)

3. Actions de valorisation, brevets, logiciels/matériels diffusés, autres réalisations...

Participation au développement et à la diffusion de la plate-forme logicielle CIVA du CEA/LIST :

La plateforme logicielle CIVA (<http://www-civa.cea.fr>) capitalise depuis le début des années 1990 les développements théoriques (modélisation), logiciels et algorithmiques (simulation des techniques d'inspection, reconstruction, imagerie) menés dans le département DISC du CEA/LIST. Dans un même environnement, CIVA rassemble des modules de simulation et d'analyse qui portent sur différentes techniques de contrôle non destructif : méthodes ultrasonores, électromagnétiques (courants de Foucault) et radiographiques (X, gamma, tomographie). CIVA est un logiciel commercial distribué à l'international principalement par la société EXTENDE (<http://www.extende.com/fr/>), spin-off du département créée en 2009.

De mon arrivée en thèse en 1999 à 2015, six versions majeures du logiciel (de Civa 6 à Civa 11) ont été diffusées, accompagnées de quelques versions intermédiaires. Ma participation a consisté en les :

- Développement de modèles de calculs d'échos simulant complètement une inspection ultrasonore : essentiellement intégration de nouveaux modèles de diffusion des ondes ultrasonores par des défauts, délimitation de leur domaine de validité physique pour spécification des bridages des interfaces homme-machine, étapes de debug régulières et plus soutenues avant livraison de version.
- Mise à disposition de versions CIVA spécifiques livrées à certains industriels dans le cadre de projets : intégration de développements particuliers et urgents pas forcément disponibles ensuite dans les versions standard.
- Validation numérique et expérimentale des modèles ultrasonores de Civa (depuis 2010) : <http://www.extende.com/fr/validation/validation-du-module-ut>.
- Co-responsabilité du support client au sein du CEA/LIST : réponse aux questions clients relatives aux limites d'applicabilité des modèles par l'intermédiaire du site club web des utilisateurs de CIVA et d'EXTENDE.
- Rédaction du manuel utilisateur de CIVA.
- Rédaction, pour valorisation des modèles de CIVA, d'articles et de rapports techniques diffusés sur sites CIVA et EXTENDE.

Brevets

M. Darmon, A Ferrand, S. Chatillon, « Méthode algorithmique de tracé de rayons pour la simulation de l'inspection ultrasonore d'un composant quelconque et contenant des défauts de structure », brevet FR3009406 publié le 6/02/2015 par l'INPI.

4. Administration liée à la recherche

2010-2014	Responsable des projets collaboratifs entre CEA/LIST et Sound Mathematics Ltd
2010-2014	Responsable de la Validation Numérique des modèles ultrasonores de CIVA au sein du Laboratoire de Validation et de Test puis ensuite au sein du Groupe transverse de validation de CIVA.
2006-2010	Responsable du projet collaboratif entre CEA/LIST et London South Bank University
2003-2010	Responsable des développements logiciel en calculs d'échos de CIVA.

7. Encadrement

2. Encadrement de thèses (3):

J'ai assuré ou assure l'encadrement au CEA, avec la collaboration d'un directeur de thèse universitaire, des trois thèses suivantes, se déroulant intégralement au CEA :

2008-2011	- Bo LU (taux d'encadrement 80%) : Doctorat d'Acoustique de l'École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture (SPIGA), en collaboration avec le LAUM (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine), Modélisation de la propagation et de l'interaction d'une onde acoustique pour la télémétrie de structures complexes. Directrice de thèse : Catherine POTEL (LAUM). Soutenu le 07/11/2011.
------------------	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Bo LU a été embauché au sein de la société M2M, start-up partenaire du DISC proposant des systèmes CND multi-éléments ; Bo LU est désormais directeur général de M2M China (technologies multi-éléments).

2011-2014 - Adrien FERRAND (**taux d'encadrement 80%**) : Doctorat de Mécanique de l'Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur de l'Université Bordeaux 1, en collaboration avec l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie I2M, Développement de modèles asymptotiques en CND US : interaction des ondes élastiques avec des irrégularités géométriques et prise en compte des ondes de tête. Directeur de thèse : Marc DESCHAMPS (I2M). Soutenue le 13/05/2014. Adrien FERRAND est actuellement expert scientifique et concepteur logiciel à EcoMundo (maîtrise du risque lié aux substances chimiques).

2013-2016 - Audrey KAMTA DJAKOU (**taux d'encadrement 80%**) : Doctorat en cours d'Acoustique de l'École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture (SPIGA), en collaboration avec le LAUM (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine), Modélisation des effets de diffraction pour le calcul des échos de géométrie en CND par ultrasons. Directrice de thèse : Catherine POTEL (LAUM).

2003-2009 **Utilisation directe de mes codes de calcul dans des thèses** (R. CROCE 2003 et S. DEYDIER 2006 : diffusion par des amas de porosités; V. DORVAL 2009 : modèles Born modifié, SOV et de bruit) et **soutien technique à des travaux de thèse** (G. HAIAT 2004, N. EL YADARI 2005 et A. FIDAHOUSSEN 2012 : approximation de Kirchhoff).

3. Encadrement de Post-Docs (3):

Pour les deux premiers post-docs cités, encadrement à 100%.

2004-2005 Frédéric JENSON (embauché en 2005 au CEA/LIST, devenu chef du projet CIVA et désormais chef de laboratoire au DISC) : modélisation du bruit de structure dans les bétons

2006 -2008 Guillaume HUET : influence des ondes de tête dans les échos de coin.

2006-2010 Encadrant CEA de Victor ZERNOV (London South Bank Univ./CEA) en collaboration avec Larissa FRADKIN : modèles asymptotiques de diffraction par des défauts.

2006-2009 **Soutien technique** au Post-Doc de B. ISSENMANN (acoustique géométrique et modèle Kirchhoff pour simuler des réflexions multiples dans des pièces complexes).

4. Encadrement de stages (10):

Encadrement à 100% de :

- **4 stages de 2ème année MATMECA** dont 3 se concrétisant par l'intégration de modèles (GTD3D, SOV 2D, GTD à l'angle critique) dans CIVA :

2006 Julien THUILLIEZ : Modélisation de l'interaction faisceau défaut pour des défauts plans désorientés

2007 Axel BOURGADE : Modèle analytique exact de diffraction d'une onde plane ultrasonore par des cavités

2008 Tahre JENTOUBI : Modélisation de l'interaction entre une onde ultrasonore et un défaut en 2D et en 3D.

2014 Yu-Lin HUANG : Implémentation et validation d'une méthode numérique pour la diffraction d'ondes ultrasonores autour de l'angle critique

- **1 stage de Master1/2ème année ENS CACHAN :**

2015 Philippe DE BRABANDER : Modélisation des ondes de tête sur surfaces irrégulières.

- **1 stage de Césure (6mois) après 2ème année SUPELEC :**

2014-2015 Julien JACQUOT : Méthode de déconvolution appliquée à un signal expérimental pour l'obtention d'un signal d'entrée pour les modules de simulation

- **1 stage de Master 2** : contrôle non destructif des matériaux et structures (CNDMS), Bordeaux 1.

2010 Steve Moses DJAFA TCHUSPA : Modélisation de l'interaction d'une onde de tête ultrasonore avec un défaut

- **1 stage de fin d'étude MATMECA :**

2013 Audrey KAMTA DJAKOU : Etude en élastodynamique des « corrections uniformes » de la Théorie Géométrique de la Diffraction.

Participation à l'encadrement :

- d'un stage de fin d'études CENTRALE LYON :**
2003 Alexandre GARNIER : Calcul du coefficient de diffraction de Kirchhoff en trois dimensions d'un défaut plan dans un milieu élastique, homogène et isotrope
- d'un stage de 2ème année MATMECA :**
2012 Florian PERPETUE : A new C++ library for computing 3D GTD diffraction coefficients of a semi-infinite crack embedded in an isotropic medium

7. Langues et Informatique

- Anglais** Bon niveau à l'écrit et à l'oral : 2 années (2008/2009) de formation en "Anglais Conversation" (niveau 3A); TOEFL : 580 pts (1998). Séjour linguistique d'un mois dans une famille anglaise avec cours (1996).
- Allemand** Connaissances non réactualisées.
- Informatique** Connaissance approfondie du logiciel Matlab, des langages C et C++ (3 formations en C et C++ depuis 2000, intégration de modèles en C++ dans le logiciel de simulation CIVIA), Fortran, Pascal.

8. Autres activités

- Théâtre :** Acteur amateur (19 pièces jouées) avec à 15 reprises un 1^{er} rôle comme Cyrano, Harpagon, Gargantua ou Zadig.
- Autres loisirs :** théâtre, volley-ball, randonnées, roller.
- Prévention et secours civiques de niveau 1 (PSC 1).**
- Membre de la Société Française d'Acoustique (SFA).**

9. Liste de publications et communications

45 publications (8 publiées et 4 soumises – dont 3 en révision - dans des revues à comité de lecture, 2 contributions à des livres faisant suite à une conférence, 30 actes de congrès avec comité de lecture, thèse), un brevet, 46 communications (30 avec actes) et 16 rapports de recherches.

1. Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

1. M. Darmon, V. Dorval, A. Kamta Djakou, L. Fradkin, and S. Chatillon, "A System Model for ultrasonic NDT based on the Physical Theory of Diffraction (PTD)," *Ultrasonics*, vol. 64, pp. 115–127, Jan. 2016.
2. A. Kamta Djakou, M. Darmon, and C. Potel, "Models for extending GTD to finite length defects," soumission à *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*.
3. A. Kamta Djakou, M. Darmon, and C. Potel, "The Uniform geometrical Theory of Diffraction for elastodynamics: plane wave scattering from a half-plane," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 138, no. 5, pp. 3272–3281, Nov. 2015.
4. L. J. Fradkin, M. Darmon, S. Chatillon, P. Calmon, "The triple singularity: a semi-numerical model for the near-critical angle scattering", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 139, no. 1, pp. 141–150, Jan. 2016.
5. B. Lu, M. Darmon, C. Potel, L. Fradkin, S. Chatillon "Numerical comparison of acoustic wedge models with application to Ultrasonic Telemetry", *Ultrasonics*, vol. 65, pp. 5–9, 2016.
6. A Ferrand, M. Darmon, S. Chatillon, M. Deschamps, "Modeling of ray paths of head waves on irregular interfaces in TOFD inspection for NDE", *Ultrasonics*, vol. 54 (7), pp. 1851–1860, 2014.
7. M. Darmon, S. Chatillon, "Main Features of a Complete Ultrasonic Measurement Model: Formal Aspects of Modeling of Both Transducers Radiation and Ultrasonic Flaws Responses", *Open Journal of Acoustics*, 2013, 3A, Sept. 2013
8. V. Zernov, L. Fradkin, A. Gantesen, M. Darmon, "Wedge diffraction of a critically incident Gaussian beam", *Wave Motion*, 50 (4), pp 708–722, 2013.
9. B. Lu, M. Darmon, C. Potel, "Stochastic simulation of the high-frequency wave propagation in a random medium", *J. Appl. Phys.* 112, 054902 (2012).
10. V. Zernov, L. Fradkin, M. Darmon, "A refinement of the Kirchhoff approximation to the scattered elastic fields

", Ultrasonics, 52, Volume 7, (2012), pp 830–835.

11. S. Mahaut, M. Darmon, S. Chatillon, F. Jenson, P. Calmon, "Recent advances and current trends of ultrasonic modelling in CIVA", Insight, 51(2), (2009).
12. M. Darmon, P. Calmon, B. Bele, "An integrated model to simulate the scattering of ultrasounds by inclusions in steels", Ultrasonics, 42, pp. 237-241 (2004).

2. Brevet

1. M. Darmon, A Ferrand, S. Chatillon, « Méthode algorithmique de tracé de rayons pour la simulation de l'inspection ultrasonore d'un composant quelconque et contenant des défauts de structure », brevet FR3009406 publié le 6/02/2015 par l'INPI. <http://bases-brevets.inpi.fr/fr/document/FR3009406.html>

3. Mémoire de thèse

M. Darmon, "Etude de l'interaction ondes-réfecteurs en vue de la caractérisation et la différenciation de défauts métallurgiques", Thèse de l'Université Paris 7 (2002).

2. Contribution à des chapitres de livres faisant suite à une conférence

1. G. Huet, M. Darmon, A. Lhémy and S. Mahaut, "Modelling of corner echo ultrasonic inspection with bulk and creeping waves", in Ultrasonic Wave Propagation in Non Homogeneous Media, Springer Proceedings in Physics, Vol. 128, Springer Berlin 2009, pp. 217-226
2. M. Darmon, N. Leymarie, S. Chatillon, S. Mahaut, "Modelling of scattering of ultrasounds by flaws for NDT", in Ultrasonic Wave Propagation in Non Homogeneous Media, Springer Proceedings in Physics, Vol. 128, Springer Berlin 2009, pp.61-71.

3. Communications dans des congrès internationaux à comité de lecture et avec actes

1. G. Toullelan, R. Raillon, S. Chatillon, V. Dorval, M. Darmon, and S. Lonné, "Results of the 2015 UT Modeling Benchmark Obtained with Models Implemented in Civa," AIP Conf. Proc., To be Published in 2016.
2. A. Kamta Djakou, M. Darmon, C. Potel, "Elastodynamic models for extending GTD to penumbra and finite size flaws", AFPAC 2015 (Fréjus), soumis à J. Phys.: Conf. Ser.
3. A. K. Djakou, M. Darmon, and C. Potel, "Elastodynamic Models for Extending GTD to Penumbra and Finite Size Scatterers," Phys. Procedia, vol. 70, pp. 545–549, 2015.
4. M. Darmon, A. Ferrand, V. Dorval, S. Chatillon, and S. Lonné, "Recent modelling advances for ultrasonic TOFD inspections," in AIP Conference Proceedings, 2015, vol. 1650, pp. 1757–1765.
5. V. Dorval, M. Darmon, S. Chatillon, and L. Fradkin, "Simulation of the UT inspection of planar defects using a generic GTD-Kirchhoff approach," in AIP Conference Proceedings, 2015, vol. 1650, pp. 1750–1756.
6. A Ferrand, M. Darmon, S. Chatillon, M. Deschamps, "Modelling of waves propagation on irregular surfaces using ray tracing and GTD approaches: Application to head waves simulation in TOFD inspections for NDT" J. Phys.: Conf. Ser., 2014, vol. 498, p. 012011.
7. L Fradkin, M Harmer and M Darmon, "Edge Diffraction Coefficients around Critical Rays", J. Phys.: Conf. Ser., 2014, vol. 498, p. 012010.
8. M. Darmon, V. Dorval, L. Fradkin, S. Chatillon, "Generic GTD-Kirchhoff scattering model for the ultrasonic response of planar defects , 10th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components," Cannes, Oct 2013.
9. R. Raillon, G. Toullelan, M. Darmon, P. Calmon, S. Lonné, "Experimental study for the validation of CIVA predictions in TOFD inspections," 10th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components Cannes, Oct 2013.
10. R. Raillon, G. Toullelan, M. Darmon, P. Calmon, S. Lonné, « Validation of CIVA ultrasonic simulation in canonical configurations," WCNDT, Durban 2012.
11. B. Lu, M. Darmon, C. Potel, N. Leymarie, S. Chatillon, "Stochastic simulation for the propagation of high-frequency acoustic waves through a random velocity field", Review of Progress in QNDE, ed. by D. O.

- Thompson and D. E. Chimenti, AIP Conference Proceedings 1430, pp.1625-1632 (2012).
12. V. Dorval, S. Chatillon, M. Darmon and S. Mahaut, "A general Kirchhoff approximation for echo simulation in ultrasonic NDT", Review of Progress in QNDE, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti, AIP Conference Proceedings 1430, pp. 193-200 (2012).
 13. B. Lu, M. Darmon, C. Potel, V. Zernov, "Models Comparison for the scattering of an acoustic wave on immersed targets", J. Phys.: Conf. Ser., 353, 012009 (2012).
 14. V. Zernov, L.J. Fradkin, M. Darmon, "Application of the physical theory of diffraction in ultrasonic non-destructive evaluation", J. Phys.: Conf. Ser., 353, 012015 (2012).
 15. V. Zernov, A. Gautesen, L.J. Fradkin, M. Darmon, "Aspects of diffraction of a creeping wave by a back-wall crack", J. Phys.: Conf. Ser., 353, 012017 (2012).
 16. L. Fradkin, A. Gautesen, V. Zernov, M. Darmon, "Elastic wave diffraction by infinite wedges", J. Phys.: Conf. Ser. 269 012021, 2011.
 17. M. Darmon, S. Chatillon, S. Mahaut, P. Calmon, L. J. Fradkin and V. Zernov, "Recent advances in semi-analytical scattering models for NDT simulation", J. Phys.: Conf. Ser. 269 012013, 2011.
 18. R. Raillon, S. Bey, A. Dubois, S. Mahaut and M. Darmon, "Results of the 2010 UT modelling benchmark obtained with CIVA: responses of backwall and surface breaking notches of various sizes", Review of Progress in QNDE, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti, AIP Conference Proceedings 1335, pp. 1777-1784 (2011).
 19. S. Mahaut, S. Chatillon, M. Darmon, N. Leymarie, R. Raillon and P. Calmon, "An overview of ultrasonic beam propagation and flaw scattering models in the Civa software", Review of Progress in QNDE 29, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti (AIP Conference Proceedings [1211](#)), pp. 2133-2140.
 20. R. Raillon, S. Bey, A. Dubois, S. Mahaut and M. Darmon, "Results of the 2009 UT modelling benchmark obtained with CIVA: responses of notches, side-drilled holes and flat bottom holes of various sizes" Review of Progress in QNDE 29, ed D O Thompson and D E Chimenti (Melville: AIP Conf. Proc. 1211) pp.2157-2164.
 21. S. Mahaut, G. Huet, and M. Darmon, "Modelling of corner echo in UT inspection combining bulk and head waves effect" , Review of Progress in QNDE, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti, AIP Conf. Proc. 1096 (2009), pp. 73-80.
 22. M. Darmon, S. Chatillon, S. Mahaut, L. J. Fradkin and Art Gautesen, "Simulation of disoriented flaws in a TOFD technique configuration using GTD approach", Review of Progress in QNDE 27, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti, (AIP Conference Proceedings) (2008), pp. 155-162.
 23. S. Chaffaï, M. Darmon, S. Mahaut, R. Menand, "Simulations tools for TOFD inspection in Civa software", Proceedings of 6th ICNDE, October 8th-10th, 2007, Budapest, Hungary.
 24. S. Mahaut, M. Darmon, P. Benoist, L. J. Fradkin and A. Gautesen, "TOFD inspection simulation using Civa software", BINDT 2007.
 25. M. Cinquin, S. Lonné, R. Raillon, M. Darmon, S. Mahaut, L. Le Ber, "Results of the 2005 UT Modelling Benchmark Obtained with the CIVA Software Developed at the CEA", Review of Progress in QNDE 25, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti (AIP Conference Proceedings 820, Brunswick, 2006), pp. 1828.
 26. O. Diligent, S. Chatillon, M. Darmon, A. Lhémy and S. Mahaut, "Results of the 2004 UT modeling benchmark obtained with the CIVA software developed at the CEA", Review of Progress in QNDE 24, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti (AIP Conference Proceedings 760, Melville, 2005), pp. 1843-1850.
 27. M. Darmon, P. Calmon and B. Bèle, "Modelling of the ultrasonic response of inclusions in steels", Review of Progress in QNDE 22, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti (AIP Conference Proceedings 657, Melville, 2003), pp. 101-108.

4. Communications dans des congrès nationaux à comité de lecture et avec actes

1. B. Lu, M. Darmon, C. Potel, L. Fradkin, "Modélisation de la propagation et de l'interaction d'une onde acoustique pour la télémétrie de structures complexes", Actes des Journées Cofrend, Dunkerque, 2011
2. B. Lu, M. Darmon, C. Potel, "Une aberration statistique de phase pour la modélisation de la propagation ultrasonore en milieu faiblement inhomogène et aléatoire ", 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, 2010.
3. S. Chaffai, M. Darmon, S. Mahaut, R. Menand, "TOFD inspection simulation using Civa software", Proceedings Congrès COFREND 2008.

5. Communications à des conférences internationales et nationales sans actes

1. A. Kamta Djakou, M. Darmon, C. Potel, " The uniform Theory of Diffraction (UTD) for elastic wave scattering from a half-plane," GDRE Ultrasons 2014.
2. A Ferrand, M. Darmon, S.Chatillon, M. Deschamps, "Modeling of ray paths of head waves on irregular interfaces in TOFD inspection for NDT", GDR Ultrasons 2012.
3. A Ferrand, M. Darmon, S.Chatillon, M. Deschamps, " Modélisation de la propagation des ondes de tête ultrasonores sur des géométries irrégulières en inspection TOFD", JAPSUS 013.
4. A Ferrand, M. Darmon, S.Chatillon, M. Deschamps, "Modeling of ray paths of head waves on irregular interfaces in TOFD inspection for NDT", GDR Ultrasons 2012.
5. B. Lu, M. Darmon, V. Zernov, C. Potel, « Modélisation de la propagation et de l'interaction d'une onde acoustique pour la télémétrie de structures complexes, » Conférence du GDR Ondes 2011, Nice, 2011
6. G. Huet, M. Darmon "Modelling of the interaction between creeping wave and a backwall breaking rectangular flaw", Anglo-French Physical Acoustics Conference (AFPAC), Jan 2008, Ashford (UK).
7. M. Darmon, L. J. Fradkin, L.de Roumilly, S. Bey "A GTD approach for the modelling of diffraction echoes generated by disoriented flaws in a TOFD configuration", Anglo-French Physical Acoustics Conference (AFPAC), Jan 2007, Fréjus.
8. M. Darmon, P. Calmon, B. Bele, "Modélisation de la réponse ultrasonore de défauts inclusionnaires présents dans des produits sidérurgiques.", 8èmes journées d'Acoustique Physique Sous-Marine et Ultrasonore (JAPSUS), mars 2003, (Cargese).
9. Michel Darmon, Pierre Calmon, Bertrand Bèle, "Modelling of the ultrasonic response of inclusions in steels", 1st Anglo-French Physical Acoustics Conference (AFPAC), déc 2001, Wye (GB).
10. M. Darmon, P. Calmon, B. Bele, "Modélisation de la réponse ultrasonore de défauts inclusionnaires présents dans des produits sidérurgiques.", 7èmes journées d'Acoustique Physique Sous-Marine et Ultrasonore (JAPSUS), mars 2001, (Marseille).

6. Séminaires, workshops

1. S. Chatillon, M. Darmon, A. Lhemery, N. Leymarie, "2009 UT meeting: Overview of work in progress in CIVA", 3rd CIVAMONT conference, meeting of the scientific committee of the project CIVA2012, 2009.
2. M. Darmon, "Ultrasonic Modelling: Work in progress in CIVA", 2nd CIVAMONT conference, meeting of the scientific committee of the project CIVA2012, 2008.
3. M. Darmon, "Modelling for NDT of the scattering of ultrasounds by flaws", workshop on forward models of propagation and interaction with finite-sized defects, organized jointly by the "composite" group "Inversion, Imaging, and characterization of defects" of the GDR 2501 "Research on Ultrasound Propagation for NDT", 5th October 2007.
4. M. Darmon, F. Jenson, P. Calmon, "Modélisation du bruit de structure et de l'atténuation ultrasonore pour des applications en contrôle non destructif", journée spécialisée "Diffusion/Diffraction Multiple : Modèles, Imageries, et Applications" des GT1 « Modélisation des phénomènes de diffraction et de propagation électromagnétique et acoustique » et GT3 « Imagerie et inversion » du GDR ONDES & GDR ULTRASONS à Supélec, 2 mars 2006.
5. P. Calmon, M. Darmon, F. Jenson, "Ultrasound scattering models for prediction of attenuation and noise in

different NDT applications", Journée de communications en "diffusion ultrasonore dans les milieux complexes", 22 nov 2005.

6. O. Paris, P. Calmon, M. Darmon, F. Jenson, "Outils de modélisation dans les bétons : propagation, bruit de structure et applications multi-éléments", Journée de communications en "modélisation de la propagation des ultrasons dans les bétons", juin 2005.

7. Rapports de recherche

1. M. Darmon, Rapport technique CEA à publier, " VALIDITY OF THE CIVA KIRCHHOFF & GTD MODEL"
2. M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LSMA/14 RT260, " VALIDITY OF THE KIRCHHOFF APPROXIMATION FOR SMALL FLAWS "
3. M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LSMA/14 RT262 April 2014, "THE KIRCHHOFF APPROXIMATION "
4. M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LSMA/13 RT211 Juillet 2013, "REVIEW OF FLAW SCATTERING MODELS »
5. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT151 Septembre 2012, " CARATERISATION EXPERIMENTALE DE CIVA, CONTROLE ULTRASONORE DE DEFAUTS PLANS VERTICAUX DEBOUCHANT EN FOND DE PIECE, MODE LONGITUDINAL»
6. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT149 Mars 2012, "CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU MODULE ULTRASONS « REPOSE DEFAUTS » DE CIVA10, ECHOS DIRECTS DE TROUS A FOND PLAT »
7. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT148 Janvier 2012, "VALIDATION OF CIVA, ULTRASONIC TESTING OF VERTICAL BACK-WALL BREAKING NOTCHES, TRANSVERSE MODE»
8. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT127 Mars 2012, " EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF CIVA10, ULTRASONIC TESTING DEFECT RESPONSE MODULE, FLAT BOTTOM HOLES DIRECT ECHOES »
9. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT126 Mars 2012, " VALIDATION OF CIVA10.0, ULTRASONIC TESTING DEFECT RESPONSE MODULE, SIDE DRILLED HOLES DIRECT ECHOES "
10. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT125 Mars 2012, " VALIDATION DE CIVA, CONTROLE ULTRASONORE DE DEFAUTS PLANS VERTICAUX DEBOUCHANT SUR DES FONDS INCLINES"
11. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT124 Mars 2012, " VALIDATION DE CIVA, CONTROLE ULTRASONORE DE DEFAUTS PLANS VERTICAUX DEBOUCHANT, MODE LONGITUDINAL"
12. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/12 RT110 Janvier 2012, " VALIDATION DE CIVA, CONTROLE ULTRASONORE DE DEFAUTS PLANS VERTICAUX DEBOUCHANT EN FOND DE PIECE, MODE TRANSVERSE »
13. M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/11 RT 052 Janvier 2011, "PHYSICAL DEFINITION OF UT MODELLING INPUTS AND OUTPUTS IN CIVA"
14. M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/11 RT 054 Mars 2011, " PHYSICAL DEFINITION OF UT MODELLING INPUTS AND OUTPUTS IN CIVA – Complete Version »
15. R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, Rapport technique CEA DISC/LVT/11 RT 053 Dec. 2010, "VALIDATION DE CIVA10.0 -MODULE ULTRASONS REPOSE DEFAUT - DOC. N°1".
16. M. Darmon, P. Calmon, RT CEA 2003, « Modélisation dans Mephisto du contrôle non destructif ultrasonore de défauts inclusionnaires ».

CHAPITRE 2 : MODELISATIONS COMPLETES D'INSPECTIONS ULTRASONORES

2.1. RESUME

Les travaux présentés dans ce premier chapitre ont eu pour vocation de proposer des modélisations complètes d'inspections ultrasonores. Une simulation d'une expérience de CND par ultrasons se doit de simuler le contrôle sous la forme la plus représentative de l'acquisition expérimentale : tous les échos issus d'interaction d'ondes avec des défauts ou structures de la pièce à inspecter doivent être reproduits le plus fidèlement possible. Une telle simulation nécessite donc de rendre compte de tous les éléments d'une chaîne de mesure ultrasonore.

Les travaux ont d'abord consisté à établir rigoureusement et à généraliser un modèle complet et générique de calcul d'échos en ondes de volume issus de défauts ou de structures (partie 2.2.). Le modèle développé s'applique aux modèles semi-analytiques de diffusion par des défauts décrits dans le chapitre 3 (« diffusion par des défauts et structures »).

Pour modéliser certains phénomènes particulièrement complexes comme les ondes de tête, d'autres modèles de calcul d'échos fondés sur une approche « rayons » ont aussi été développés. Les ondes de tête sont des ensembles d'ondes de nature complexe générées notamment par réflexion/réfraction pour des incidences aux angles critiques [1]. La modélisation analytique des ondes de tête dans la littérature se cantonne essentiellement au domaine de la sismologie et à un modèle analytique d'ondes de tête sur surface plane pour une onde incidente sphérique [2]–[5], invalide en cas d'interférences avec des ondes de volume. Un premier modèle semi-empirique de calcul d'échos de coin de défaut avec prise en compte des ondes de tête et de leurs interférences avec des ondes réfléchies a été proposé (section 2.4.3.) et ouvre de nombreuses perspectives d'amélioration [1], [6]. Dans le cas d'interfaces irrégulières, la littérature existante en modélisation, cantonnée exclusivement à la géophysique, était pauvre en solutions analytiques [7], [8] ou employait des éléments finis [9]; dans la thèse d'A. FERRAND [10] (section 2.4.2.), un modèle de tracé de rayons breveté [11] a alors permis de mettre en évidence sans ambiguïté la propagation à la fois surfacique et volumique des ondes de tête et de définir les modèles rayons d'amplitude adéquats (décrits en 3.3.2.).

2.2. MODELISATION COMPLETE D'UNE INSPECTION

Le modèle d'échographie de défauts développé [12] présente des similitudes avec celui décrit par Schmerr [13]), mais aussi des différences importantes. La liaison entre la modélisation du champ et celle de la diffusion par un défaut est réalisée à l'aide d'un simple principe de réciprocité des champs des capteurs. En outre, le choix du signal d'entrée de simulation proposé est très pratique : il est tout simplement l'écho spéculaire expérimental sur une grande cible ou un défaut plan étalon; contrairement à la procédure de Schmerr [13]), il n'est pas nécessaire d'effectuer une déconvolution spectrale pour obtenir le signal d'entrée. Dans cette section, ces deux modèles de réponses de défauts sont décrits et comparés.

2.2.1. *La chaîne de mesure ultrasonore*

L'inspection ultrasonore d'un défaut au sein d'un matériau s'effectue soit en immersion, comme décrit par Schmerr en Figure 2.1, soit au contact de la pièce à inspecter. La chaîne d'acquisition fait intervenir un générateur (pulser) qui envoie le signal électrique souhaité, un transducteur émetteur qui transforme le signal électrique en onde mécanique à l'aide d'une pastille piézo-électrique, un transducteur en réception qui reçoit les ondes diffusées par le défaut et les traduit en signal électrique, et un dispositif récepteur permettant d'analyser les signaux électriques reçus.

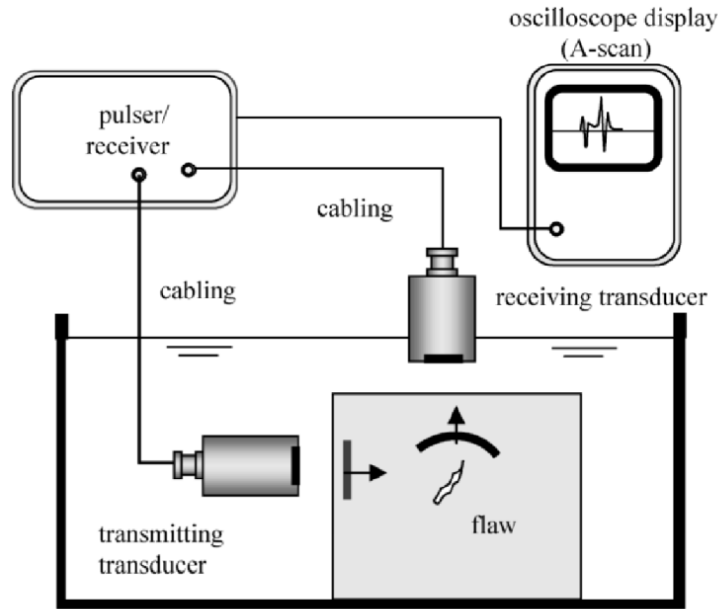


Figure 2.1 : Principe d'inspection en immersion d'un défaut (reproduite de [13]).

Le signal acquis par le récepteur, qui permet de mesurer expérimentalement la réponse du défaut, est affecté par tous les composants de la chaîne d'acquisition. Une inspection ultrasonore comprend donc différents processus qui font le lien entre la tension en entrée V_i et celle en sortie V_R comme montré par Schmerr (Figure 2.2).

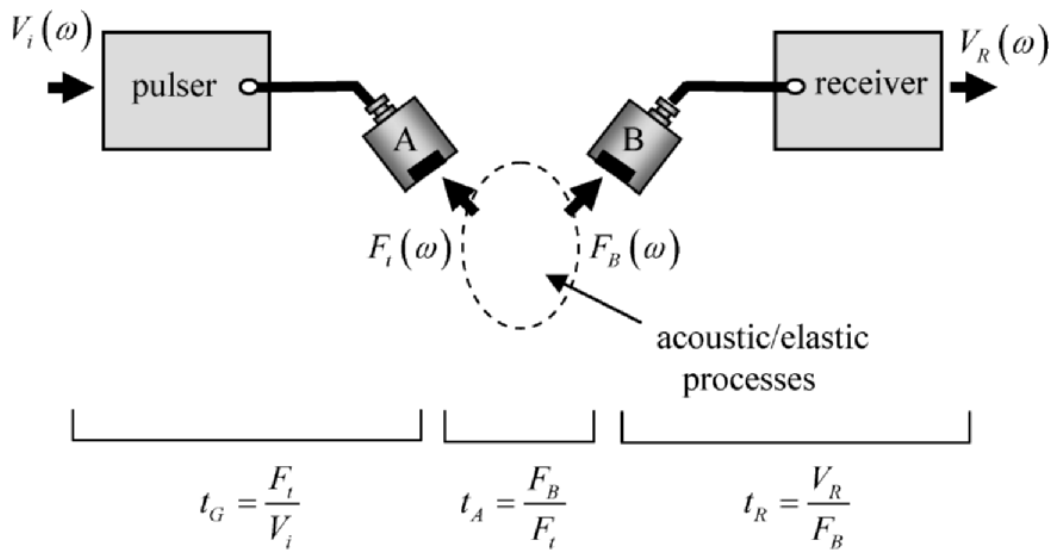


Figure 2.2 : Les différents composants de la chaîne d'acquisition ultrasonore (reproduite de [13]).

Ces composants sont classiquement modélisés séparément [13]. Le signal électrique en sortie (c.à.d. l'écho d'un défaut dans la terminologie CND) est dans le domaine fréquentiel, ω étant la pulsation :

$$V_R(\omega) = t_G(\omega)t_R(\omega)t_A(\omega)V_i(\omega). \quad (1)$$

Explicitons les grandeurs et termes mis en jeu en Figure 2.2 et dans l'éq. (1). $F_i(\omega)$ est la force s'exerçant sur la surface rayonnante de la pastille émettrice. La «force de fixation rigide» $F_B(\omega)$ est la force qui serait exercée sur le transducteur en réception si sa face avant était fixée de manière complètement rigide. En faisant l'hypothèse d'une interface rigide sur le transducteur, on montre qu'elle vaut deux fois la force exercée $F_M(\omega)$ correspondant aux ondes diffusées par le(s) défaut(s) noté(s) M (voir eq. (5.7) de Schmerr [13]) :

$$F_B(\omega) = 2 F_M(\omega). \quad (2)$$

Les termes $t_G(\omega)$ et $t_R(\omega)$ décrivent les fonctions de transfert de l'électronique (génération et réception d'impulsions, câblage) et des capteurs (transduction électro-acoustique) en émission et en réception. Seul le terme $t_A(\omega)$ qui décrit les phénomènes acoustiques et élastodynamiques (rayonnement, propagations, interactions avec des diffuseurs, réception) se produisant entre la surface de la pastille du capteur émetteur et celle du capteur récepteur est modélisé par le module « simulation d'inspection » ultrasonore de CIVA.

Ce modèle a donc la capacité d'exprimer théoriquement la force $F_M(\omega)$ s'appliquant sur la pastille réceptrice et due aux ondes diffusées par le défaut en fonction de la vitesse particulière acoustique $v_{em}(\omega)$ de la pastille émettrice. Ainsi, la force $F_M(\omega)$ s'appliquant sur la pastille réceptrice est modélisée dans CIVA grâce à une fonction de transfert notée t_A :

$$t_A(\omega) = \frac{F_M(\omega)}{v_{em}(\omega)}. \quad (3)$$

Par souci de simplicité, on donne ici et dans la suite une définition différente de celle de Schmerr pour $t_A(\omega)$ (Figure 2.2 : $t_A(\omega)$ relie $F_B(\omega)$ à $F_i(\omega)$) et donc aussi pour $t_G(\omega)$ et $t_R(\omega)$. Comme les grandeurs $F_i(\omega)$ et $v_{em}(\omega)$ (idem pour $F_B(\omega)$ et $F_M(\omega)$) sont simplement reliées entre elles par des paramètres structuraux, l'éq. (1) reste valable avec la nouvelle définition de $t_A(\omega)$.

Il est généralement supposé en modélisation du CND ultrasonore que la pastille émettrice se comporte comme un piston et que la vitesse de vibration $v_{em}(\omega)$ est normale et uniforme sur la surface de la pastille. La force $F_M(\omega)$ ne correspond pas au véritable écho $V_R(\omega)$ mesuré en sortie d'une chaîne d'acquisition lors d'une inspection et le modèle d'inspection de CIVA ne modélise ni l'électronique (génération et réception d'impulsions, câblage) ni la transduction électro-acoustique. Il est donc indispensable d'associer ce modèle à un étalonnage afin de rendre comparable à la mesure la simulation proposée.

2.2.2. Une modélisation simplifiée par l'emploi d'un étalonnage

Pour modéliser complètement une inspection, une calibration à l'aide d'un défaut ou d'une cible de référence est donc nécessaire. Il faut alors étudier le rapport du voltage reçu pour l'inspection courante par celui d'inspection du défaut de référence :

$$\frac{V_R(\omega)}{V_R^{ref}(\omega)} = \frac{t_G(\omega)t_R(\omega)t_A(\omega)}{t_G(\omega)t_R(\omega)t_A^{ref}(\omega)} \frac{V_i(\omega)}{V_i(\omega)} = \frac{t_A(\omega)}{t_A^{ref}(\omega)} = \frac{F_M(\omega)}{F_M^{ref}(\omega)}. \quad (4)$$

L'étude de ce rapport permet de s'affranchir de la modélisation des fonctions de transfert $t_G(\omega)$ et $t_R(\omega)$ de l'électronique et des capteurs, supposées être les mêmes lors de la mesure de référence et celle courante. Ce rapport des voltages est en effet égal à celui des termes $t_A(\omega)$ modélisés par le modèle « simulation d'inspection » de CIVA.

Plutôt que d'utiliser le rapport précédent en régime fréquentiel, le modèle de simulation d'inspection consiste à exprimer directement en régime transitoire le signal en sortie de l'inspection courante en fonction du signal de référence mesuré lors de l'étalonnage :

$$V_R(\omega) = V_R^{ref}(\omega) \frac{t_A(\omega)}{t_A^{ref}(\omega)}, \quad (5)$$

$$V_R(t) = V_R^{ref}(t) * t_A(t) * TF^{-1} \left[\frac{1}{t_A^{ref}(\omega)} \right], \quad (6)$$

où TF^{-1} représente la transformée de Fourier inverse. L'expression précédente simule complètement une inspection car elle modélise une grandeur mesurable par une expérience, le signal temporel $V_R(t)$ en sortie de l'inspection courante.

Son application consiste à :

- fournir en entrée le signal $V_R^{ref}(t)$ (voltage reçu issu du défaut de référence) qui contient toutes les signatures des capteurs et de l'électronique.
- calculer par la simulation la Réponse Impulsionnelle (RI) acousto-élastodynamique du défaut courant $t_A(t)$.
- effectuer une déconvolution par le filtre acousto-élastodynamique $t_A^{ref}(\omega)$ du défaut de calibration.

Par souci de simplicité, le défaut de référence est jusqu'à présent supposé être un diffuseur plan grand devant la longueur d'onde et pouvant donc être modélisé avec fiabilité par l'approximation de Kirchhoff (voir section 3.2.1.1). La déconvolution par $t_A^{ref}(\omega)$ revient alors simplement à une double intégration temporelle [12], ce qui constitue une optimisation logicielle en termes de temps de calcul.

Ce choix de supposer un grand défaut plan de référence peut néanmoins être préjudiciable lorsque l'étalonnage est en pratique réalisé sur un trou cylindrique ou sur un trou à fond plat de petite taille. En perspective (section 5.1.), nous verrons qu'un outil de déconvolution par d'autres modèles de diffusion que Kirchhoff est en développement.

2.3. MODELES COMPLETS DE REPONSES DE DEFAUTS

Dans cette section, nous nous intéressons uniquement aux modèles de réponses de défauts en ondes de volume. Les modèles proposés s'inscrivent dans le cadre de la simulation de la chaîne de mesure décrite à la section précédente et reposent donc sur le recours à un étalonnage. Nous nous attacherons à la modélisation de la RI $t_A(t)$ d'un défaut, laquelle traduit les phénomènes acousto-élastodynamiques se produisant entre la surface de la pastille du capteur émetteur et celle du récepteur.

2.3.1. Formalisme fondé sur la réciprocité des champs

Mes travaux ont permis d'établir rigoureusement le formalisme théorique du modèle complet d'inspection proposé historiquement [14] au sein du logiciel CIVA, de le rendre générique en vue de l'emploi de différents modèles de diffusion par des défauts et de l'associer à un étalonnage. Ce modèle est fondé sur un principe de réciprocité des champs entre l'émission et la réception explicité ci-après.

La formulation de la réponse impulsionnelle acousto-élastodynamique d'un défaut a été établie dans [12]. Elle repose sur deux approximations principales : les champs émis par les capteurs sont approchés par une « onde plane locale » (voir eq. (15) et (17)) et le défaut est supposé diffuser des ondes sphériques (voir eq. (10)). Pour calculer $t_A(t)$ à l'aide de (3), la force $F_M(t)$ appliquée sur la pastille réceptrice et due aux ondes diffusées par le point M du défaut est exprimée en régime impulsionnel en fonction de la vitesse particulière $v_{em}(t)$:

$$F_M(t) = 2\pi\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} v_{em}(t) * h_{em}(M, t) * A(M, t) * \tilde{h}_{re}(M, t), \quad (7)$$

où ρ_0 est la densité dans le matériau couplant.

Explicitons les termes de l'expression précédente dont la modélisation est détaillée dans [12]:

- le champ (en termes de potentiel de vitesse) rayonné au point M par l'émetteur $\Phi(M, t) = v_{em}(t) * h_{em}(M, t)$ est modélisé par un filtre de réponse impulsionnelle $h_{em}(M, t)$.

Dans l'exemple d'un rayonnement en ondes longitudinales après réfraction à une seule interface plane entre un milieu couplant (milieu séparant la pastille de la pièce) et le milieu de la pièce (solide élastique), ce champ est obtenu par dérivation de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld [12], [15] :

$$\Phi(M, t) = \int_{\text{pastille em}} C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_i) \frac{v_{em}(t - T_{em})}{2\pi R_{em}^{em}} ds = v_{em}(t) * h_{em}(M, t), \quad (8)$$

$$\text{où } h_{em}(M, t) = - \int_{\text{pastille em}} C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_i) \frac{\delta(t - T_{em})}{2\pi R_{em}^{em}} ds, \quad (9)$$

où δ est la distribution de Dirac, $C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_i)$ le coefficient de transmission à l'interface pour l'angle d'incidence θ_i (voir Figure 2.3), T_{em} le temps de parcours le long du trajet séparant le point source S (au centre d'un élément de surface ds sur la pastille émettrice) du point M , R_{em}^{em} , le facteur de divergence (grandeur homogène à une distance et traduisant la conservation de l'énergie lors de la réfraction [12], [15]) en émission du capteur émetteur. De manière générique, R_c^s est le facteur de divergence dans le sens de parcours s (émission vers la pièce ou réception vers le capteur) du capteur c (émetteur ou récepteur).

- $A(M, t)$ est l'opérateur de diffusion en onde sphérique par le défaut. Le potentiel de vitesse des ondes longitudinales (L) diffusées en un point M' (situé à une distance r de M) du milieu solide contenant le point M est supposé se mettre sous la forme :

$$\Phi^{diff}(M', t) = \frac{A(M, t)}{r} * \Phi\left(M, t - \frac{r}{c_L}\right), \quad (10)$$

où c_L est la vitesse de propagation des ondes L dans le milieu solide.

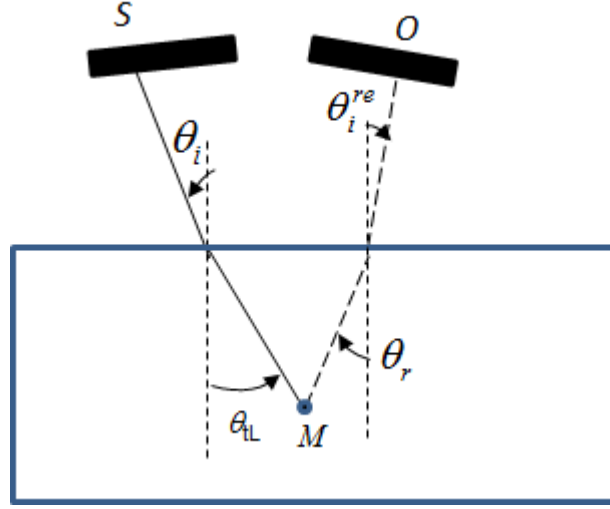


Figure 2.3 : Définition des angles d'incidence et de réfraction et des trajectoires des rayons reliant le point source S , le point de calcul de champ M et le point d'observation O .

- $\tilde{h}_{re}(M, t)$ est appelée la réponse impulsionnelle en réception et correspond à la sensibilité du récepteur à l'onde sphérique diffusée par le point M du défaut :

$$\tilde{h}_{re}(M, t) = - \left(\int_{\text{pastille re}} C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_r) \frac{\delta(t - T_{re})}{2\pi R_{re}^{re}} ds \right), \quad (11)$$

où $C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_r)$ est le coefficient de transmission à l'interface du milieu pièce vers milieu couplant pour l'angle d'incidence dans la pièce θ_r (voir Figure 2.3), T_{re} est le temps de vol du point M au point O sur la pastille réceptrice et R_{re}^{re} le facteur de divergence correspondant en réception du capteur récepteur [12].

On peut aussi définir une autre réponse impulsionnelle $h_{re}(M, t)$, celle du champ rayonné dans la pièce par le récepteur agissant comme un émetteur, comme le potentiel de vitesse produit au point M par le transducteur récepteur considéré comme un émetteur et soumis à une vitesse particulière $\delta(t)$:

$$h_{re}(M, t) = - \left(\int_{\text{pastille re}} C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_i^{re}) \frac{\delta(t - T_{re})}{2\pi R_{re}^{em}} ds \right) \quad (12)$$

où $C_t^{\Phi, \Phi}(\theta_i^{re})$ et R_{re}^{em} sont les coefficient de transmission à l'interface du milieu couplant vers le milieu pièce pour l'angle d'incidence θ_i^{re} dans le couplant (voir Figure 2.3) et facteur de divergence en émission du capteur récepteur correspondant au trajet de temps de vol T_{re} allant du point O sur la pastille réceptrice au point M .

Le champ rayonné par le récepteur (agissant comme un émetteur) au point M est directement $v_{re}(t) * h_{re}(M, t)$ en termes de potentiel de vitesse où $v_{re}(t)$ est la vitesse particulière du traducteur récepteur. $\tilde{h}_{re}(M, t)$ ne diffère de $h_{re}(M, t)$ que par le coefficient de transmission et le facteur de divergence qui sont calculés dans la direction allant du point M au transducteur et non dans la direction inverse. Dans [12], il est montré que la réponse impulsionnelle $\tilde{h}_{re}(M, t)$ en réception qui intervient dans la formulation d'écho est proportionnelle à la réponse impulsionnelle $h_{re}(M, t)$ du champ émis par le récepteur :

$$\tilde{h}_{re}(M, t) = \frac{\rho_1}{\rho_0} h_{re}(M, t), \quad (13)$$

où ρ_1 est la densité du milieu solide. La sensibilité du capteur récepteur aux ondes sphériques diffusées par le défaut est donc proportionnelle au champ émis par le récepteur vers le défaut, ce qui constitue un principe de réciprocité des champs entre l'émission et la réception. L'expression de la force appliquée sur le récepteur est finalement obtenue à partir de (7) :

$$F_M(t) = 2\pi\rho_1 \frac{\partial}{\partial t} v_{em}(t) * h_{em}(M, t) * A(M, t) * h_{re}(M, t). \quad (14)$$

La validité de la formule précédente a été démontrée pour des vitesses particulières différentes en émission et en réception [16], c.à.d. pour des pastilles émettrice et réceptrice différentes. L'approximation « onde plane locale » consiste alors à exprimer le champ incident comme une onde plane modifiée par une distribution spatiale d'amplitude $q_{em}(x, y, z)$:

$$\Phi(M, t) = q_{em}(x, y, z) v_{em}(t - T_{em}) = v_{em}(t) * h_{em}(M, t), \quad (15)$$

$$\text{avec } q_{em}(x, y, z) = h_{em}(M, T_{em}). \quad (16)$$

Le champ rayonné par le récepteur (agissant comme un émetteur) au point M est aussi :

$$v_{re}(t) * h_{re}(M, t) = q_{re}(x, y, z) v_{re}(t - T_{re}), \quad (17)$$

$$\text{avec } q_{re}(x, y, z) = h_{re}(M, T_{re}). \quad (18)$$

La force $F_M(t)$ appliquée à la pastille réceptrice, due aux ondes diffusées, est proportionnelle au produit des répartitions spatiales des champs rayonnés en émission et en réception :

$$F_M(t) = 2\pi\rho_1 \frac{\partial}{\partial t} A(M, t) * (v_{em}(t - T_{em} - T_{re}) q_{em}(x, y, z) q_{re}(x, y, z)). \quad (19)$$

$t_A(t)$ est déduite à l'aide de (3) et l'écho du défaut en appliquant (6). Il a été montré [16] que la formulation peut être généralisée à une inspection employant des capteurs multiéléments. Pour un couple émetteur/récepteur (i,j), deux étalonnages sont nécessaires : l'un pour caractériser le capteur i et l'autre le capteur j. Dans chacun de ces étalonnages, une inspection utilisant le capteur élémentaire à caractériser en émission/réception confondues (« pulse echo ») est employée. Cette procédure permet de réduire le nombre total d'étalonnages utiles pour caractériser les multiéléments employés.

2.3.2. *Comparaison avec le formalisme fondé sur le théorème de réciprocité*

Nous avons comparé dans [17], [18] la formulation précédente de calcul d'échos avec celle utilisée par Schmerr [13] dans un cas précis : la réponse d'un diffuseur plan, modélisée à l'aide de l'approximation de Kirchhoff (voir section 3.2.1.1).

Dans la procédure précédente (« réciprocité des champs »), la connexion entre les modélisations respectives du champ et de la diffraction est réalisée en appliquant une réciprocité des champs en émission et en réception (voir paragraphe précédent). Cette connexion permet d'établir une formulation théorique de l'écho généré par un défaut.

Récemment, nous avons étudié une autre approche en modélisation qui repose sur le théorème de réciprocité électromécanique d'Auld [19], sur lequel l'approximation de Kirchhoff est ensuite appliquée pour le cas du défaut plan. L'approximation « onde plane locale » est aussi employée par Schmerr (eq. (11.29) dans [13]). Nous avons alors montré que cette approche fournit une formulation d'écho identique à la précédente : dans [16] littéralement pour l'incidence normale en ondes longitudinales, dans [18] numériquement dans une configuration quelconque en milieu solide isotrope et littéralement en milieu fluide.

Les deux méthodes utilisent toutes deux l'approximation « onde plane locale » des champs. La méthode « réciprocité des champs » est plus simple et permet de faire aisément apparaître les contributions séparées des phénomènes à modéliser (émission, diffusion, réception). Mais la seconde approche est nettement plus générique (pas d'approximation de la diffusion en ondes sphériques) et désormais privilégiée en calcul d'échos. Elle se fonde sur un théorème de réciprocité plus général et tenant compte de tous les éléments (électriques, piézoélectriques et mécaniques) d'un système de mesure ultrasonore; elle est notamment pratique pour l'emploi de méthodes hybrides couplant méthodes analytiques pour la propagation de faisceaux et numériques pour l'interaction faisceau/diffuseurs (voir section 5.3.)

Nous venons de décrire les modèles les plus courants pour calculer intégralement la réponse de défauts en ondes de volume. Ces approches sont utilisées dans CIVA pour mettre en œuvre la plupart des modèles de diffusion analytiques évoqués au chapitre 3.

2.4. MODELES RAYONS POUR LE CALCUL D'ONDES DE TETE

Les méthodes de réciprocité précédemment décrites sont jusqu'à présent essentiellement employées en calculant des champs incidents ou diffusés sur des défauts ou sur des surfaces les entourant. Et des approximations de ces champs type « onde plane locale » sont souvent effectuées, même si leur abandon est désormais à privilégier (voir section 5.2.2.).

Pour modéliser certaines ondes complexes, origines de signaux acquis par le capteur récepteur, il est parfois plus judicieux de représenter ces ondes par des rayons modélisant leur trajectoire et de calculer leur amplitude se propageant le long de ces rayons jusqu'à atteindre le récepteur. On parle alors de méthodes de rayons.

2.4.1. *Ondes de tête sur interfaces planes et simulation TOFD*

La technique TOFD (Time of Flight Diffraction) est une méthode classique en CND (Contrôle Non Destructif) faisant appel à deux capteurs piézoélectriques positionnés symétriquement et en vis-à-vis, avec un écartement constant, en direction d'une surface de la pièce à inspecter (Figure 2.4).

Pour une pièce à surface plane contenant un défaut plan affleurant sur le fond de la pièce, la Figure 2.4 présente le parcours des principales ondes au cours d'une inspection TOFD au contact et la Figure 2.5a montre un B-scan (amplitude du signal reçu sur le capteur récepteur en fonction du temps et de la position des capteurs) expérimental d'une telle inspection sur lequel on retrouve les signaux associés à chaque onde donnée sur la Figure 2.4.

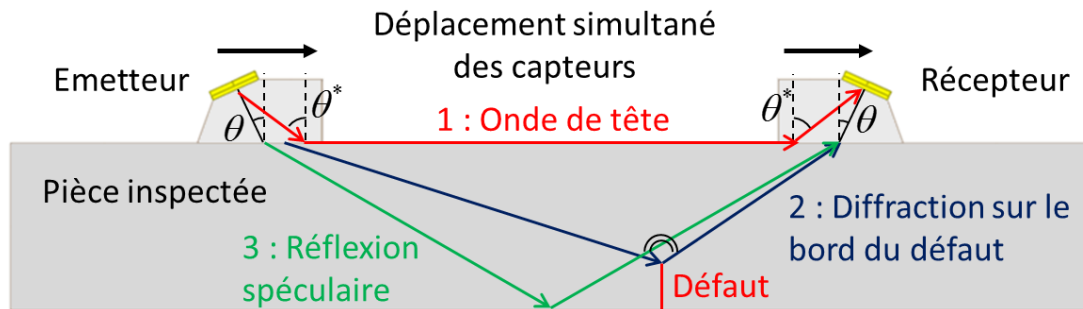


Figure 2.4 : Inspection TOFD au contact d'une pièce plane: représentation du trajet des différentes ondes atteignant le récepteur.

Dans l'inspection de la Figure 2.4, l'axe nominal des deux capteurs forme un angle θ avec la normale à la surface d'entrée. La dernière onde à atteindre le capteur est l'onde de volume réfléchi spéculairement sur le fond de la pièce (trajet vert). D'autre part, la présence du défaut implique un ombrage de l'écho de fond (autour de la position médiane du B-Scan) ainsi qu'une diffraction d'onde de volume sur le bord haut du défaut (trajet bleu). Parmi les signaux reçus au cours d'une inspection TOFD, l'onde latérale ou onde de tête est l'onde arrivant toujours en premier sur le capteur récepteur. Cette onde, représentée en rouge en Figure 2.4, est dans le cas d'une surface d'entrée plane émise à l'incidence critique puis se propage par réfraction le long de la surface d'entrée et est ensuite rayonnée à l'angle critique en direction du capteur récepteur. L'onde latérale est utile pour l'analyse des données d'inspection TOFD (notamment pour le dimensionnement des défauts en surface ou en volume).

Un module complet de simulation TOFD 3D (dont j'étais le coordinateur des développements) a été intégré à CIVA et est le seul modèle complet 3D d'inspection TOFD de la littérature. Au sein de ce module, un modèle 3D de calculs d'échos fondé sur le modèle ART [3], développé par Cerveny (théorie asymptotique des rayons à l'ordre 1) en géophysique, a été mis en œuvre par N. LEYMARIE pour modéliser l'écho de l'onde de tête observée en géométrie plane en inspection TOFD [20]. La finalisation et le recalage en amplitude de ce modèle ont été effectués par Guillaume HUET (post-doctorant dont j'étais l'encadrant) et moi. Les modèles de diffractions d'arêtes (trajet bleu) et de réflexion sur le fond (trajet vert) seront détaillés respectivement en sections 3.2.1.2/3.2.2. et 3.2.1.1.

Le B-scan simulé en utilisant le module de simulation TOFD dans la configuration décrite en Figure 2.4 est donné en Figure 2.5b. La modélisation reproduit ainsi fidèlement les signaux

expérimentaux reçus sur le capteur ; l'ombrage du défaut impacte l'écho de réflexion sur le fond lorsque les faisceaux des capteurs se croisent à proximité du défaut. Des validations numériques de la simulation des ondes de tête sur pièces planes effectuées en début de thèse d'Adrien FERRAND et des validations expérimentales menées par l'équipe de validation du DISC (R. RAILLON et G. TOULLELAN) [21] se sont avérées relativement satisfaisantes.

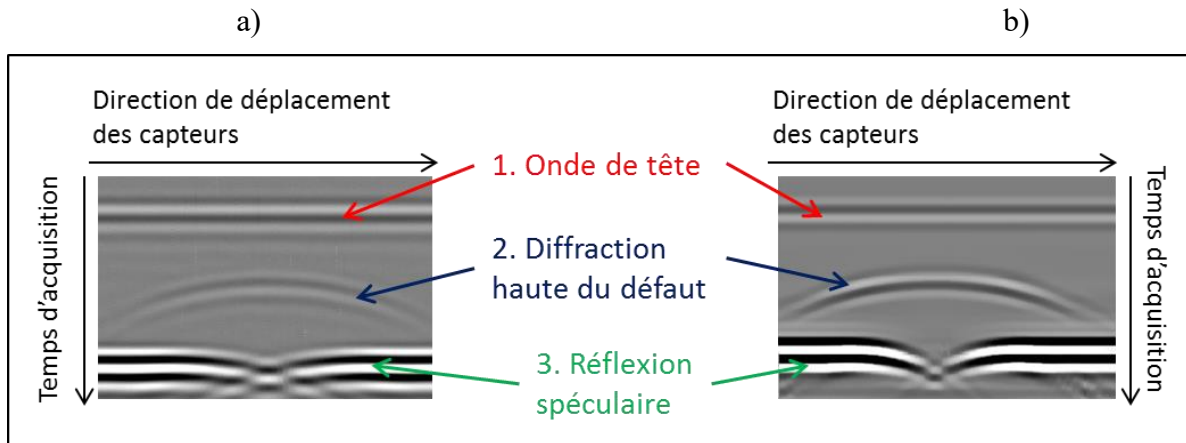


Figure 2.5 : B-scan expérimental (a) et simulé sous CIVA (b) d'une inspection TOFD sur une pièce de surface d'entrée plane.

En inspection TOFD, un défaut débouchant sur la surface d'entrée empêche la transmission de l'onde latérale d'un capteur à l'autre. Les ondes de tête sont ainsi parfois utilisées pour la détection de fissures débouchantes en surface. D'autre part, lorsque la fissure se trouve près de la surface, séparée d'elle par une petite distance appelée ligament, des interférences complexes entre l'onde de tête et l'onde diffractée par le bord supérieur de fissure se produisent. Il n'y a pas plus d'interruption de l'onde latérale. Pour modéliser l'effet du ligament sur l'amplitude de l'onde latérale, un modèle empirique [22] a été développé en marge de la thèse d'A. FERRAND pour simuler de manière simplifiée, les interférences entre l'onde de tête et la diffraction de bord supérieur. Une loi d'amplitude pour l'onde de tête a été ajustée à l'aide de calculs par éléments finis : une extinction progressive de l'onde latérale avec un ligament décroissant est donc simulé [22].

2.4.2. Ondes de tête sur surfaces irrégulières en inspection TOFD

Cependant, les pièces susceptibles d'être inspectées par la technique TOFD ne disposent pas nécessairement de surfaces d'inspection planes. Lorsqu'un défaut affleurant à la surface d'une pièce est détecté (Figure 2.6.a), une méthode de réparation possible est de creuser la pièce afin de retirer le volume entourant le défaut (Figure 2.6 b), en vue de le remplacer par du matériau sain. Afin de s'assurer que la totalité du défaut a été retirée par le creusement, une nouvelle inspection TOFD est menée sur la pièce creusée : la surface d'inspection n'est plus plane mais prend la forme d'un « affouillement », composé d'une première partie courbe, d'une partie plane puis d'une seconde partie courbe (Figure 2.6.b). En l'absence de défaut détecté, du nouveau matériau est ajouté par soudage sur la pièce creusée afin de reconstituer la géométrie d'origine.



Figure 2.6 : a) pièce plane présentant un défaut affleurant à la surface, b) affouillement obtenu après creusement autour du défaut (cas où la totalité du défaut a été retirée).

La modélisation de la propagation de l'onde de tête sur des surfaces irrégulières telles que les affouillements a fait l'objet de la thèse d'Adrien FERRAND [10] en collaboration avec l'I2M car le modèle asymptotique d'ondes de tête disponible alors dans CIVA, conçu pour des surfaces planes, ne permettait pas de simuler de manière précise les signaux observés expérimentalement sur interfaces irrégulières.

Afin de comprendre et de modéliser l'onde de tête sur surfaces irrégulières, une méthode générique de tracé de rayons entre deux points fondée sur le principe de Fermat généralisé a été développée [23] et détermine le parcours effectif dans une pièce de surface irrégulière de toutes les ondes ultrasonores dont l'onde de tête. Cet algorithme (appelé Generic Interface Ray Tracing / GIRT) constitue une nouvelle méthode brevetée [11] pour résoudre le problème de tracé de rayons entre deux points. GIRT se démarque des techniques de tracé ou lancer de rayons existantes en géophysique car il constitue, dans le cas d'un milieu de propagation constitué de volumes homogènes (vitesse du son constante spatialement dans le volume considéré), une méthode rapide de tracé de rayons entre deux points s'appuyant sur le principe des sources secondaires. Ainsi, seules les surfaces délimitant les volumes de la pièce, et non l'ensemble du milieu de propagation comme dans le cas d'autres algorithmes [24], [25] (par le biais de grilles), sont discrétisées en un ensemble de points sources secondaires ; le trajet rayon à déterminer est l'association de plusieurs rayons élémentaires reliant deux de ces points. GIRT détermine automatiquement le trajet de l'onde de première arrivée (l'onde de tête). Mais les trajets rayons de toutes les ondes tardives peuvent aussi être obtenus quelle que soit leur nature (issues d'interactions avec des interfaces mais aussi avec des défauts : ondes de volume réfléchies/transmises/diffractées par des arêtes, ondes rasantes, rampantes, de tête, ondes de surface type Rayleigh, ...). En outre, GIRT fournit un outil d'identification de la nature des fronts observés lors de simulations numériques comme par éléments finis [23].

La Figure 2.7 montre la simulation numérique FEM 2D par éléments finis (codes CIVA/ATHENA développés respectivement par CEA et EDF) de la propagation des ondes ultrasonores près d'une pièce présentant en surface un affouillement. Les trajets rayons issus du centre du capteur émetteur (lignes blanches) et le front (ligne noire) de l'onde L réfractée dans la pièce (qui est ici l'onde la plus rapide et donc l'onde de tête), calculés par l'algorithme de tracé de rayons GIRT, sont superposés aux fronts d'onde simulés par CIVA/Athena (en code de couleurs). Les fronts calculés par GIRT et CIVA/ATHENA coïncident parfaitement, validant ainsi l'algorithme GIRT.

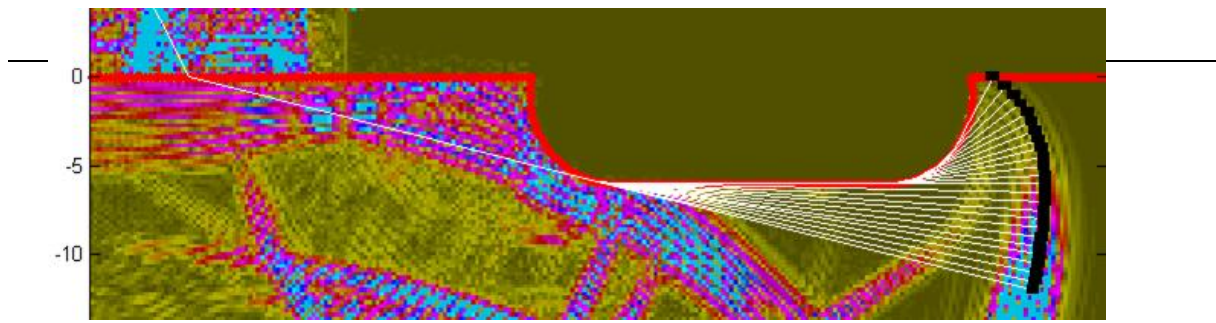


Figure 2.7 : Superposition de l'instantané du champ simulé par CIVA/ATHENA (représenté en code de couleurs) et des rayons (en blanc) et du front (en noir) simulés par GIRT. La surface d'entrée de la pièce est en rouge, le fond de la pièce se situe au-delà du bas de la figure.

Cette étude numérique montre surtout que la propagation de l'onde de tête près d'une surface irrégulière n'est plus un phénomène de propagation uniquement surfacique comme dans le cas d'une surface plane mais fait aussi intervenir un phénomène de propagation volumique. Sur un affouillement, l'onde de tête (représentée en Figure 2.8) est générée par l'émetteur à un angle d'incidence non critique θ_1 , réfractée dans le volume de la pièce pour atteindre tangentiellement l'affouillement. Elle se propage ensuite le long de la première partie courbe sous la forme d'un rayon rampant, puis le long de la partie plane sous la forme d'un rayon rasant et enfin le long de la seconde partie courbe sous la forme d'un second rayon rampant. L'onde de tête est ensuite réémise tangentiellement à l'affouillement dans le volume de la pièce et enfin réfractée à l'angle non critique θ_1 en direction du récepteur.

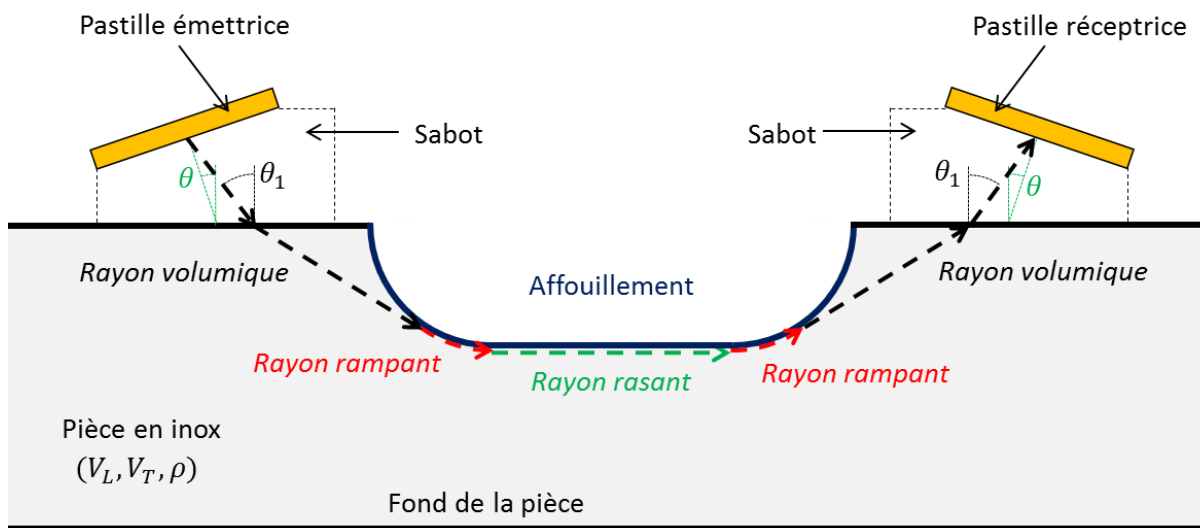


Figure 2.8 : Propagation de l'onde de tête dans une pièce à surface d'affouillement au cours d'une inspection TOFD au contact. θ est l'angle entre l'axe focal du capteur et la normale à la surface.

L'approche de modélisation mise en œuvre dans la thèse d'A. FERRAND a été intégrée à CIVA et permet le calcul du signal temporel de l'onde de tête reçue sur le capteur récepteur au cours d'une inspection TOFD sur une pièce de surface irrégulière. Pour cela, l'algorithme GIRT fournit le trajet de l'onde de tête, puis ce trajet est interprété sous forme de blocs (rayons volumique, rampant ou rasant ; cf. Figure 2.8) représentant les différentes interactions que subit l'onde de tête au cours de sa propagation. À chaque bloc est associé un modèle rayon d'amplitude : des modèles de rayons rampants et rasants ont ainsi été développés au cours de la thèse (et décrits en section 3.3.2.).

Au final, un modèle rayon complet a été intégré pour le calcul de l'onde de tête sur le capteur récepteur. Des résultats de ce modèle sont fournis en section 3.3.2. De nombreuses perspectives sont dégagées en section 5.2.2.

2.4.3. Effet des ondes de tête sur les échos de coin de défauts débouchants

Les échos de coin sont des échos généralement utilisés pour caractériser des défauts débouchants sur une des surfaces de la pièce à inspecter, ces défauts formant un coin avec ladite surface. Sur la Figure 2.9.a) est représenté un trajet d'ondes de volume (double réflexion spéculaire sur le fond et le défaut) responsable de la génération d'un « écho de coin » pour un défaut vertical débouchant sur le fond d'une pièce plane. Un second rayon est également impliqué correspondant au même trajet parcouru dans la direction opposée.

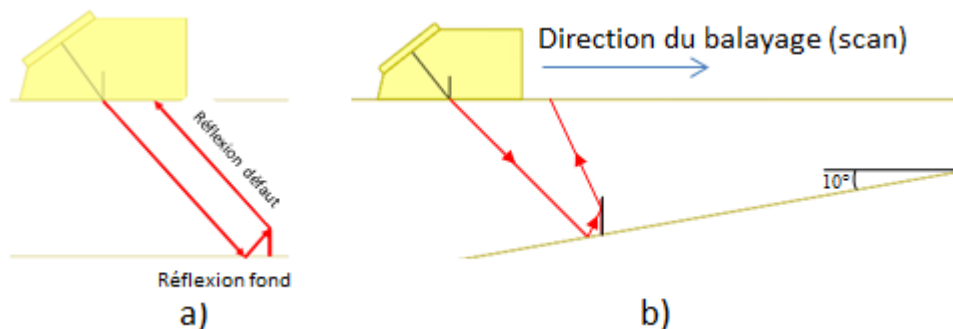


Figure 2.9 : génération d'un écho de coin pour un défaut vertical débouchant sur le fond a) d'une pièce plane et b) d'une pente inclinée de 10° .

La contribution de l'onde de tête aux échos de coin est généralement faible par rapport aux ondes de volume longitudinales et transversales, car les configurations de contrôle sont généralement choisies de sorte à favoriser la détection d'un défaut par le biais des échos de coin volumiques géométriques (spéculaires comme Figure 2.9.a) ou quasi spéculaires).

Cependant, dans certaines configurations, en particulier celles impliquant une incidence près de l'angle critique longitudinal, la contribution de l'onde de tête (générée sur le fond) à l'écho de coin peut être importante. Dans le cas d'une pièce à pente de 10° (cf. Figure 2.9.b), les échos de coin volumiques ne sont pas favorisés car les rayons correspondants ne sont pas réémis le long de l'axe focal du transducteur et peu d'entre eux sont interceptés par sa pastille; c'est pourquoi la contribution des ondes de tête ne peut plus être négligée.

Le point précédent est illustré par une étude en validation expérimentale consacrée à l'influence de l'inclinaison d'un fond de pièce sur la description de l'écho de coin. La pièce considérée est en inox et caractérisée par un fond ayant cinq pentes allant de 0° à 20° tous les 5° (Figure 2.10). Pour chacune de ces pentes, un défaut plan rectangulaire débouchant d'une hauteur de 10 mm et d'une largeur de 20 mm a été réalisé. Les réponses de ces défauts, pour chacune des pentes, ont été mesurées en configuration émission-réception confondues (pulse echo) par un transducteur plan au contact de fréquence centrale 2MHz générant des ondes transversales réfractées dans la pièce à 45° .

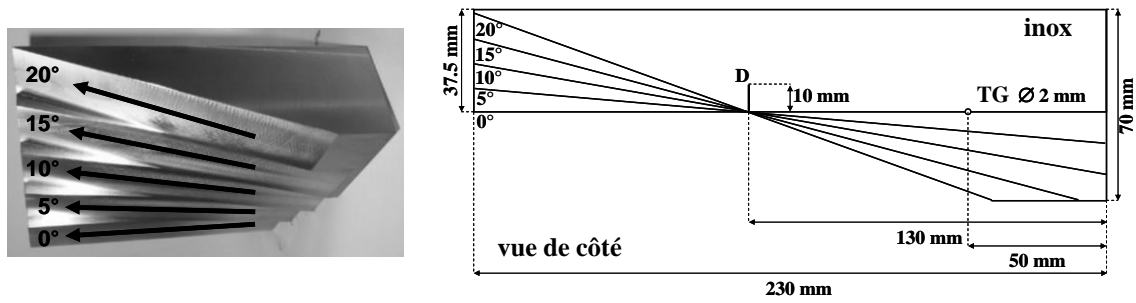


Figure 2.10 : Géométrie de la pièce utilisée pour étudier l'influence de l'inclinaison du fond d'une pièce sur la description de l'écho de coin d'un défaut (hauteur 10 mm et largeur 20 mm).

La simulation de l'écho de coin de l'entaille est effectuée en modélisant uniquement les ondes de volume grâce au modèle de Kirchhoff (voir 3.2.1.1.1). L'étalonnage est effectué sur un trou génératrice (cylindrique). Un très bon accord entre la simulation et la mesure est observé pour une pièce plane (pente 0°), alors que d'importantes différences de comportement sont observées pour la pente 10°. La Figure 2.11 présente les B-scans (amplitude d'écho en fonction du temps et du balayage) expérimental (Fig. a) et simulé en ondes de volume (Fig. b) pour la pente 10° ; la superposition des courbes échodynamiques (amplitude maximale des échos en fonction du balayage) est fournie en Figure 2.12. Contrairement à la simulation obtenue sans ondes de tête (courbe verte), une réponse assez forte est observée expérimentalement (courbe noire) à des positions du capteur «loin» du défaut (balayages 70 à 80mm), ce qui signifie qu'une interaction d'ondes se produit avec le défaut avant que le faisceau n'intersecte ce dernier (balayage correspondant : 95mm).

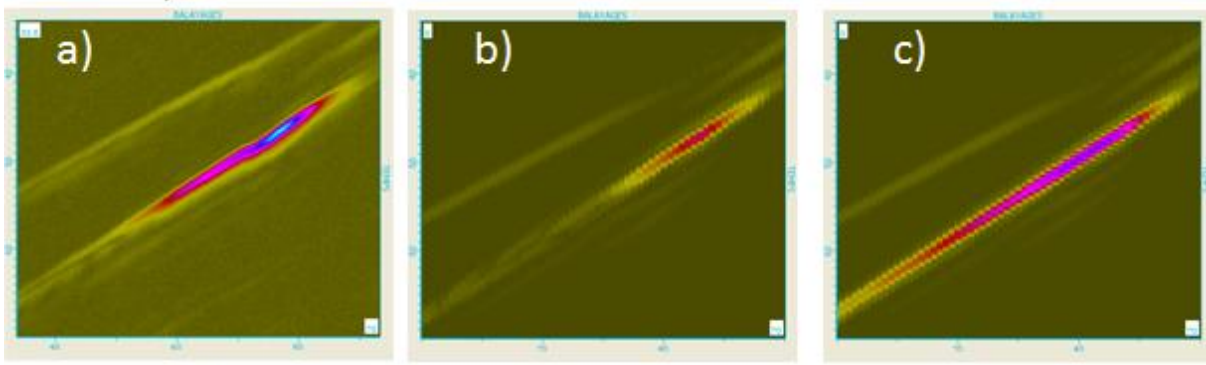


Figure 2.11 : Comparaison des B-scans obtenus sur la pente 10° inspectée en ondes T45, expérimentalement (a) et par simulation avec le modèle Kirchhoff sans (b) et avec (c) la contribution en onde de tête.

Le faisceau des ondes de cisaillement impacte le fond avec un angle d'incidence par rapport à la normale de 35° proche de l'angle critique θ^* (33° en acier inoxydable). Des ondes de tête sont donc générées et rampent le long du fond avant d'interagir avec le défaut, expliquant l'amplitude d'écho importante bien avant que le capteur insonifie en ondes de volumes directes le défaut. Les chemins géométriques liés à cette contribution sont présentés en Figure 2.13. L'onde de tête «rasante» se réfléchit sur la base du défaut débouchant en une autre onde de tête «rasante» qui génère une onde de tête volumique T le long de sa propagation.

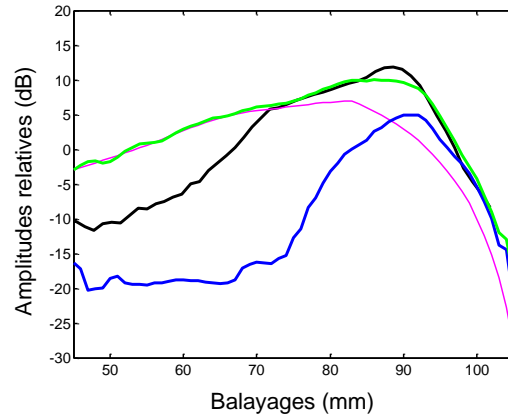


Figure 2.12 : Comparaison des échodynamiques obtenus sur la pente 10° par simulation avec le modèle Kirchhoff (écho de coin en ondes de volume en bleu, onde de tête seule en rose et la somme des deux en vert), avec l'échodynamique expérimentale représentée en noir.

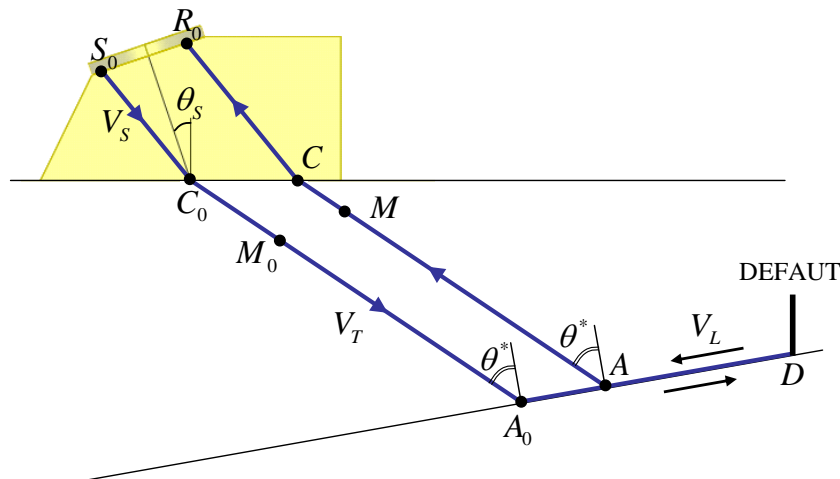


Figure 2.13 : Configuration T45 émission-réception confondues sur pièce à pente de 10° : trajet géométrique $S_0 \rightarrow R_0$ de l'onde de tête rayonnée dans la pièce après réflexion de l'onde rasante sur la base du défaut.

Un calcul de la contribution de l'onde de tête réfléchie, explicité dans [6], a été proposé durant le Post-Doc. de G. HUET et se fonde sur le modèle analytique ART d'ondes de tête sur surface plane [3] (théorie asymptotique des rayons à l'ordre 1). Deux interactions spécifiques nécessitent un traitement supplémentaire pour l'évaluation de l'onde de tête réfléchie. En premier lieu, pour modéliser l'interaction d'une onde rasante avec le bord d'un défaut, nous avons utilisé l'approximation de Kirchhoff en assimilant l'onde rasante à une onde localement plane. Le second point concerne le formalisme de la théorie des rayons de l'onde de tête qu'il est nécessaire de modifier dans la zone d'interférence onde de tête / onde de volume. Il existe une zone dite critique, dans laquelle l'onde de tête interfère avec l'onde de volume réfléchie. Cette zone commence avec l'émergence du premier rayon critique. Pour ce rayon particulier (voir Figure 2.14), au point d'observation P_1 , l'onde réfléchie et l'onde de tête sont confondues. La zone critique se termine au point P_2 où la différence des temps de vol entre l'onde réfléchie et l'onde de tête est égale à la durée de l'impulsion incidente.

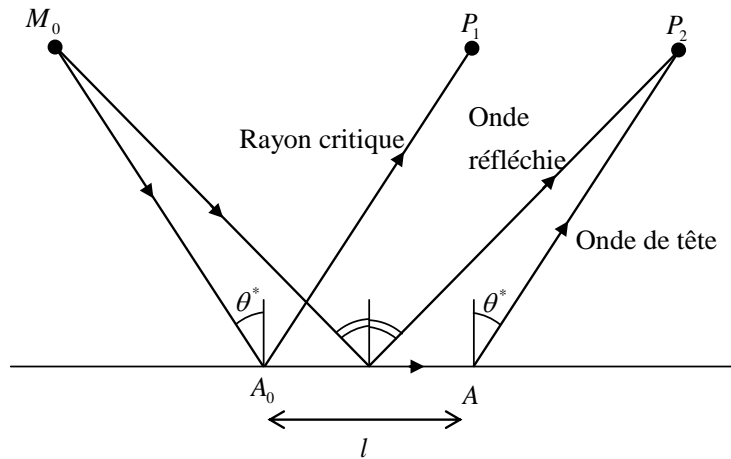


Figure 2.14 : Représentation de la zone critique dans laquelle l'onde de tête interfère avec l'onde réfléchie pour de petites distances l de propagation de l'onde rasante.

Dans la zone critique, la formulation de l'amplitude de l'onde de tête en $\frac{1}{l^{3/2}}$ donnée par la théorie des rayons ART [3] n'est plus valide. Dans un tel cas, la distance l définie à la Figure 2.14 tend vers zéro et l'amplitude simulée de l'onde de tête tend vers l'infini. Les méthodes analytiques les plus rapides donnant une description de l'interférence entre une onde de volume et une onde de tête sont explicitées sous la forme d'une expression asymptotique uniforme [3], [26], [27]. Mais la validité de ces méthodes uniformes n'est pas avérée dans le cas de tous les matériaux notamment l'acier [28], [27]. Lors du Post-Doc, une solution empirique fondée sur la théorie ART des rayons a été mise en œuvre. Afin d'éviter la divergence de l'amplitude lorsque la distance l tend vers zéro, une valeur maximale l_{\max} lui est imposée. Cette distance l_{\max} est calculée à partir de la condition de couplage qui vérifie :

$$\tau_{OV}(l_{\max}) - \tau_{OT}(l_{\max}) = \delta\tau, \quad (20)$$

où $\tau_{OV}(l)$ et $\tau_{OT}(l)$ sont les temps de vol de l'onde de volume réfléchie et de l'onde de tête et $\delta\tau$ est une durée caractéristique de la durée de l'impulsion incidente. $\delta\tau$ a été fixée empiriquement à trois fois la période du signal excitateur afin que l'amplitude simulée soit la plus proche de celle expérimentale sur la configuration à pente 10° .

La modélisation de la réflexion de l'onde rasante est maintenant appliquée pour simuler la réponse d'écho pour la configuration comportant une pente de 10° . A la simulation initiale qui modélise uniquement les interactions des ondes de volume avec le défaut est ajoutée la contribution de l'onde de tête rayonnée par l'onde rasante réfléchie sur le bas du défaut. Les B-scan obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux en Figure 2.11, un trou génératrice ayant servi à l'étalonnage. Nous pouvons voir un bon accord entre B-scans expérimental (figure (a)) et simulé avec onde de tête (figure (c)). Sur la figure (b) est affiché le calcul initial qui modélise uniquement les interactions en ondes de volume. Les échodynamiques correspondantes sont fournies en Figure 2.12.

On remarque que l'ajout de la contribution en onde de tête (courbe verte) à la simulation initiale (courbe bleue) donne des résultats en bon accord avec l'expérience (courbe noire) pour des balayages compris entre 70 mm et 105 mm. Pour des balayages inférieurs à 70 mm, la décroissance de l'onde de tête (courbe rose) n'est pas suffisamment rapide et le résultat de

simulation surévalue l'amplitude de la réponse du défaut. Néanmoins, le comportement au voisinage du maximum d'amplitude en balayage est correctement modélisé.

En perspective, nous discuterons des limites de validité de ce modèle et des projets de recherche à mener pour améliorer la prise en compte des ondes de tête en modélisation.

2.5. CONCLUSION

Dans ce chapitre dédié à la modélisation complète d'inspections ultrasonores, un modèle complet et générique de calcul d'échos en ondes de volume (partie 2.2.) a été proposé. Il nécessite le recours à une mesure d'étalonnage afin de pouvoir être confronté à l'expérience. Ce modèle qui a donné lieu à un article de revue présente l'avantage d'une grande simplicité de mise en œuvre et peut s'appliquer aisément aux modèles analytiques de diffusion par des défauts décrits au chapitre suivant. Ce modèle s'avère équivalent à un autre modèle fondé sur le théorème de réciprocité. Néanmoins, ces modèles ont longtemps été appliqués en approchant les champs sur les défauts par une onde plane locale. Cette approximation se révèle efficace dans une majorité de configurations de contrôle. Nous verrons en section 5.2.2. qu'elle peut être mise en défaut notamment en champ proche des capteurs et que des approches « rayons » pour le calcul d'échos sont alors à privilégier.

Des modèles « rayons » ont justement été employés lors de mes recherches pour simuler certains effets des ondes de tête lors de contrôles ultrasonores. Un premier modèle semi-empirique de calcul d'échos de coin de défaut avec prise en compte des ondes de tête générées à incidence critique et de leurs interférences avec des ondes réfléchies a été proposé (section 2.4.3.) et ses résultats sont probants dans les configurations étudiées. En perspective (section 5.2.1.2), il sera montré que nombreuses ondes de tête différentes peuvent intervenir en CND et que la modélisation analytique atteint sans doute ses limites en vue de les modéliser. En inspection TOFD sur surface d'entrée plane, l'onde reçue chronologiquement en premier par le récepteur est une onde de tête et un modèle rayon 3D d'échos d'onde de tête a été développé avec prise en compte simplifiée de ses interférences avec des défauts affleurant à la surface. Pour simuler l'onde de tête sur interfaces irrégulières en TOFD, un modèle de tracé de rayons breveté et dont les résultats ont été publiés a mis en évidence la propagation à la fois surfacique et volumique des ondes de première arrivée ; des modèles rayons 2D d'amplitude associés sont décrits en 3.3.2. L'algorithme de tracé de rayons développé est particulièrement original et générique, ouvrant de nombreuses perspectives, puisque toutes les ondes pouvant se propager dans la pièce sont susceptibles d'être prises en compte, issues d'interactions avec des interfaces mais aussi avec des défauts : ondes de volume réfléchies/transmises/diffractées par des arêtes, ondes rampantes, ondes de tête, ondes de Rayleigh, etc...

CHAPITRE 3 : DIFFUSION PAR DES DEFAUTS/STRUCTURES

3.1. RESUME

Dans le but de simuler une inspection complète des défauts, il est nécessaire de modéliser l'interaction d'ondes avec différents types de défauts. Nous nous sommes concentrés principalement sur des approximations semi-analytiques qui conduisent à un temps de calcul plus court et sont encore pour le moment les plus utilisés pour la simulation intensive en CND ultrasonore. Différents modèles d'interaction onde ultrasonore/diffuseurs ont été étudiés, étendus ou développés en acoustique et en élastodynamique. Ils peuvent être classés en fonction de la géométrie du diffuseur :

- Défauts (de type fissures) constituées de facettes planes, interfaces ou cibles élastiques planes :

Les travaux ont d'abord consisté à étendre les modèles haute fréquence classiques que sont l'approximation de Kirchhoff et la Théorie Géométrique de la Diffraction (GTD). Kirchhoff modélise efficacement la réflexion spéculaire sur les surfaces alors que la GTD permet de rendre compte des diffractions par les arêtes des structures. Par rapport à la littérature relative au CND des fissures (diffuseurs mous, c.à.d. libres de toute contrainte) [13], [29], une formulation analytique [30] de Kirchhoff a été obtenue en 3D et un modèle complet [31]–[33] de calculs d'échos fondé sur la GTD 3D est le seul [34][35][36] à traiter des défauts ou configurations 3D. Limité dans l'existant [13], [37] à la simulation de fissures (diffuseurs mous), le modèle Kirchhoff a été étendu [18] afin de calculer des échos d'interfaces impédantes (ni molles, ni rigides) de la géométrie de pièces. D'innovantes recherches ont ensuite abouti aux développements de modèles génériques uniformes traitant à la fois la réflexion spéculaire et la diffraction (contrairement à Kirchhoff et à la GTD): Théorie Physique de la Diffraction (PTD) [38], Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD) [39] et Théorie Asymptotique Uniforme (UAT) [40]. Ces modèles ont d'abord été numériquement comparés entre eux pour la première fois dans le cas acoustique pour des diffuseurs rigides [41], [42] ou élastiques [43]. Les modèles PTD [38], [44] et UTD [39], [44] ont été mis au point en élastodynamique (PTD [45] et UTD [46]), ce qui constitue une innovation majeure en modélisation de la diffraction. Notamment l'UTD « élastique » tout récemment développée est une méthode particulièrement pratique à utiliser sous forme de tracés de rayons (modèle électromagnétique [39] cité 1920 fois) et est nettement plus rapide que l'UAT qui requiert la construction complexe de rayons fictifs [44] ou que la PTD qui nécessite de mailler toute la surface diffractante. La GTD et ses corrections uniformes n'étant pas valides pour des arêtes de taille finie, deux modèles fondés sur le principe de Huygens ou sur la Théorie Incrémentale de la Diffraction (ITD)[47] ont été développés en élastodynamique et comparés [48].

- cavités volumiques: le modèle Kirchhoff 3D développé modélise ces défauts mais ne prend pas en compte les ondes rampantes se propageant le long de leur surface. Dans cette optique, un modèle analytique exact (SOV / Séparation De Variables) a été mis en œuvre et validé [49]. Ce modèle SOV a aussi servi à construire une modélisation sous forme de rayons rampants de l'onde de tête sur surface irrégulière [10].

- inclusions solides : elles peuvent être traitées par deux modèles intégrés, l'un, valide en basse fréquence et pour des géométries relativement variées, Born doublement distordu [50] et l'autre exact SOV uniquement pour des inclusions sphériques [50]–[52].

3.2. FISSURES ET DIFFUSEURS PLANS

Dans cette section, nous nous intéressons aux diffuseurs de forme plane : fissures, interfaces ou cibles élastiques planes. Les fissures sont modélisées par des défauts (inclus dans un milieu élastique) constitués de facettes planes libres de toute contrainte.

3.2.1. Approximations haute fréquence classiques

3.2.1.1 Approximation de Kirchhoff

3.2.1.1.1 Modèle élastodynamique Kirchhoff 3D (fissures)

L'approximation de Kirchhoff (KA) ou de l'optique physique (OP) [13], [53], [54] est une approche très employée dans les problèmes de diffraction en haute fréquence. Cette approximation se fonde sur l'acoustique géométrique car elle suppose que le champ sur la surface d'un défaut est bien décrit par le champ géométrique (modélisé par l'acoustique géométrique et vérifiant les lois de Snell-Descartes). Ce champ de surface est ensuite propagé loin du défaut en utilisant un propagateur (pour une fissure en conditions de surface libre, la fonction de Green en milieu infini, c.à.d. le champ rayonné par une source ponctuelle -sphérique en 3D -) : le champ diffusé par un objet illuminé par une onde incidente est donc le résultat du rayonnement de sources sphériques se trouvant sur la surface éclairée de cet objet. En effet, le champ lointain diffusé s'exprime alors sous la forme d'une intégrale sur la surface du défaut (intégrale de Rayleigh-Kirchhoff) dont l'intégrand est le produit de la fonction de Green et du champ géométrique sur la surface du défaut. Pour des formes complexes de défauts ou de champs incidents, cette intégrale est évaluée numériquement. Il est à noter que lorsqu'on effectue une évaluation asymptotique en haute fréquence de l'intégrale de Kirchhoff, les contributions des points de phase stationnaire décrivent les ondes réfléchies et le champ de compensation (l'opposé du champ incident dans l'ombre du défaut) et les contributions des points d'extrémité fournissent les ondes diffractées par les bords de défaut qui ont la même nature (fronts d'onde cylindriques ou coniques) mais pas la même amplitude que celles prédites par la GTD (théorie introduite en section 3.2.1.2).

Le principal avantage de l'approximation de Kirchhoff est de fournir des résultats finis pour le champ diffusé dans tout l'espace (notamment sur les caustiques), contrairement à la GTD. En élastodynamique, KA peut traiter des matériaux anisotropes et surfaces impédantes [18]. KA permet une modélisation efficace des échos dus à des réflexions spéculaires, pour des diffuseurs assez grands par rapport à la longueur d'onde et de géométries variées (défauts volumiques ou constituées de facettes planes). Son implémentation est simple, nécessitant un maillage de la surface du diffuseur.

En revanche, KA fournit une erreur quantitative dans la prédiction des échos de diffraction d'arêtes notamment en ondes T car l'approximation du champ de surface par le champ géométrique est invalide près des bords du diffuseur [55]. KA est moins précis pour les directions d'observation loin de celle spéculaire et dans les zones d'ombre. Certains phénomènes physiques ne sont pas pris en compte comme les ondes de surface : les ondes de Rayleigh se propageant le long des fissures (voir Figures 6 et 11 de [56]), les ondes "rampant" sur les objets volumétriques lisses (voir Figure 3.15) et les ondes de tête (voir Figure 5.4). Les conséquences sont des erreurs de prédiction pour petits défauts et grandes incidences ou observations obliques (par rapport à la normale locale au défaut).

Par rapport à la littérature relative au CND des fissures (diffuseurs mous, c.à.d. libres de toute contrainte) [13], [29], une formulation analytique [30] de Kirchhoff a été obtenue en 3D en

milieu isotrope grâce aux travaux menés avec Raphaële RAILLON-PICOT (stage A. GARNIER).

La validité d'un modèle complet d'inspection fondé sur KA a été étudiée pour la première fois [55] (dans [13], la validité du modèle KA est évaluée seulement en ondes L et en calculant uniquement la diffusion, sans modéliser les faisceaux rayonnés). Pour visualiser les limitations de KA aux petits défauts, l'interaction d'une onde plane T avec un défaut de 0,5mm de haut est simulée (Figure 3.1) par KA à des fréquences différentes (1, 2, 5 ou 10 MHz correspondant aux nombres adimensionnés $ka = 0,48; 0,94, 2,4; 4,9$, k étant le nombre d'onde et a la demi-hauteur du défaut). A haute fréquence, en utilisant le modèle de Kirchhoff, l'énergie est principalement diffusée autour de la direction spéculaire alors qu'à basse fréquence, deux lobes sont observés près des directions spéculaire et rétrodiffusée.

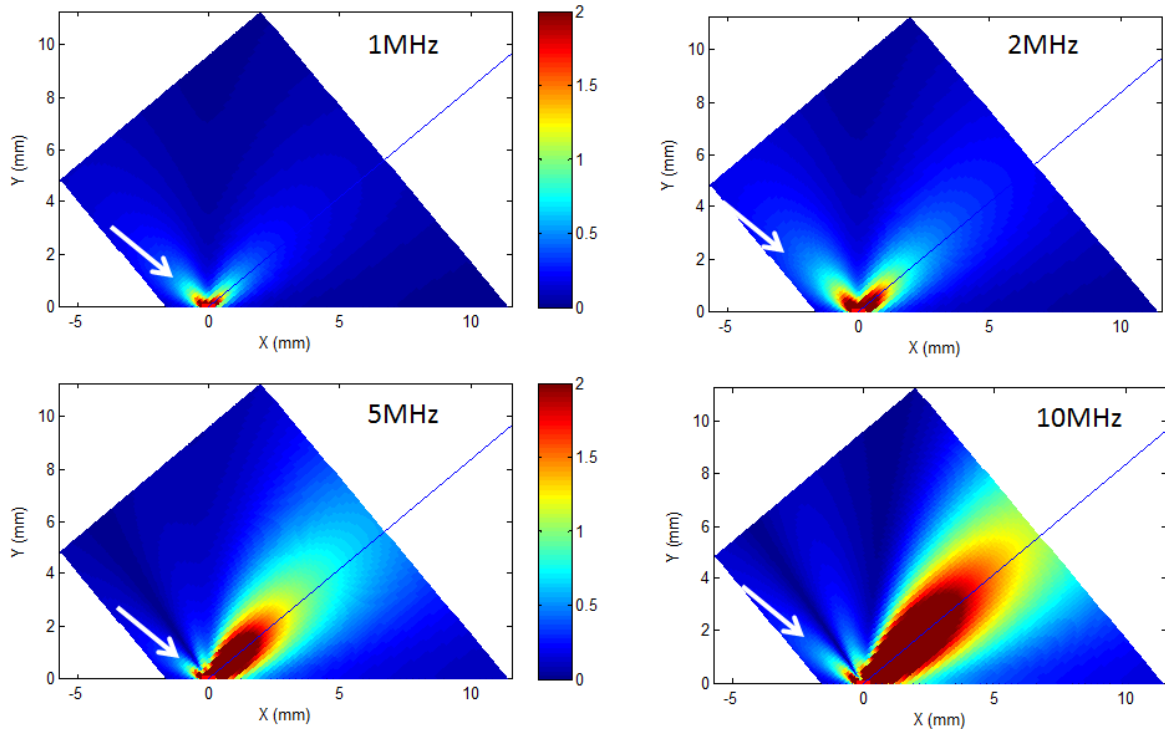


Figure 3.1 : Champ T, prédit par le modèle 2D Kirchhoff champ lointain, diffusé par une fissure de 0,5mm de haut (segment rouge centré à l'origine) inclus dans de l'acier et inspecté avec une onde plane T incidente à des fréquences différentes (1, 2, 5 ou 10 MHz) (flèche blanche). Segment bleu - direction de réflexion spéculaire.

Nous avons par exemple validé numériquement la réponse échographique d'une fissure en émission-réception confondues en ondes L en incidence normale (configuration $L0^\circ$). La Figure 3.2 a) montre les amplitudes d'échos simulés à 1MHz avec le modèle 2d Kirchhoff et le modèle 2D hybride FEM CIVA/ATHENA de défauts rectangulaires de différentes hauteurs (de 0,5 à 20 mm soit ka de 0,25 à 10,7). Une bande passante très étroite de 10% a été utilisée pour bien différencier la réponse à chaque nombre d'onde. Les oscillations observées avec ka (ou la taille du défaut) dans les résultats éléments finis (FEM) sont dues aux interférences entre l'onde réfléchi par la surface de la fissure et les ondes diffusées par ses deux bords. La contribution relative de l'onde réfléchi est d'autant plus importante que ka augmente et l'amplitude des oscillations diminue avec ka .

Pour $ka > 1$, une erreur (par rapport à la référence FEM) de moins de 1 dB est obtenue (voir Figure 3.2.b) pour le modèle KA. Pour les grandes fissures, une saturation de la réponse en amplitude est observée en simulation car, au-dessus d'une taille limite de défaut, le faisceau incident est entièrement inclus dans la surface de la fissure. Les variations de KA subissent des

oscillations moins amples avec ka que FEM, la prédiction quantitative par KA des ondes diffractées par les bords étant erronée.

La validité avec ka de l'approximation de Kirchhoff dépend de la bande passante : des erreurs plus faibles du modèle KA peuvent être observées pour les bandes passantes importantes. En Figure 3.2.b) est étudié l'effet à la fois de la taille du défaut par rapport à la longueur d'onde (représentée par le facteur ka) et de la bande passante. Les différences entre les modèles Kirchhoff 2D et FEM 2D sont fournies pour trois bandes passantes différentes. L'amplitude des erreurs se réduit pour les bandes passantes importantes, les oscillations d'interférence étant lissées par sommation des différentes composantes fréquentielles.

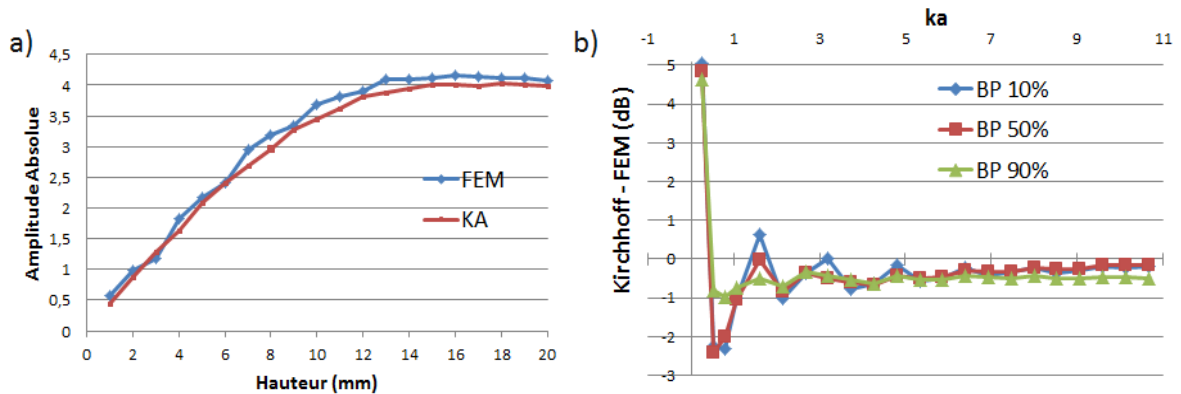


Figure 3.2 : a) amplitudes absolues d'échos simulés avec les modèles Kirchhoff 2D et FEM CIVA/ATHENA 2D pour des défauts rectangulaires (longueur de 1 à 20 mm) inclus dans un échantillon d'acier et inspectés en incidence normale en ondes L à 1 MHz (bande passante de 10%) b) différences en dB entre ces deux modèles en fonction de ka . Trois bandes passantes différentes (10, 50 et 90%).

Il a été montré dans [13] que des erreurs de KA inférieures à 1,5dB sont obtenues à la fois en ondes L et T pour des $ka > 1$ en échos spéculaires directs et $ka > 1,5$ pour des échos de coin. En revanche, comme le champ émis par les capteurs est approché par une « onde plane locale » (voir (15) et (17)), cette valeur limite de ka grandit lorsque le défaut n'est pas situé au voisinage de la profondeur du maximum d'amplitude du champ rayonné par le capteur. Le modèle Kirchhoff s'avère donc très performant pour modéliser la réflexion spéculaire sur des défauts assez grands. Il se révèle moins efficace pour prédire quantitativement la diffraction d'arêtes notamment en ondes transversales [56].

3.2.1.1.2 Kirchhoff pour interfaces ou diffuseurs impédants

Limité dans l'existant [13], [37] à la simulation de fissures (diffuseurs mous), le modèle Kirchhoff a été étendu [18] au calcul 3D des échos d'interfaces impédantes (ni molles, ni rigides) de la géométrie de pièces. Il traite aussi les diffuseurs en milieu anisotrope [18].

La fiabilité du modèle Kirchhoff a été évaluée en section 3.2.2.1.2 (thèse de B. LU) pour prédire la diffusion en milieu fluide par des cibles élastiques. Il a alors été aussi montré la convergence du modèle Kirchhoff en milieu solide [18] vers le modèle Kirchhoff en milieu liquide [43] si le milieu solide tend vers un liquide.

L'approximation de Kirchhoff s'avère être une méthode relativement efficace pour modéliser la diffusion en milieu fluide et la réflexion spéculaire en milieu élastique.

3.2.1.2 Théorie Géométrique de la Diffraction (GTD)

Afin de simuler en milieu élastique les échos de diffraction issus du contour des défauts de type fissure, il est plus judicieux d'employer un modèle fondé sur la GTD. La Théorie Géométrique de la Diffraction (GTD) [29], [57], [58] est une extension de l'acoustique géométrique. Elle consiste à ajouter, aux rayons géométriques (incidents, réfléchis...) les rayons diffractés par les obstacles (c.à.d. par des arêtes, des pointes ou des corps réguliers). La GTD prévoit la propagation de rayons diffractés dans des zones d'ombre géométriques. La localisation spatiale de ces rayons diffractés est connue en utilisant le principe de Fermat généralisé : par exemple, un rayon incident sur une arête donne lieu à un cône de rayons diffractés [57] qui dégénère en un cylindre lorsque le rayon incident est normal à l'arête. Cette prédiction par la GTD est illustrée en Figure 3.3 pour l'interaction sans conversion de mode entre une onde plane et un corps régulier (Fig. a) ou une arête (Fig. b et c). Les phases et les amplitudes des rayons diffractés incluent un facteur de directivité appelé coefficient de diffraction, qui est souvent obtenu à partir du premier terme du développement asymptotique de la solution exacte d'un problème canonique (demi-plan, dièdre,...). Grâce au principe de localité, la GTD peut être appliquée pour des problèmes de diffraction par des géométries complexes en considérant qu'une petite partie locale de la géométrie est un problème canonique pour lequel le coefficient de diffraction est connu.

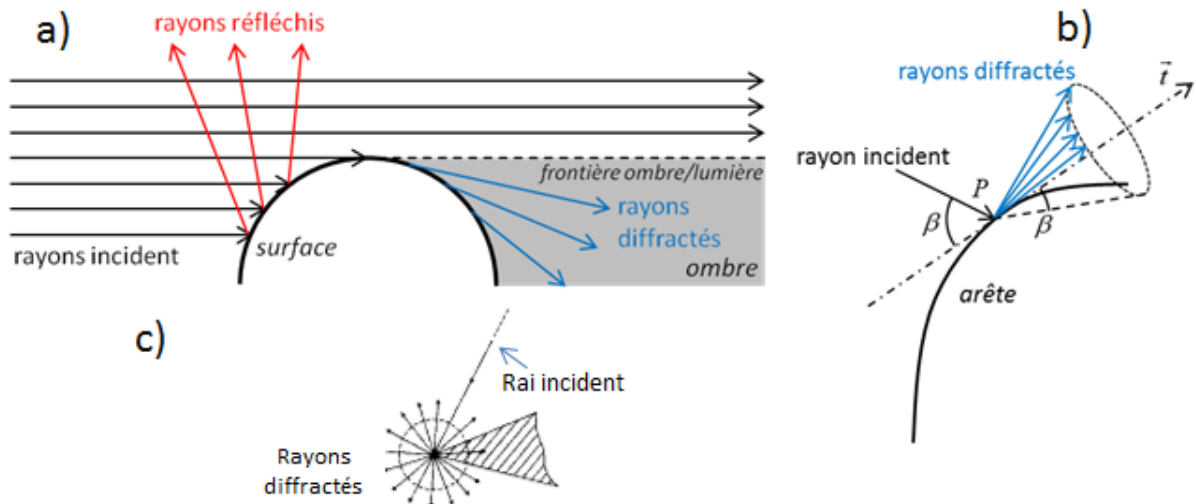


Figure 3.3 : Théorie Géométrique de la Diffraction appliquée à la diffraction de rayons acoustiques a) par un corps régulier et sur une arête sous la forme b) d'un cône de rayons diffractés (incidence oblique), d'axe \vec{t} tangente à l'arête et d'angle d'ouverture β et c) d'un cylindre (incidence normale).

Le principal inconvénient de la GTD est qu'elle prévoit des résultats infinis sur les caustiques (enveloppe des rayons et lieu des centres de courbure des fronts d'onde) et sur les frontières ombre/lumière (direction d'observation égale à la direction incidente ou à celle de réflexion spéculaire) et des résultats discontinus en présence d'ondes de tête (voir 5.2.1.1). Par conséquent, la GTD est considérée comme une solution asymptotique non-uniforme, car elle prédit un champ diffusé discontinu spatialement.

3.2.1.2.1 Diffraction par des géométries canoniques (demi-plan, dièdre) en milieu isotrope

Cas du demi-plan (fissures à cœur) :

La modélisation par un défaut semi-infini permet de rendre compte en approximation haute fréquence de la diffraction par une arête de fissure à cœur (incluse dans le volume du matériau). Au début de mes travaux, j'ai mis au point une modélisation par la GTD de la diffraction par une fissure à cœur valable en 2D, c.à.d. quand les ondes incidente et diffusée se propagent dans le plan perpendiculaire à l'arête du défaut (comme en Figure 3.3.c). La solution GTD existant pour une arête infinie (défaut semi-infini), l'extension de l'arête a été prise en compte en couplant la GTD 2D à un modèle 2D incrémental « Huygens » (détaillé en 3.2.3.). L'emploi de la formulation générique de calcul d'écho (19) a alors permis de comparer deux modèles 2D complets d'inspection, l'un fondé sur Kirchhoff et l'autre sur la GTD.

Les fissures réelles à contrôler en CND pouvant être désorientées et donc 3D, nous avons dans un premier temps élaboré un code GTD 2,5D fondé sur la projection des vecteurs d'ondes incidents et diffusés dans le plan normal à l'arête de défaut et l'utilisation de coefficients GTD 2D liés à ces directions projetées. Ce code fournissait des prédictions satisfaisantes pour des désorientations modérées de défaut (angles de skew des défauts $<30^\circ$). Par la suite, nous avons travaillé avec L. FRADKIN et Victor ZERNOV sur la mise au point d'algorithmes GTD 3D de diffraction par une arête de défaut plan en milieu isotrope. La théorie a été traitée dans l'ouvrage de référence d'Achenbach, Gautesen et Mc Maken [29], [59] puis revisitée à l'époque de notre collaboration par GAUTESSEN [60]. Les travaux ont porté sur le développement de deux codes de coefficients GTD 3D, l'un fondé sur la théorie initiale [31] et l'autre sur celle revisitée [32], [33], la seconde n'ayant donné lieu jusqu'alors dans la littérature à aucune évaluation ni confrontation à la première, ce qui a été fait lors du stage de Florian PERPETUE. Un modèle complet de calculs d'échos fondé sur la GTD 3D a été conçu [31]–[33] (pour la première fois à notre connaissance) notamment à l'aide du stage de J. THUILLIEZ. Des validations numériques et expérimentales d'un modèle complet de calcul d'échos fondé sur la GTD 3D ont aussi été présentées à la communauté [61], même en configuration 3D (défauts skewés) [31] alors que la littérature récente [34][35][36] n'évoque toujours que des modèles d'échos et validations en configuration 2D (défauts tiltés).

Les modèles GTD d'échos présentent les avantages d'être adaptés aux configurations d'inspection TOFD (pour lesquels les fissures sont détectées à l'aide de leur échos de diffraction d'arête), de traiter des défauts suffisamment grands (la majorité de ceux rencontrés en CND) avec un temps de calcul très rapide (seul un maillage du contour est nécessaire).

La GTD est égale à la solution exacte presque partout dans l'espace d'observation. En revanche, elle n'est pas valide pour des observations proches des directions de réflexion spéculaire ou de transmission directe, pour des incidences ou observations proches des angles critiques (voir 5.2.1.1) et en incidente rasante sur le défaut. Elle conduit à des erreurs de prédiction pour de petits défauts et pour de larges épaisseurs de fissure. Dans ce dernier cas, les deux faces de la fissure sont trop espacées pour que la géométrie canonique du demi-plan puisse la modéliser de manière réaliste.

Cas du dièdre (fissures débouchantes ou irrégularités d'interface) :

Dans l'industrie nucléaire notamment, on a souvent besoin de détecter un défaut plan débouchant sur une paroi d'un composant. Celui-ci est facilement détecté quand le défaut est perpendiculaire à la paroi à l'aide d'un écho de coin (double réflexion sur la paroi et le défaut – voir Figure 2.9). Toutefois, le défaut peut être encore détecté, même s'il est incliné, par l'intermédiaire des diffractions d'arêtes. Pour un défaut débouchant sur une surface de pièce, une diffraction provient du « coin » (arête de dièdre) formé par le défaut et cette surface (fond de pièce par ex. en Figure 2.9). Une interface de pièce peut aussi contenir des irrégularités de surface de forme diédrique.

Des modèles 2D asymptotiques de diffraction par un dièdre n'ont été développés que récemment : l'un est fondé sur les intégrales de Sommerfeld (SI) et développé notamment par

L. Fradkin et A. Gautesen [62]; le second modèle novateur, fondé sur une expression en Transformée de Laplace (LT) de la solution, a été développé dans le cadre de la collaboration [63]. Ces deux approches semi-analytiques différentes SI et LT ont été comparées [63], [64] et, contrairement à l'existant dans la littérature, des coefficients de diffraction pour une onde plane incidente sont calculés et des petits angles de dièdre inférieurs à 45° peuvent être traités. En Figure 3.4, les méthodes SI et LT s'avèrent similaires pour la diffraction en ondes transversales par un dièdre d'angle 100° et, étant non-uniformes, divergent logiquement pour les directions d'observation correspondant aux doubles réflexions sur chacune des faces du dièdre ($\beta = 40^\circ$ en Figure 3.4.b) correspondant au trajet n°2 sur Figure 3.5.b) et produisent une discontinuité pour une observation à l'angle critique ($\beta = 7^\circ$ en Figure 3.4.b) correspondant au trajet n°1 sur Figure 3.5.b). Néanmoins, ces méthodes sont limitées aux dièdres d'angles inférieurs à 180° .

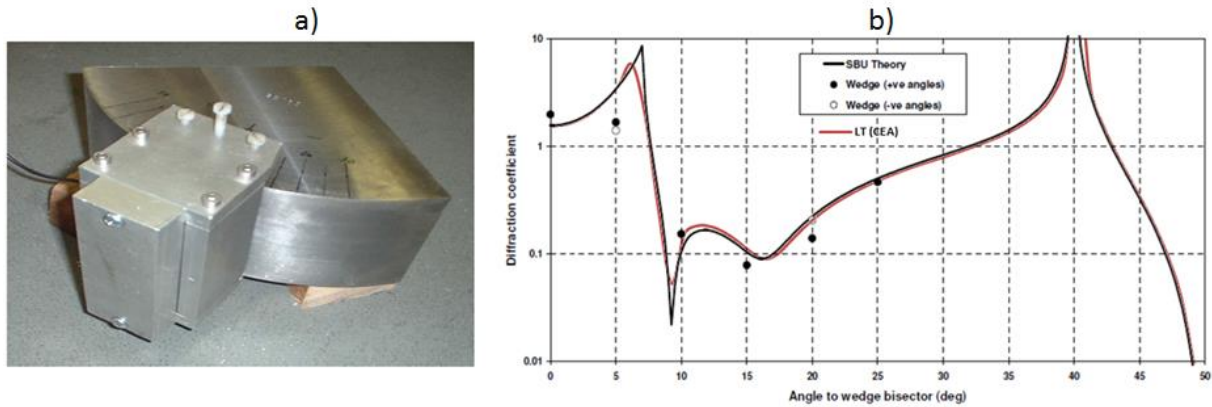


Figure 3.4 : reproduite de [65], excepté la courbe rouge en Fig.b). a) Dispositif expérimental de l'inspection émission-réception confondues en ondes transversales d'un dièdre 2D d'angle 100° avec vue de la pièce et du porte-captur ; b) Coefficient de diffraction par le dièdre d'angle 100° en fonction de l'angle β d'inspection relativement à la bissectrice du dièdre, déduit de l'expérience (marqueurs ronds pleins pour $\beta > 0$) ou simulé par les méthodes SI (courbe noire) et LT (courbe rouge).

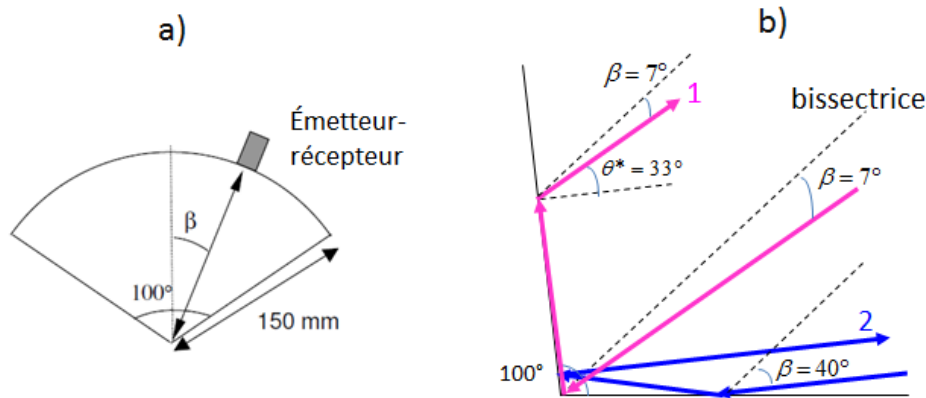


Figure 3.5 : a) Vue 2D du dispositif expérimental précédent reproduite de [65]; b) pour le dièdre d'angle 100° , trajets « singuliers » en émission-réception confondue : 1- onde de tête rayonnée à l'angle critique θ^* ; 2- double réflexion successive sur chacune des faces.

Pour les deux géométries demi-plan et dièdre, la thèse en cours d'Audrey KAMTA DJAKOU vise à développer des améliorations uniformes de la GTD en milieu élastique (voir 3.2.2.2).

3.2.1.2.2 GTD en milieu isotrope transverse : diffraction par un demi-plan semi-infini (fissure)

Nous nous sommes intéressés aussi à déterminer une solution GTD en milieu élastique isotrope transverse pour la diffraction par un demi-plan semi-infini. L'application visée était la modélisation par la GTD de la réponse en diffraction de fissures dans le revêtement lors du contrôle de la cuve des Réacteurs nucléaires à Eau Pressurisée (REP). Les échos de diffraction par les arêtes situées aux extrémités des fissures permettent de les détecter en incidence oblique et de les dimensionner. La symétrie isotrope transverse TI (invariance des propriétés mécaniques par rotation autour d'un axe privilégié : tout plan passant par l'axe privilégié est un plan de symétrie) constitue une bonne approximation de la symétrie du revêtement en acier austénitique de la cuve. L'axe de symétrie est contenu dans le plan parallèle aux passes du revêtement (plan perpendiculaire à l'axe de la cuve). Une méthode GTD a été mise au point dans le but de déterminer le champ diffracté par des défauts plans semi-infinis dans l'acier austénitique. Seul le simple cas de l'incidence normale dans un matériau TI avec trois surfaces de lenteur convexes a été pris en considération précédemment [66]. Dans le papier [67], le cas plus difficile d'une incidence oblique avec la complication supplémentaire due au fait que dans l'acier austénitique une des surfaces de lenteur a des inflexions est traité dans le cadre de notre collaboration avec L. FRADKIN notamment pour le cas de l'axe de symétrie se trouvant dans le plan du défaut perpendiculairement à l'arête diffractante de la fissure. Ce cas inclut l'ensemble des situations d'intérêt pour l'application CND de contrôle de cuve.

3.2.2. Théories Uniformes de la Diffraction

Les méthodes uniformes de diffraction permettent de traiter à la fois la réflexion spéculaire et la diffraction contrairement aux méthodes classiques comme la GTD qui diverge en réflexion spéculaire ou l'approximation de Kirchhoff qui est invalide en diffraction. Ces méthodes uniformes fournissent donc une solution de la diffusion valide en cas d'interférences entre ondes diffractées et ondes géométriques (incidentes et réfléchies).

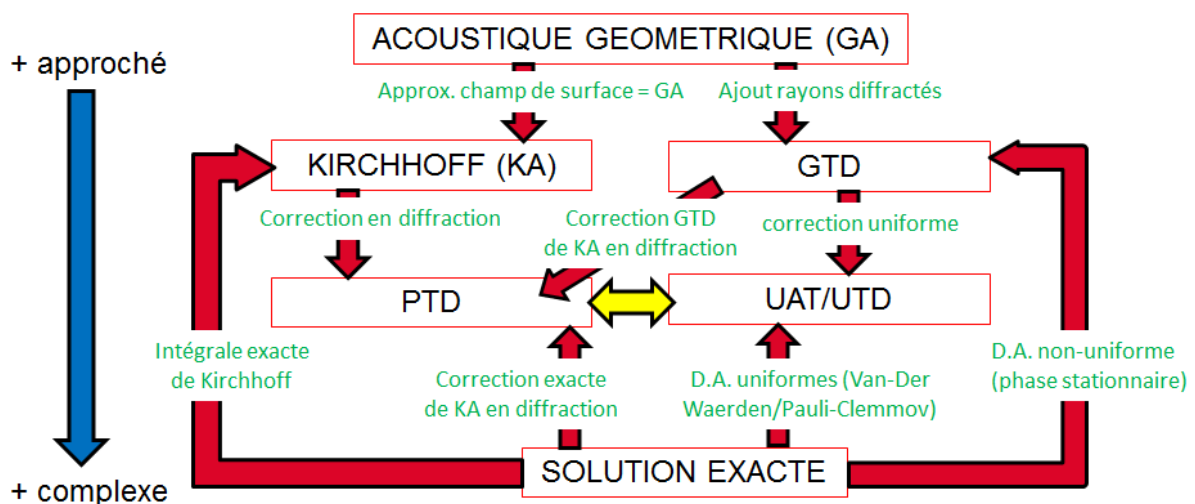


Figure 3.6 : Organigramme schématisant des principales solutions analytiques au problème de diffusion par des entités planes (demi-plan, dièdre).

Nous avons vu, comme indiqué en Figure 3.6, que le coefficient de diffraction GTD est déterminé par le développement asymptotique non-uniforme de la solution exacte d'un problème de diffraction par une géométrie canonique appropriée (demi-plan, dièdre, ...). Il cesse d'être valide dans les secteurs voisins de la direction de transmission vers l'avant et de réflexion spéculaire qui correspondent aux zones de pénombre. Par exemple, la solution exacte du problème de diffusion d'une onde élastique par un demi-plan est représentée sous la forme d'une intégrale de Sommerfeld [29] et la solution GTD est obtenue en utilisant la méthode de la plus grande pente [29]. La contribution résultante (celle des points de phase stationnaire) représente les ondes diffractées en champ lointain à l'aide des coefficients de diffraction GTD. La contribution des pôles à l'intégrale donne lieu aux ondes réfléchies et au champ de compensation (l'opposé du champ incident dans l'ombre du défaut). Il est bien connu que la méthode de la plus grande pente est inapplicable lorsque le point de phase stationnaire de l'intégrale coalesce avec un pôle, expliquant pourquoi la GTD échoue dans les zones de pénombre où les ondes diffractées interfèrent avec les ondes incidentes ou réfléchies. Pour cette raison, la solution classique GTD est dite être non uniforme. Pour remédier à cette invalidité en zone de pénombre de la GTD, plusieurs extensions uniformes de la GTD ont été développées en électromagnétisme, comme la Théorie Asymptotique Uniforme (UAT, Uniform Asymptotic Theory) [40], [68], [69] fondée sur la méthode de Van Der Waerden [70], la Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD, Uniform Theory of Diffraction) [39], [71] fondée sur la méthode de Pauli-Clemmow [72] et la Théorie Physique de la Diffraction (PTD, Physical Theory of Diffraction) [38], [58], qui combine GTD et approximation de Kirchhoff (KA). Les théories uniformes élaborées proposent une représentation du champ total incorporant des fonctions ne présentant pas de discontinuité sur les zones de pénombre. Les différentes théories sont rapidement décrites ci-après dans le cas de la diffusion en milieu élastique d'une onde plane par une fissure demi-plan semi-infini (avec une seule arête) en se limitant au premier ordre de leur développement asymptotique.

La PTD est une correction de l'approximation de Kirchhoff en diffraction par la solution exacte (Introduction de [38]). En pratique, une version haute fréquence de la PTD est privilégiée (Chapitre 4 de [38]). Cette version consiste en une correction en diffraction du premier terme du développement asymptotique (D.A.) de Kirchhoff par le premier terme du développement asymptotique de la solution exacte c.à.d. la GTD. Dans la suite, la dénomination PTD fera référence à cette version haute fréquence de la PTD. Le D.A. en champ lointain/haute fréquence du champ Kirchhoff diffusé $\mathbf{u}^{KA}(\mathbf{x})$ se décompose en deux composantes, l'une géométrique (champs réfléchi et de compensation pondérés par une fonction de Fresnel) et l'autre correspondant au champ diffracté par les extrémités du défaut. Le champ de diffraction d'arête de Kirchhoff (issu de son D.A.) à un point d'observation \mathbf{x} a la même forme que le champ diffracté GTD, mais un coefficient de diffraction différent $D_{\alpha\beta}^{KA}$ [45],

$$\mathbf{u}^{KA(\text{diff})}(\mathbf{x}) = \sum_{\beta} u^{\alpha}(\mathbf{x}_{\beta}^{\alpha}) D_{\alpha\beta}^{KA}(\mathbf{x}) \frac{e^{ik_{\beta}r}}{\sqrt{k_{\beta}L_{\beta}}} \mathbf{d}_{\beta}, \quad (21)$$

où α et β sont les modes incident et diffusé (L, TV -Transverse Vertical - ou TH -Transverse Horizontal -), $u^{\alpha}(\mathbf{x}_{\beta}^{\alpha})$ l'amplitude du champ incident au point $\mathbf{x}_{\beta}^{\alpha}$ de diffraction sur l'arête [29], [46], k_{β} et \mathbf{d}_{β} les nombre d'onde et polarisation diffusés, r la distance entre l'arête et le point d'observation [29] et $L_{\beta} = r \sin^2 \Omega_{\beta}$ un paramètre de distance, Ω_{β} étant l'angle entre le vecteur d'onde incident et la tangente à l'arête [29], [46]. Le champ diffusé de la PTD $\mathbf{u}^{PTD}(\mathbf{x})$ [45] est alors la somme du champ diffusé Kirchhoff (ne comportant pas d'approximation en champ

lointain) et d'un champ GTD modifié, dans lequel le coefficient GTD $D_{\alpha\beta}^{GTD}(\mathbf{x})$ [29] est remplacé par la différence $D_{\alpha\beta}^{GTD}(\mathbf{x}) - D_{\alpha\beta}^{KA}(\mathbf{x})$:

$$\mathbf{u}^{PTD}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^{KA}(\mathbf{x}) + \sum_{\beta} u^{\alpha}(\mathbf{x}_{\beta}^{\alpha}) \left[D_{\alpha\beta}^{GTD}(\mathbf{x}) - D_{\alpha\beta}^{KA}(\mathbf{x}) \right] \frac{e^{ik_{\beta}r}}{\sqrt{k_{\beta}L_{\beta}}} \mathbf{d}_{\beta}. \quad (22)$$

En PTD comme pour Kirchhoff, le champ total est la somme du champ incident et du champ diffusé ($\mathbf{u}^{PTD}(\mathbf{x})$ pour la PTD). Dans la direction spéculaire, le coefficient KA de diffraction $D_{\alpha\beta}^{KA}(\mathbf{x})$ diverge de la même manière que le coefficient de diffraction GTD $D_{\alpha\beta}^{GTD}(\mathbf{x})$. Par différence, ces deux singularités s'annulent et donc $D_{\alpha\beta}^{GTD}(\mathbf{x}) - D_{\alpha\beta}^{KA}(\mathbf{x})$ est fini. Contrairement à la GTD, le champ PTD n'a pas de singularité en réflexion spéculaire et est spatialement continu. La PTD conserve les avantages de chacune des deux méthodes (KA et GTD) et retire leurs inconvénients majeurs. Elle modélise donc la réflexion grâce à l'approximation de Kirchhoff pour des observations proches d'une réflexion spéculaire (le champ diffusé KA est alors le terme prédominant dans (22) : $\mathbf{u}^{PTD}(\mathbf{x}) \approx \mathbf{u}^{KA}(\mathbf{x})$). Loin des angles d'observation spéculaire ou transmis, les effets de diffraction d'arête dominant et la PTD modélise la diffraction grâce à la GTD :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{KA}(\mathbf{x}) &\approx \sum_{\beta} u^{\alpha}(\mathbf{x}_{\beta}^{\alpha}) D_{\alpha\beta}^{KA}(\mathbf{x}) \frac{e^{ik_{\beta}r}}{\sqrt{k_{\beta}L_{\beta}}} \mathbf{d}_{\beta} \quad \text{et} \quad \mathbf{u}^{PTD}(\mathbf{x}) \approx \sum_{\beta} u^{\alpha}(\mathbf{x}_{\beta}^{\alpha}) D_{\alpha\beta}^{GTD}(\mathbf{x}) \frac{e^{ik_{\beta}r}}{\sqrt{k_{\beta}L_{\beta}}} \mathbf{d}_{\beta} \\ &= \sum_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}^{\alpha(GTD)}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^{GTD}(\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (23)$$

où $\mathbf{u}^{GTD}(\mathbf{x})$ et $\mathbf{u}_{\beta}^{\alpha(GTD)}(\mathbf{x})$ sont les champs GTD de diffraction d'arête respectivement total et pour le mode (α incident, β diffusé). Combinant la GTD et KA, la PTD s'applique donc à des diffuseurs grands devant la longueur d'onde et constitués de facettes planes.

Intéressons-nous ensuite à l'UAT et l'UTD qui sont considérées comme des corrections uniformes de la GTD. Le champ total fondé sur la GTD s'écrit comme suit :

$$\mathbf{u}^{\text{tot(GTD)}}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^{\text{GE}}(\mathbf{x}) + \sum_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}^{\alpha(GTD)}(\mathbf{x}), \quad (24)$$

avec $\mathbf{u}^{\text{GE}}(\mathbf{x})$ le champ Elastodynamico-Géométrique (GE) (champs incidents + réfléchis) :

$$\mathbf{u}^{\text{GE}}(\mathbf{x}) = H(\eta^{\alpha}) \mathbf{u}^{\alpha}(\mathbf{x}) + \sum_{\beta} H(\eta_{\beta}) \mathbf{u}_{\beta}^{\alpha(\text{ref})}(\mathbf{x}), \quad (25)$$

où $\mathbf{u}^{\alpha}(\mathbf{x})$ est le champ incident en l'absence du défaut, $H(\eta^{\alpha}) \mathbf{u}^{\alpha}(\mathbf{x})$ le champ incident en présence du demi-plan, $H(\eta_{\beta}) \mathbf{u}_{\beta}^{\alpha(\text{ref})}(\mathbf{x})$ le champ réfléchi en mode (α, β), les arguments η des fonctions de Heaviside H déterminant si le point d'observation est dans la région éclairée ($\eta > 0 \Rightarrow H(\eta) = 1$) ou dans l'ombre ($\eta < 0 \Rightarrow H(\eta) = 0$) de l'incidence ou de la réflexion.

Le champ total prédit par l'UTD est obtenu [46] en appliquant le processus de Pauli-Clemmow à la solution exacte de la diffusion par le demi-plan [29] :

$$\mathbf{u}^{\text{tot(UTD)}}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^{\text{GE}}(\mathbf{x}) + \sum_{\beta} F(k_{\beta}L_{\beta}a) \mathbf{u}_{\beta}^{\alpha(GTD)}(\mathbf{x}) \quad (26)$$

où F est une fonction de transition [46] et le paramètre a décrit la proximité du point d'observation à une frontière d'ombre. Lorsque le point d'observation est loin des frontières de l'ombre, la fonction de transition tend vers 1 et l'UTD est égal à la GTD. Lorsque le point d'observation est à proximité des frontières de l'ombre, la fonction de transition tend vers 0 et supprime la singularité du coefficient GTD de diffraction; le champ diffracté obtenu est alors

discontinu mais sa discontinuité est annulée par celle du champ géométrique de sorte que le champ UTD total est continu. Le champ total de l'UAT est donné dans [29], [73] :

$$\mathbf{u}^{\text{tot(UAT)}}(\mathbf{x}) = \left[\bar{F}(\xi_\alpha) - \hat{F}(\xi_\alpha) \right] \mathbf{u}^\alpha(\mathbf{x}) + \sum_\beta \left[\bar{F}(\xi_\beta) - \hat{F}(\xi_\beta) \right] \mathbf{u}_\beta^{\alpha(\text{ref})}(\mathbf{x}) + \sum_\beta \mathbf{u}_\beta^{\alpha(\text{GTD})}(\mathbf{x}), \quad (27)$$

$$\text{où } \hat{F}(X) = e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{e^{iX^2}}{2X\sqrt{\pi}}, \quad (28)$$

où $\bar{F}(\xi_\alpha)$ est la fonction de Fresnel [46] et où ξ_α et ξ_β sont les paramètres de détour [40], [46], qui à l'instar du paramètre a de l'UTD, décrivent la différence de phase entre le rayon diffracté et le rayon géométrique incident/réfléchi qui est donc situé à la frontière d'ombre.

Voyons d'abord la différence des propriétés analytiques de l'UTD et de l'UAT. Lorsque l'on compare le champ total UTD (26) à celui de la GTD (24), le champ géométrique GE est inchangé tandis que le coefficient de diffraction est multiplié par la fonction de transition.

En revanche, dans la formulation UAT (27), le champ diffracté reste le même que dans l'approximation non-uniforme GTD (24), tandis que le champ GE est modifié. Dans l'UAT, le champ GE modifié et le champ GTD divergent sur les frontières d'ombre, mais les singularités correspondantes s'annulent de sorte que le champ UAT total est continu. Loin des frontières d'ombre, les fonctions $\bar{F}(\xi) - \hat{F}(\xi)$ tendent vers un échelon de Heaviside H (1 en zone éclairée et nul dans l'ombre) et l'UAT (27) redonne la GTD (24). Puisque dans l'UAT, les domaines des champs incident et réfléchi sont définis dans tout l'espace, ces champs doivent être étendus à leur zone d'ombre correspondante. Ceci peut être obtenu facilement en traçant les rayons incidents à travers l'obstacle comme s'il était absent. En revanche, étendre le champ réfléchi à sa zone d'ombre nécessite l'extension de la face éclairée au-delà du bord de la fissure et de tracer les rayons réfléchis résultant fictifs (voir Figure 3.7).

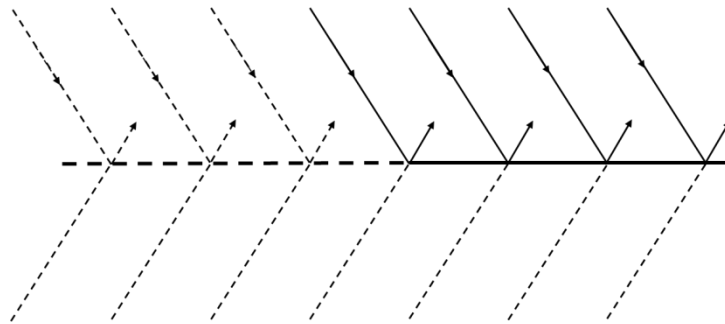


Figure 3.7 : Extension du champ réfléchi à sa zone d'ombre à l'aide des rayons fictifs (en pointillés): demi-plan (segment plein) éclairé par une onde plane.

L'UTD (26) ne comprend pas tous les termes à l'ordre $(k_\beta L_\beta)^{-1/2}$ de la solution exacte contrairement à l'UAT [44]. Par conséquent, il est théoriquement moins précis que l'UAT mais l'implémentation de cette dernière méthode est nettement plus compliquée que celle de l'UTD en raison des rayons fictifs. En électromagnétisme, les termes manquants dans l'UTD sont négligeables (et même nuls pour le cas du demi-plan ou dièdre éclairé par une onde plane, cas pour lesquels UAT et UTD sont alors équivalents) [44], [74]. Il est toutefois à noter que les expansions asymptotiques des solutions UAT et UTD sont exactes et donc équivalentes [75] lorsqu'elles contiennent tous les termes en $(k_\beta L_\beta)^{n-1/2}$, $n \in [0, +\infty]$.

Les liens entre les principales solutions analytiques décrites précédemment sont schématisés en Figure 2.6.

De nombreuses avancées majeures par rapport à l'état de l'art ont ainsi été obtenues dans les travaux décrits ci-après :

1. en acoustique, la comparaison faite par Bo LU [41], [42] de toutes les méthodes uniformes existantes en électromagnétisme [44] (UAT [40], UTD [39], PTD [38]) avec la solution exacte et la GTD, pour un demi-plan et un dièdre, qu'il soient rigides ou élastiques.
2. en élastodynamique, développement de la Théorie Asymptotique Uniforme (UAT) pour un dièdre [63], de la Théorie Physique de la Diffraction (PTD) [45] pour un demi-plan et un dièdre avec V. ZERNOV et L. FRADKIN et de la Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD) pour un demi-plan avec A. KAMTA DJAKOU [46], les défauts étant mous (surfaces libres de toute contrainte).

Il a été montré l'équivalence à l'ordre $(k_\beta L_\beta)^{-1/2}$ entre la PTD et l'UAT en acoustique [41] et en élastodynamique [45].

Des comparaisons numériques UAT/UTD/PTD sont aussi fournies en 3.2.2.1 pour l'acoustique et UAT/UTD en 3.2.2.2 pour l'élastodynamique.

Détaillons les travaux dans les deux domaines de l'acoustique et de l'élastodynamique.

3.2.2.1 En acoustique

3.2.2.1.1 Cibles rigides

La thèse soutenue de Bo LU [43] (collaboration avec le LAUM) a été initiée afin de modéliser la télémétrie ultrasonore en sodium [42], [76], [77], technique envisagée pour la surveillance de réacteurs nucléaires refroidis au sodium liquide (Génération IV). La télémétrie (pour plus de détails, voir en section 4.3.) consiste à positionner dans le sodium un transducteur ultrasonore émetteur-récepteur qui reçoit les échos rétrodiffusés par une structure à contrôler. Le développement des outils de simulations de la télémétrie a consisté à développer des modèles de propagation d'onde acoustique en milieu sodium liquide inhomogène ([78] et section 4.3.) et d'interaction du faisceau ultrasonore avec une structure en acier.

En vue de modéliser l'interaction onde acoustique/cible solide élastique, il a été supposé dans un premier temps que les cibles pouvaient être assimilées à des structures rigides. Cinq modèles différents de diffusion ont donc été évalués en 2D et comparés pour la première fois en acoustique pour des défauts demi-plan et dièdre rigides [41], [42]. Ces modèles sont deux méthodes classiques, la Théorie Géométrique de la Diffraction (GTD) et l'approximation de Kirchhoff (KA), et trois méthodes uniformes, les Théorie Asymptotique Uniforme (UAT), Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD) et Théorie Physique de la Diffraction (PTD). Le modèle PTD, qui consiste à corriger la réponse en diffraction d'arête de KA par celle de la GTD, améliore la prédiction par KA d'une cible rigide notamment dans les zones d'ombre en champ proche et en observation rasante.

Pour la prédiction du champ diffracté par un défaut demi-plan, les erreurs les plus importantes commises par KA par rapport à la solution exacte (calculées dans une zone 2D en Figure 3.8.b) sont obtenues à proximité du demi-plan. Ces erreurs sont largement réduites grâce à l'emploi de la PTD (Figure 3.8.c) : l'erreur maximale normalisée passe de 0,1 (soit 10%) à $4 \cdot 10^{-3}$ (soit 0,4%). Le calcul du champ total dans une zone 2D autour du demi-plan (Figure 3.8.a) avec le modèle PTD met en évidence le champ de diffraction bien présent dans la zone d'ombre et continu aux frontières d'ombre.

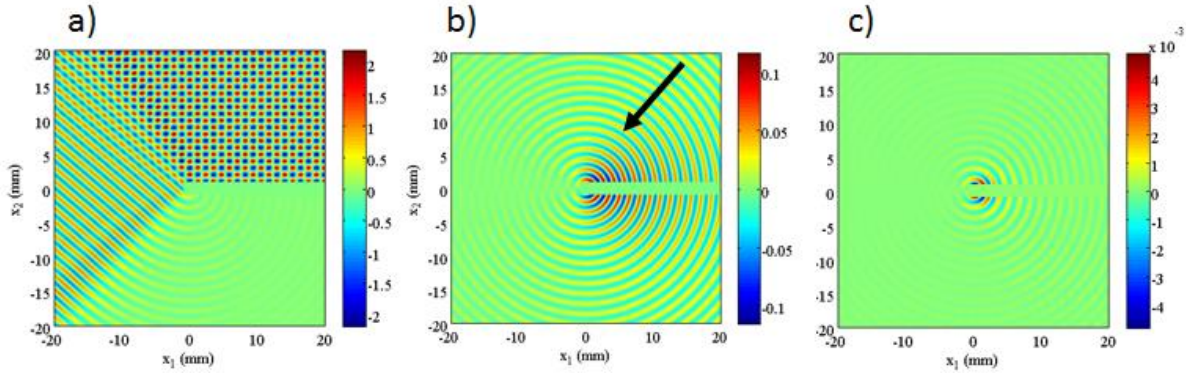


Figure 3.8: Interaction d'une onde plane monochromatique d'incidence $\theta_0=50^\circ$ (flèche noire) et de fréquence $f=1\text{MHz}$ avec un demi-plan ($x_2=0, x_1 \geq 0$) (a) champ total calculé avec la PTD dans un espace 2D en milieu sodium liquide de vitesse du son $c=2482\text{m/s}$ (longueur d'onde $\lambda=1.5\text{mm}$) ; erreur normalisée de la prédiction de KA (b) et de la PTD (c) par rapport à la solution exacte.

Comparons maintenant la performance numérique des modèles discutés ci-dessus lors de la simulation de la diffusion d'une onde plane acoustique par un dièdre d'angle $\Phi = 270^\circ$. Pour les dièdres différents d'un demi-plan $\Phi \neq 380^\circ$, l'UAT ne fournit pas la solution exacte, mais sa meilleure approximation et est par conséquent utilisée comme référence en Figure 3.9, où nous traçons les amplitudes du champ total 2D normalisées par l'amplitude incidente à la distance $r=2\lambda$ de l'arête du dièdre, avec λ la longueur d'onde, (r, θ) étant les coordonnées d'un point d'observation dans le repère cylindrique 2D centré sur l'arête.

En Figure 3.9.a), le champ total noté « GTD » est simulé en ajoutant au champ GTD diffracté par l'arête du dièdre les champs géométriques (incidents et réfléchis). Les singularités de la GTD sont observées au niveau des frontières d'ombre $\theta=120^\circ$ et 240° . La solution UAT de référence fait apparaître des lobes pour les angles d'observation $\theta < 180^\circ - \theta_0$, où des interférences entre les ondes incidentes, réfléchies et diffractées se produisent, et pour $180^\circ - \theta_0 < \theta < 180^\circ + \theta_0$, où seulement une interférence entre ondes incidentes et diffractées a lieu. Comme prévu, en dehors des zones de pénombre, la GTD est aussi précise que l'UAT. La Figure 3.9.b) confirme qu'UAT et UTD donnent, pour l'ordre dominant, une description identique du champ diffusé par un dièdre à faces planes éclairé par une onde plane acoustique comme dans le cas électromagnétique scalaire [41].

La Figure 3.9.c) illustre la prédiction par KA, bonne dans l'ensemble, mais erronée dans l'ombre ($\theta > 240^\circ$). Loin de la direction spéculaire, KA perd en précision et nécessite la correction PTD pour améliorer sa modélisation du champ diffracté par l'arête. La Figure 3.9.c) démontre également le manque d'auto-consistance de KA : près d'une des faces du dièdre ($\theta = 0^\circ$), le champ KA total est supérieur à 2 fois le champ incident (amplitude représentée en Figure 3.9 par un cercle en pointillés marqué 2). Enfin, la Figure 3.9.d) montre que quel que soit l'angle de diffusion, le champ PTD diffusé est identique, à l'ordre dominant, à celui de l'UAT dans le cas acoustique. Cette équivalence est aussi vraie en élastodynamique [45]. Les modèles UAT, UTD et PTD s'avèrent donc équivalents et performants pour modéliser la diffusion acoustique de cibles rigides.

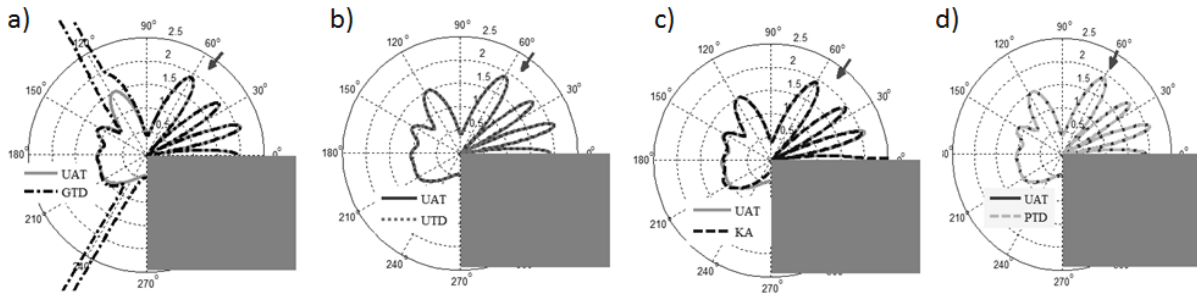


Figure 3.9: Comparaison des diagrammes de directivité de différents modèles (UAT de référence, GTD, UTD, KA et PTD) pour un dièdre rigide (matérialisé par le rectangle gris) d'angle $\Phi = 270^\circ$ et avec $f = 1\text{MHz}$, $c = 2472\text{m/s}$, $\lambda = 1.5\text{mm}$, incidence $\theta_0 = 60^\circ$, à une distance d'observation $r = 2\lambda$. Chaque cercle représente une amplitude diffusée normalisée par l'amplitude incidente.

3.2.2.1.2

Cibles élastiques

Dans la section précédente, nous avons fait l'hypothèse simplificatrice, en première approximation, que le matériau des cibles immergées contrôlées en télémétrie sous sodium est parfaitement rigide et que les ondes sont totalement réfléchies sur leurs interfaces. Pour valider ou non cette hypothèse, nous avons cherché à résoudre le problème de diffusion avec une condition aux limites plus représentative de la situation considérée en télémétrie sous sodium (l'interface sodium/acier des cibles élastiques présentes). Nous avons utilisé une condition aux limites homogènes mixte qui se présente comme une combinaison linéaire des deux conditions extrêmes parfaitement réfléchissantes : la condition de Neumann (surface rigide) et la condition de Dirichlet (surface molle). Les poids relatifs de la combinaison linéaire sont fixés par l'impédance acoustique de l'interface sodium/acier [43].

Les modèles de diffusion KA [79], GTD [80] et UTD [80] ont été ensuite étendus pour traiter une cible réaliste d'impédance finie [43] à l'aide de modèles existants dans la littérature. Les modèles GTD et UTD pour interfaces impédantes ont été précédemment développés [80] pour application à l'électromagnétisme ; la formulation KA « impédante » [79] a été obtenue pour l'optique. Ces différents modèles n'ont, à notre connaissance, jamais été précédemment mis en œuvre ni comparés entre eux dans le cas acoustique. Une première étude [42] a montré en comparant les modèles « impédants » à ceux pour surfaces rigides que l'approximation de supposer l'interface sodium/acier parfaitement réfléchissante pouvait générer des erreurs de prédiction non négligeables. Pour les mêmes raisons, un modèle GTD pour la diffraction d'une onde plane acoustique par un dièdre quasi rigide [81] a été aussi mis de côté [42]. Dans les modèles GTD et UTD « impédants », l'introduction d'une fonction spéciale dite de Malyuzhinets dans la formule de la GTD pour une cible rigide permet de tenir compte de l'impédance du dièdre. L'UTD impédant a été considéré comme la solution de référence pour la diffraction par un dièdre d'impédance finie, en vue de valider les autres modèles.

Le modèle KA impédant se présente sous la forme d'une combinaison de la formule KA pour la condition de Neumann et de celle pour la condition de Dirichlet. Nous avons comparé Figure 3.10 le champ diffusé par un demi-plan impédant (équivalent à un dièdre à angle droit s'il n'y a qu'une surface du dièdre éclairée par l'onde incidente) calculé par KA impédant et celui de l'UTD impédant. Globalement il y a des bons accords entre les résultats issus de ces deux modèles, l'erreur de KA impédant étant surtout localisée dans la zone d'ombre ($\theta > 210^\circ$) lorsque l'incidence mesurée par rapport à l'interface est faible ($\theta_0 = 30^\circ$), car KA impédant ne fournit pas une prédiction exacte du champ diffracté par l'arête.

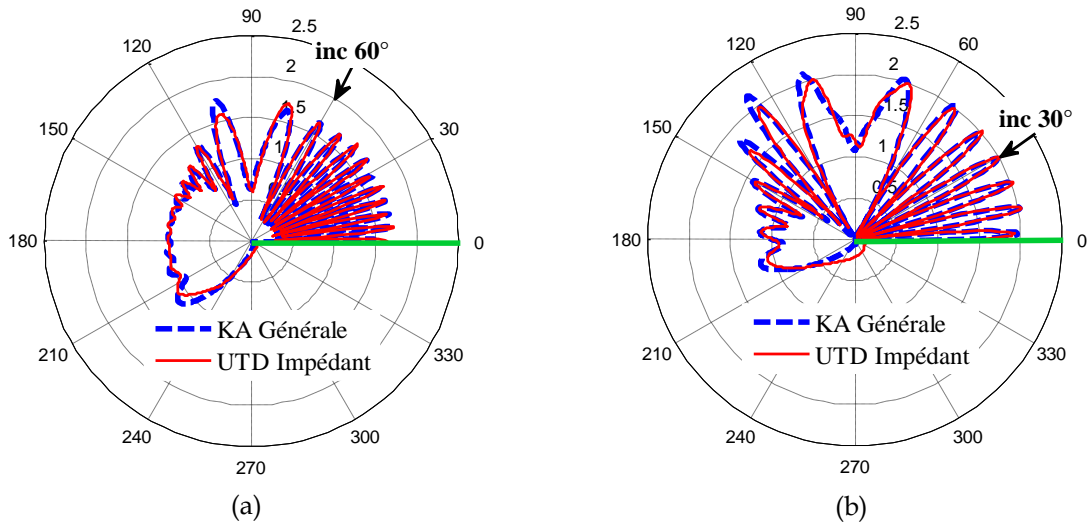


Figure 3.10: Diagrammes de directivité du champ total (normalisé par l'amplitude incidente) issu de la diffraction d'une onde plane par un demi-plan impédant (acier inox) immergé en sodium liquide calculés par le modèle KA général impédant (courbe bleue en pointillés) et le modèle UTD impédant (courbe rouge); avec les configurations : $f = 1\text{MHz}$, dans le sodium $c = 2472\text{m/s}$, $r = 6\lambda$, $\lambda = 1.5\text{mm}$ ($kr = 22.9$) et (a) : $\theta_0 = 60^\circ$, (b) : $\theta_0 = 30^\circ$.

Nous avons proposé une procédure type PTD dans le cas impédant afin d'essayer de corriger l'erreur du champ de diffraction prédit par le modèle KA ; cette technique ne fournit seulement que de légères améliorations [43].

Le modèle KA impédant se révèle être une solution satisfaisante pour l'application à la télémétrie. Finalement, le couplage du modèle stochastique de propagation décrit en section 4.3. et du modèle de diffraction KA impédant a permis de construire un outil de simulation complète de la télémétrie en milieu inhomogène.

Si la prédiction par le modèle Kirchhoff est relativement bonne en acoustique (ondes de pression), elle se dégrade pour la diffraction d'arête en ondes T (section 3.2.1.1) en élastodynamique pour lequel les modèles uniformes s'avèrent les plus intéressants.

3.2.2.2 En élastodynamique

Nous avons mis en œuvre les différents modèles uniformes de diffusion en élastodynamique pour modéliser l'inspection ultrasonore de défauts (fissures) mais aussi d'interfaces de pièces. Pour le traitement des fissures, les développements ont été effectués en collaboration avec V. ZERNOV et L. FRADKIN (LSBU puis Sound Mathematics - SMLtd -). Une première étude sur la faisabilité des méthodes uniformes a porté sur l'UAT [63], [73]. Cette méthode s'est montrée efficace pour modéliser à la fois réflexion et diffraction mais demeure difficile à mettre en œuvre informatiquement. Comme CIVA disposait déjà de modèles GTD et Kirchhoff indépendants pour défauts constituées de facettes planes, il est apparu plus judicieux de développer un modèle PTD consistant simplement à sommer les résultats du modèle KA à ceux d'un modèle GTD dont le coefficient a été modifié (voir (22)). La PTD a donc été étendue à l'élastodynamique [45] avec prise en compte complexe des conversions de modes sur le défaut et l'équivalence entre la PTD et l'UAT a été montrée à l'ordre $(k_\beta L_\beta)^{-1/2}$ comme en acoustique ou électromagnétisme. Des validations poussées de ce modèle sont en cours [56].

Pour le traitement des interfaces de pièces, l'objectif de la thèse en cours d'Audrey KAMTA DJAKOU en collaboration avec le LAUM est de modéliser les effets de diffraction pour le calcul des échos ultrasonores de géométrie (entrée, fond, surfaces internes, coins de pièces) afin

de compléter le modèle « spéculaire » existant dans CIVA qui, fondé sur l'Acoustique Géométrique, ne modélise que la réflexion spéculaire.

Lors de la première année de thèse, Audrey KAMTA DJAKOU a cherché comme première étape à modéliser la diffraction d'une onde plane élastique par un demi-plan mou à l'aide d'un modèle analytique. La solution analytique exacte existe sous forme intégrale [29] mais est trop complexe à mettre en œuvre. On s'est donc intéressé dans un premier temps à une approximation asymptotique en hautes fréquences de cette solution, la GTD [29]. Cependant, la GTD divergeant aux frontières ombre/lumière de l'Optique Géométrique c'est-à-dire en cas d'interférence entre ondes diffractées et ondes géométriques (incidentes + réfléchies), les différentes méthodes permettant de prédire un champ uniforme dans l'espace ont été envisagées. Parmi elles, la Théorie Physique de la Diffraction (PTD) [45] qui nécessite de mailler les surfaces diffusantes est trop coûteuse en temps de calcul pour traiter les grandes interfaces de pièces. La Théorie Uniforme de la Diffraction (UTD) a finalement été retenue car elle peut être implémentée comme une extension du modèle spéculaire, ce dernier modélisant uniquement le champ géométrique : l'UTD permet en effet d'obtenir un champ total (somme du champ géométrique et du champ diffracté UTD) uniforme dans l'espace en modifiant uniquement le champ diffracté GTD. Ayant appliqué la méthode d'uniformisation de Pauli-Clemmow, l'UTD a été mis au point en élastodynamique [46] et comparée à l'UAT [29], [40].

Pour comparer l'UAT et l'UTD, une configuration 2D est considérée par exemple en Figure 3.11. En configuration 2D, l'onde incidente est normale à l'arête du demi-plan et donc les ondes diffractées possèdent des fronts cylindriques. Comme prévu, UTD et UAT sont continues au niveau des frontières d'ombre et coïncident pratiquement loin de ces dernières. Près des frontières d'ombre, elles diffèrent mais de peu et ces différences s'atténuent avec la distance d'observation (cf. en Figure 3.11 pour $r = 8\lambda$). Trois frontières d'ombre interviennent en Figure 3.11 : celles de l'onde incidente L à $\theta_L = 30^\circ$, de l'onde TV réfléchi à $\theta \approx 300^\circ$ et de l'onde L réfléchi à $\theta = 330^\circ$. Les pics proches des angles critiques à $\theta \approx 56.8^\circ$ et $\theta \approx 303.2^\circ$ sont dus à l'interférence de l'onde T diffractée avec des ondes de tête. En Figure 3.11.a, il y a une différence d'amplitude des pics aux angles critiques (à $\theta \approx 56.8^\circ$ et $\theta \approx 303.2^\circ$) entre UAT et UTD. En effet, ces angles critiques sont situés près des frontières d'ombre incidente et réfléchi. Dans ces régions d'observation, l'onde T diffractée interfère avec les ondes de tête générées par diffraction à l'arête mais aussi avec les ondes incidente ou réfléchi. L'UAT reproduit les pics de la GTD puisqu'elle modifie seulement le champ géométrique alors que dans l'UTD, la fonction de transition tend vers 0 près des limites de l'ombre et réduit l'amplitude du champ diffracté. Néanmoins, la GTD et ses corrections uniformes sont classiquement considérées comme invalides pour l'observation près d'un angle critique (voir section 5.2.1.1 et [82]). Une version modifiée (MUTD) de l'UTD est proposée dans [46] de sorte que sa prédiction est la même (Figure 3.11.b à $\theta \approx 56.8^\circ$) que celle de la GTD ou de l'UAT pour l'angle critique proche de la frontière d'ombre associée à une onde non-physique, transmise après conversion de mode en onde T pour une onde incidente longitudinale.

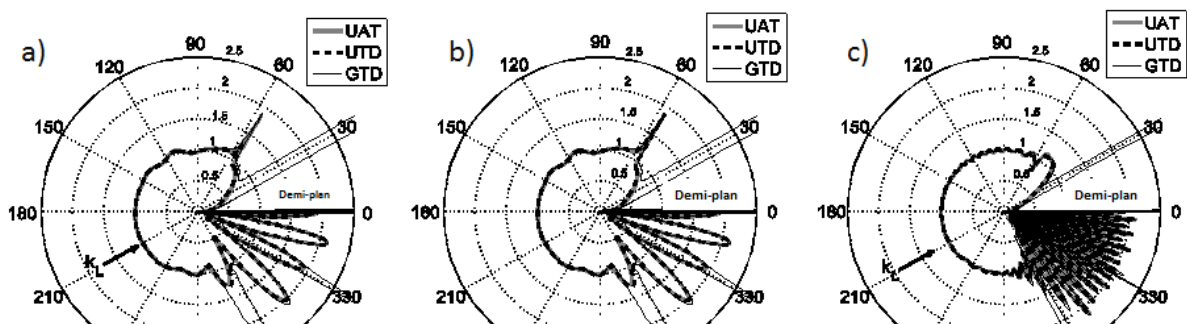


Figure 3.11 : Diagrammes de directivité du champ total 2D (normalisé par l'amplitude incidente) issu de la diffraction d'une onde plane par un demi-plan mou dans de l'acier ferritique calculés par les modèle GTD, UAT, UTD (Figs. a et c) et MUTD (noté UTD en Fig.b); en configuration et incidence 2D en ondes longitudinales $\theta_L = 30^\circ$, pour Figs.a) et b) à $r = 2\lambda$ et pour Fig. c) à $r = 8\lambda$.

Le développement de l'UTD élastique devrait constituer une avancée majeure en modélisation car les différences de prédiction entre l'UTD et l'UAT ne semblent pas être importants pour des applications pratiques en CND et car l'UTD est bien plus pratique à implémenter que l'UAT qui nécessite de construire des rayons réfléchis fictifs [46].

3.2.3. Théories incrémentales de la diffraction

Outre la non-uniformité, une autre limitation de la GTD est qu'elle n'est définie que pour des géométries canoniques (demi-plan, dièdre,...) et ne modélise donc la diffraction que par des arêtes de longueur infinie. Or, en CND, les pièces inspectées et leurs parties réellement insonifiées par les capteurs ont des dimensions finies. Pour prendre en considération la taille finie de l'arête, celle-ci est discrétisée et deux modèles « incrémentaux » consistant à sommer des ondes sphériques émises par les points de discrétisation de l'arête ont été développés : l'un repose sur le principe de Huygens [48], [83], [84] et l'autre, l'ITD (Incremental Theory of Diffraction), existant en électromagnétisme [47], a été développée en élastodynamique [48], [83], [84]. Dans le modèle Huygens, la direction de diffraction est reliée à celle incidente par la loi de Snell de la diffraction [29] tandis que, dans le modèle ITD, elle relie le point de discrétisation de l'arête au point d'observation. Dans le cas de bords infinis, ces deux modèles incrémentaux redonnent bien la solution GTD. Ils peuvent également être couplés à la GTD comme montré précédemment mais aussi à toutes ses corrections uniformes (UAT, UTD, PTD) de sorte à fournir un modèle à la fois uniforme et valide pour arêtes de taille finie.

Les modèles incrémentaux ont ensuite été validés par comparaison à des résultats expérimentaux en étudiant la diffraction d'une onde longitudinale par une arête finie dans des configurations 3D. Les échos diffractés par le bord haut d'une entaille rectangulaire de longueur 20 mm et de hauteur 10 mm débouchante en fond d'une pièce d'acier ferritique ont été mesurés en configuration TOFD pour divers angles de skew du défaut (Figure 3.12.a). Un trou cylindrique de diamètre 2mm à la même profondeur que l'arête est utilisé pour la calibration. Les méthodes couplées Huygens/GTD 3D et ITD/GTD 3D donnent alors des résultats identiques (Figure 3.12.b) et proches de ceux expérimentaux [48], [83], [84] même pour les grands skews contrairement au modèle Huygens/GTD 2,5D (évoqué en section 3.2.1.2.1). Les deux modèles Huygens et ITD sont donc très satisfaisants mais la méthode Huygens légèrement plus pratique à implémenter est privilégiée dans les codes pour le moment.

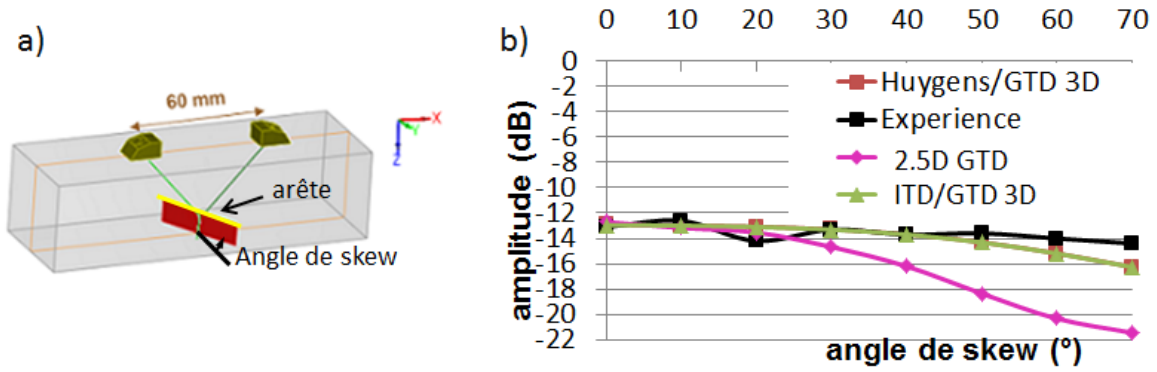


Figure 3.12: a) Configuration de contrôle TOFD employant deux traducteurs contact circulaires, séparés de 60mm, de diamètre 6,35 mm et émettant des ondes L45° à 2.25 MHz. b) Amplitude en fonction de l'angle de skew des échos d'arête haute expérimentaux et simulés avec les modèles couplés Huygens/GTD 3D, ITD/GTD 3D et Huygens/GTD 2,5D.

3.3. CAVITES VOLUMIQUES

Le modèle Kirchhoff 3D développé en 3.2.1.1.1 modélise aussi les cavités volumiques. Mais il ne prend pas en compte les ondes rampantes se propageant le long de leur surface, à l'origine du second écho observé en Figure 3.13: b) et c). et donne lieu par conséquent à des erreurs de prédiction en amplitude pour les petits défauts surtout en ondes T (comme montré par le Tableau 1). Les modèles analytique exact SOV (décrit juste après) et FEM donnent lieu à un bon accord en amplitude avec le résultat mesuré dans l'exemple du Tableau 1. Le modèle SOV fournit une prédiction très satisfaisante du comportement d'onde rampante en termes à la fois de temps de vol et d'amplitude relative par rapport à l'écho spéculaire « le plus rapide ».

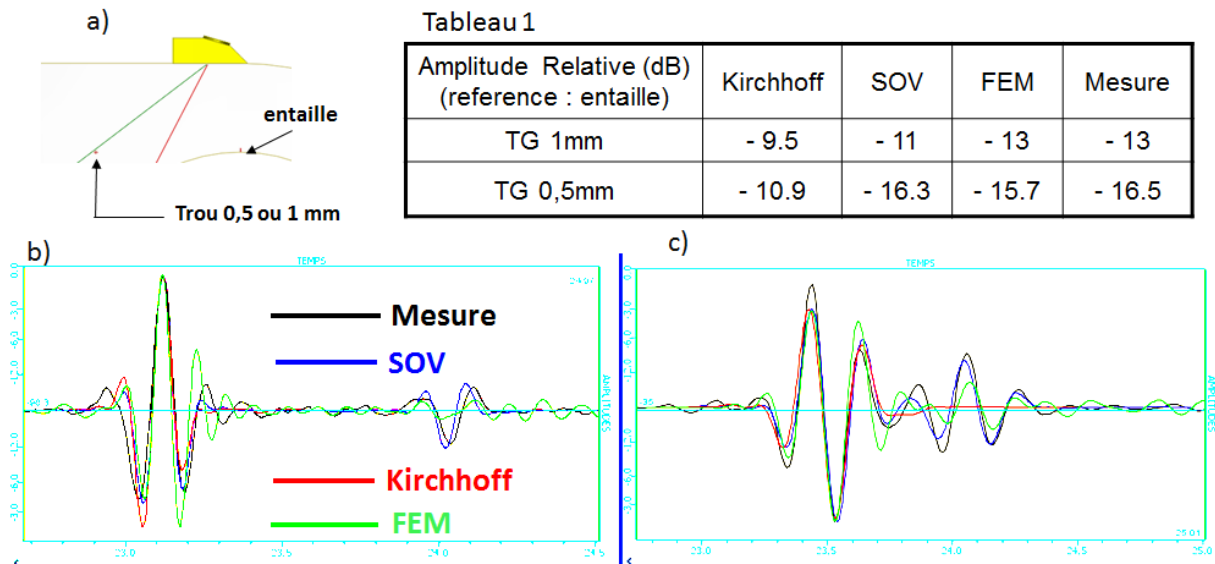


Tableau 1

Amplitude Relative (dB) (reference : entaille)	Kirchhoff	SOV	FEM	Mesure
TG 1mm	- 9.5	- 11	- 13	- 13
TG 0,5mm	- 10.9	- 16.3	- 15.7	- 16.5

Figure 3.13:a) Inspection « pulse echo » contact en ondes T45° à 5MHz de deux trous cylindriques (TG) de diamètre 1 mm ($ka = 4,9$) et 0,5 ($ka = 2,4$) ° b) - 1mm- et c) -0,5mm- : Echos normalisés expérimentaux et simulés avec les modèles SOV, Kirchhoff et CIVA/ATHENA (FEM).

Tableau 1 : Amplitude relative des échos par rapport à l'écho de coin d'une entaille 1mm ($ka=4.9$).

3.3.1. Modèle analytique exact (dit de Séparation De Variables-SOV)

Dans cette optique, pour résoudre en 2D le problème de la diffraction d'une onde plane élastique sur un cylindre vide, un modèle analytique exact (dit de Séparation De Variables -SOV) a été mis en œuvre et validé dans le cadre du stage d'Axel BOURGADE [85].

La méthode SOV pour des ondes élastiques a été développée par Pao et Mow [86], [87]. Une onde longitudinale plane (Figure 3.14), se propageant suivant l'axe \vec{x} , de déplacement $\vec{u}_{inc} = u_0 \exp(ik_L x)\vec{x}$, avec k_L le nombre d'onde longitudinal dans le milieu solide, est incidente sur un cylindre diffractant vide de rayon a et d'axe orthogonal au plan (\vec{x}, \vec{y}) .

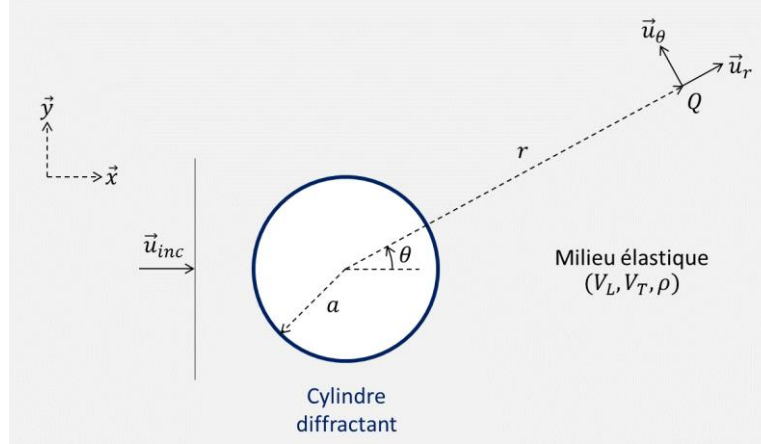


Figure 3.14 : Géométrie du problème 2D de diffraction d'une onde plane \vec{u}_{inc} sur un cylindre vide en milieu solide de vitesse longitudinale V_L , de vitesse transversale V_T et de densité ρ .

Les composantes radiale u_r et tangentielle u_θ du champ de déplacement au point d'observation Q sont [88] des séries de modes normaux n faisant intervenir la fonction d'Hankel $H_n^{(1)}(x)$ de première espèce et d'ordre n et sa dérivée :

$$\begin{cases} u_r(r, \theta) = u_0 \sum_{n=0}^{+\infty} \varepsilon_n i^n \cos n\theta \left(A_n k_L a H_n^{(1)'}(k_L r) + B_n \frac{an}{r} H_n^{(1)}(k_T r) \right) \\ u_\theta(r, \theta) = u_0 \sum_{n=0}^{+\infty} \varepsilon_n i^n \sin n\theta \left(A_n \frac{an}{r} H_n^{(1)}(k_L r) + B_n k_T a H_n^{(1)'}(k_T r) \right) \end{cases}, \quad (29)$$

avec les coefficients A_n et B_n définis dans [88] ou dans l'Annexe C de [10], $\varepsilon_n = 1 - \delta_{0n}$, et k_T le nombre d'onde de l'onde transversale dans le milieu solide.

Par ailleurs, le modèle SOV pour trous de géométrie cylindrique a été intégré par mes soins à CIVA ainsi que le modèle de diffusion pour cavités sphériques qui avait déjà été évalué pendant ma thèse. Pour les sphères, le développement a été finalisé pour les ondes T par Vincent DORVAL avec la mise en œuvre d'un modèle complet de calcul d'échos CIVA.

3.3.2. Modélisation de l'amplitude de l'onde de tête sur surface irrégulière (irrégularités cylindriques)

En section 2.4.2., un modèle rayon complet a été intégré par A. FERRAND pour le calcul de l'onde de tête sur le capteur récepteur. Le trajet rayon de l'onde de tête fait intervenir des phénomènes de diffraction sur les irrégularités de surface : rayons rampant sur interface

cylindrique et rasant le long de la partie plane d'un affouillement (Figure 2.8). La seconde étape de modélisation de l'onde de tête consiste à construire des modèles rayon d'amplitude de l'onde de tête le long du trajet de cette dernière.

Dans la section suivante, deux modèles rayon d'amplitude, issus de la solution SOV exacte (29), sont évalués pour le rayon rampant : le premier est la solution asymptotique SOV en champ lointain, et le second est le modèle GTD asymptotique du rayon rampant.

Le modèle SOV en champ lointain, proposé par Brindt [88], utilise l'expression asymptotique de la fonction de Hankel $H_n^{(1)}(x)$ pour $k_L r \gg 1$ et simplifie l'expression (29) du champ de déplacement :

$$\begin{cases} u_r(r, \theta) \sim u_0 \left(\frac{2}{\pi k_L r} \right)^{1/2} \exp(ik_L r + i\pi/4) \sum_{n=0}^{+\infty} \varepsilon_n A_n k_L a \cos n\theta \\ u_\theta(r, \theta) \sim u_0 \left(\frac{2}{\pi k_T r} \right)^{1/2} \exp(ik_T r + i\pi/4) \sum_{n=0}^{+\infty} \varepsilon_n B_n k_T a \sin n\theta \end{cases}, \quad (30)$$

où le facteur $(2/\pi k_L r)^{1/2} \exp(ik_L r + i\pi/4)$ correspond à la propagation du champ longitudinal émis depuis une source cylindrique située sur le cylindre en direction du point d'observation Q

et le facteur $\sum_{n=0}^{+\infty} \varepsilon_n A_n k_L a \cos n\theta$ est la série SOV incluant notamment la somme des contributions des ondes se propageant le long du cylindre.

Le second modèle proposé, le modèle GTD asymptotique du rayon rampant, est issu de l'application à la solution SOV de la transformée de Watson-Sommerfeld [89], [90], mettant en évidence la propagation d'ondes circonférentielles autour du cylindre, sous la forme de rayons rampants. Le champ u_r de l'onde L, reçu au point d'observation Q est alors vu comme la somme de deux contributions, l'une de réflexion spéculaire $u_r^{géo}$ et l'autre de rayons rampants u_r^{rpt} , comme montré sur la Figure 3.15. Le modèle asymptotique du rayon rampant fournit l'expression du déplacement radial u_r^{rpt} du rayon rampant longitudinal pour $\theta \gg O((k_L a)^{-1/3})$:

$$u_r^{rpt}(Q) = u_0 \left(\frac{32\pi}{k_L r} \right)^{1/2} e^{ik_L r + i\pi/4} \sum_{l=1}^{\infty} \cos \gamma_l^L (\theta - \pi) i e^{i\pi\gamma_l} k_L a A_{\gamma_l^L}^*, \quad (31)$$

avec $A_{\gamma_l^L}^*$ le résidu de A_γ au pôle de Franz γ_l^L [88], avec le paramètre entier n de la solution SOV (29) remplacé par le paramètre complexe γ .

Ces modèles ont été appliqués à plusieurs configurations de simulation dont une représentative des cas d'inspection TOFD, soit : $k_L a = 55,6$, $k_T a = 103$ (acier inoxydable) à la fréquence $5MHz$ de l'onde plane incidente, $a = 10mm$ et $r = 70mm$ (cf. Figure 3.16). Les courbes rouge et verte de la Figure 3.16 représentent respectivement le champ réfléchi sur le cylindre, et le champ diffracté par le rayon rampant (Figure 3.15).

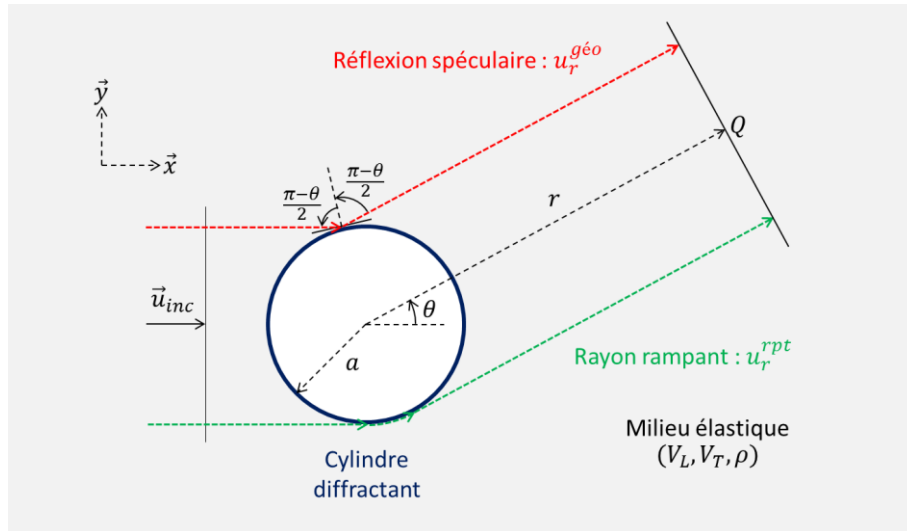


Figure 3.15 : Mise en évidence des trajets associés aux deux contributions (en vert, rayon rampant et en rouge, rayon spéculaire) du champ de l'onde L reçu dans la direction de Q .

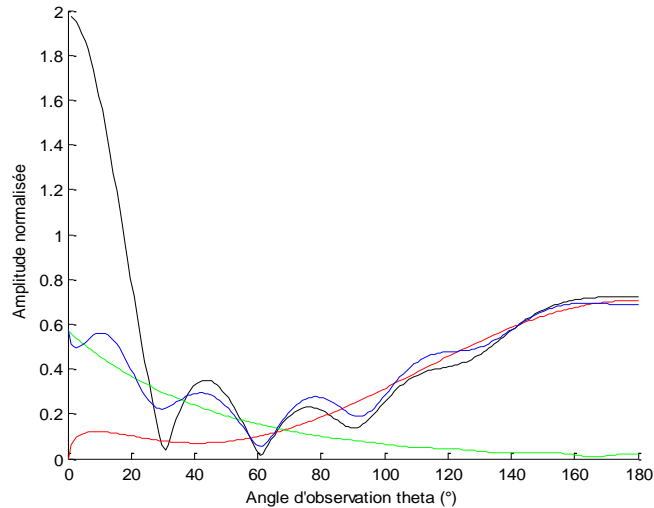


Figure 3.16 : Amplitudes normalisées des contributions au champ lointain diffracté par le cylindre, simulées par les modèles rayon : Contribution spéculaire

$$\overline{u_r^{geo}} = |u_r^{geo}| (r/a)^{1/2} / u_0 \text{ (en rouge), contribution du rayon rampant } \overline{u_r^{rpt}} = |u_r^{rpt}| (r/a)^{1/2} / u_0 \text{ (en vert), champ total diffracté (somme des contributions spéculaire et rampante) } \overline{u_r^{tot}} = |u_r^{geo} + u_r^{rpt}| (r/a)^{1/2} / u_0 \text{ (en bleu). En sus : modèle SOV exact (en noir).}$$

La contribution au champ du rayon rampant est plus importante que celle de la réflexion sur le cylindre pour $\theta < 65^\circ$, c'est-à-dire pour de petits angles. On observe par ailleurs que le champ réfléchi s'annule pour $\theta = 0^\circ$ qui correspond, en champ lointain, à la zone d'ombre formée par le cylindre. Enfin les courbes du modèle SOV exact (en noir) et du champ total diffracté calculé à l'aide de la méthode asymptotique (en bleu) sont proches pour les grands angles d'observation ($\theta > 90^\circ$), mais s'écartent d'autant plus que l'angle d'observation s'approche de la frontière ombre/lumière ($\theta = 0^\circ$) : le champ réfléchi étant nul dans cette direction, l'erreur du modèle asymptotique provient du calcul du rayon rampant. Ce modèle ne fonctionne pas sur et près des frontières d'ombre. Afin de calculer le champ correctement dans ces zones de transition (pénombre), il serait nécessaire d'utiliser des modèles uniformes [44], [91], [92].

Pour modéliser dans CIVA le champ de l'onde de tête diffractée par une irrégularité cylindrique, le modèle SOV en champ lointain qui est équivalent au modèle SOV exact assez loin du cylindre et donc plus précis près de la zone d'ombre géométrique a été retenu mais adapté. En effet, afin de ne garder que la contribution rampante lors de l'utilisation de ce modèle dans CIVA et supprimer la contribution de la réflexion spéculaire, seule la partie de la réponse impulsionnelle associée au modèle correspondant aux temps positifs est utilisée.

Enfin le cas de l'affouillement a été traité dans l'optique de la théorie des rayons : un modèle de rayon rasant (cf. Figure 3.17) qui se propage le long de la partie plane de l'affouillement a aussi été proposé [10] en adaptant un modèle développé en électromagnétisme [93], [94].

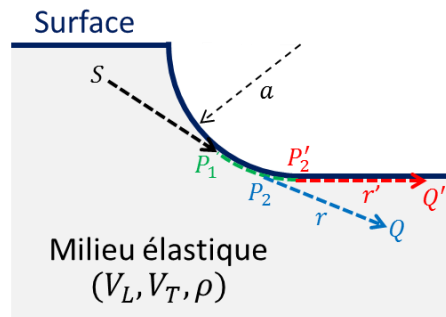


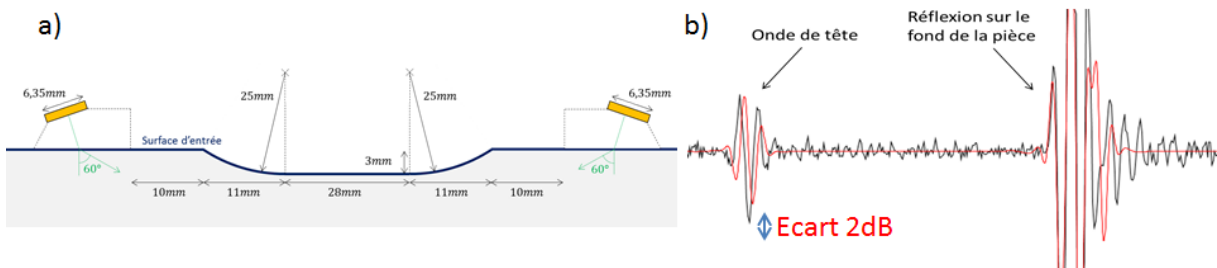
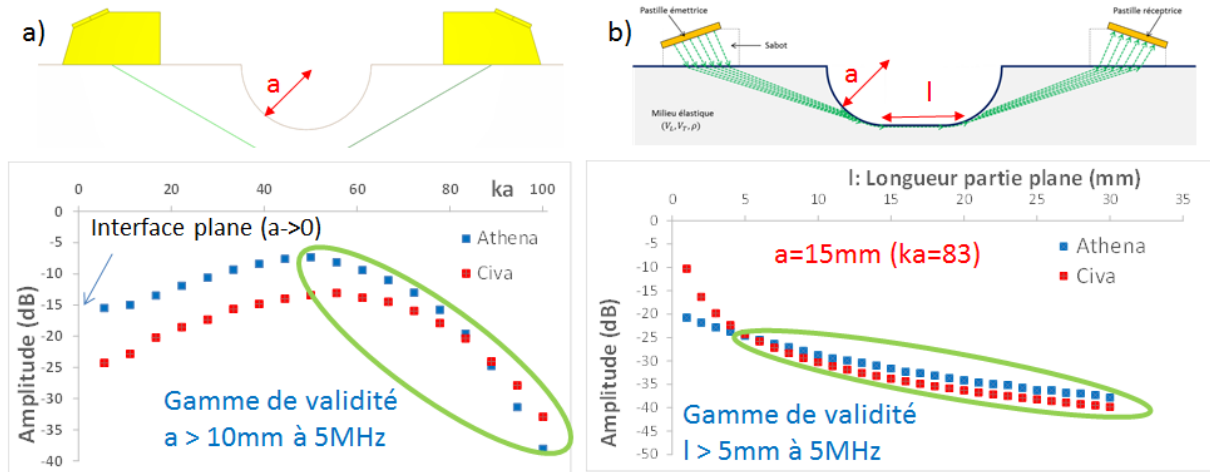
Figure 3.17 : Illustration du trajet du rayon rasant (en rouge) et d'un rayon de volume (en bleu), tous deux générés par un rayon rampant (en vert).

Ce rayon rasant possède une divergence géométrique de champ spécifique r^{-d} , dépendante des conditions aux limites sur la surface diffractante : une étude paramétrique numérique sous CIVA/ATHENA a validé ce modèle et déterminé la valeur du coefficient de divergence à appliquer dans le cas d'une inspection TOFD au contact sur une pièce en acier inoxydable.

Un modèle 2D complet de propagation de l'onde de tête « CIVA/GIRT » a été intégré dans CIVA pour des irrégularités cylindriques ou un affouillement. Son fonctionnement s'appuie ainsi sur l'association de blocs représentant les différentes interactions avec la surface irrégulière (réfraction à la surface d'entrée, propagation rampante sur une surface courbe, propagation rasante sur la partie plane d'un affouillement, etc...). À chaque bloc est donc associé un modèle rayon d'amplitude.

La validation théorique de l'amplitude de l'onde de tête sur des irrégularités cylindriques montre une bonne concordance des résultats, si le rayon de l'irrégularité est suffisamment grand (Figure 3.18.a), et si l'irrégularité est située en champ lointain des capteurs TOFD. La validation numérique de l'amplitude de l'onde de tête sur des affouillements (Figure 3.18.b) révèle que la propagation de l'onde le long de la partie plane de l'affouillement est modélisée de manière très convaincante par le modèle du rayon rasant.

Au final, une validation expérimentale de la modélisation de l'onde de tête sous CIVA pour un cas d'affouillement réaliste s'avère très concluante (Figure 3.19). Des perspectives de ces travaux seront tirées en section 5.2.2.



3.4. INCLUSIONS SOLIDES

Les inclusions solides peuvent être traitées par deux modèles de diffusion (intégrés à CIVA), l'un, valide en basse fréquence et pour des géométries relativement variées, Born doublement distordu [50] et l'autre exact SOV uniquement pour des inclusions sphériques [50]–[52] ou cylindriques [86], [87]. Ces deux modèles ont été intégrés à CIVA dans le cadre de ma thèse et la modélisation des bétons (section 4.2.2) puis étendus par Vincent DORVAL (SOV sur inclusions cylindriques).

Sous l'approximation de Born, le champ diffusé par l'inclusion est une intégrale sur le volume du défaut du produit du champ incident dans la matrice entourant l'inclusion par la fonction de Green en milieu infini (celui de la matrice). Le modèle Born doublement distordu a été développé durant ma thèse et a consisté à modifier dans le modèle Born initial les champs et fonctions de Green de sorte à tenir compte de la propagation dans l'inclusion [50] : notamment les champs d'ondes dans l'inclusion ne se propagent plus à la vitesse du son dans la matrice mais à celle de l'inclusion. Le modèle Born doublement distordu a été légèrement amélioré ensuite par Schmerr [95].

Les simulations des réponses d'inclusions sphériques d'alumine dans une pièce cylindrique en titane inspectée en $L0^\circ$ ont été validées [96] expérimentalement et numériquement dans le cadre du projet européen PICASSO (voir section 1.2) comme montré en Figure 3.20. Le modèle (EFIT-H) employé est un module de simulation hybride qui combine des simulations numériques (CEFIT [97]) de la diffusion par le défaut à une modélisation numérique simplifiée

du champ rayonné par le transducteur (EFIT-PSS [98]) et à un tracé de rayons analytique pour le calcul de la propagation des ondes entre le transducteur et le défaut. Le modèle Born doublement distordu est le moins efficace notamment pour les petites inclusions en raison du trop fort contraste de célérités et de densité entre l'inclusion et la matrice, peu favorable aux hypothèses de l'approximation de Born doublement distordue (champs dans l'inclusion ressemblant à ceux dans la matrice). Par rapport aux mesures, l'accord global obtenu avec les méthodes SOV et EFIT-H est très bon et les différences entre les deux méthodes de simulation sont plus faibles que les différences entre les deux mesures. Dans toutes les courbes, la résonance principale de la sphère d'alumine à environ 0,5 mm est clairement visible.

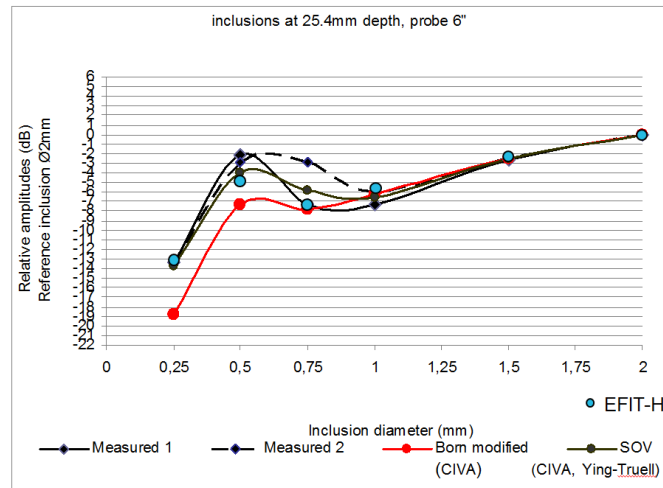


Figure 3.20 : reproduite de [96]. Pour six inclusions d'alumine (célérités $c_L=10845$ m/s, $c_T=6350$ m/s, masse volumique $\rho=3.9$ g/cm³) dans du titane ($c_L= 6228$ m/s, $c_T=3146$ m/s, $\rho=4.4$ g/cm³) de diamètres différents ($1.3 < ka < 10.1$) à la profondeur de 25,4 mm inspectées avec un capteur 6 pouces 10MHz, comparaison des résultats EFIT-H avec des simulations CIVA par Born doublement distordu et SOV et les résultats expérimentaux réalisés par Snecma.

Les échos les plus tardifs issus des inclusions sont globalement bien modélisés avec SOV (Figure 3.21). Les deux premiers échos sont les réflexions en ondes L sur les faces avant et arrière de l'inclusion. L'interférence entre ces ondes explique la résonance observée Figure 3.20 pour un diamètre d'environ 0,5 mm.

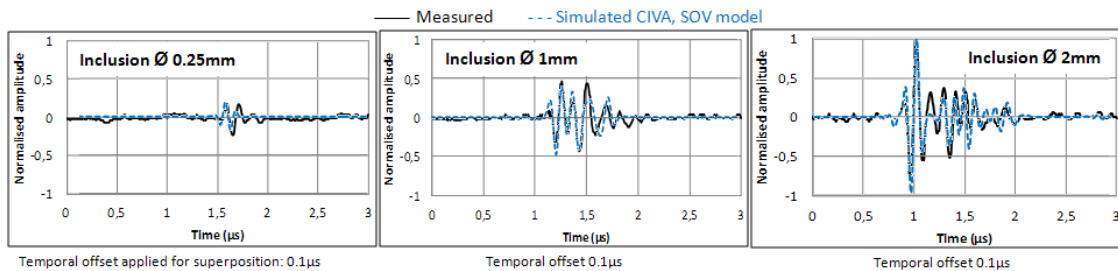


Figure 3.21 : reproduite de [96]. Réponses d'inclusions de différents diamètres à la profondeur de 63,5 mm, mesurées avec un capteur 10 pouces et modélisées par SOV.

3.5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à une thématique qui a sans doute constitué la part la plus importante et innovante de mes travaux : la modélisation de la diffusion d'ondes par des défauts par le biais d'approximations semi-analytiques.

Pour des défauts plans, des calculs d'échos 3D fondés sur les modèles hautes fréquences classiques (approximation de Kirchhoff et la Théorie Géométrique de la Diffraction (GTD)) ont été développés et leur validité numérique et expérimentale étudiée. Le modèle Kirchhoff a été étendu afin de calculer des échos d'interfaces impédantes. Comme Kirchhoff et GTD ne modélise respectivement que la réflexion spéculaire et la diffraction d'arêtes, des travaux novateurs (3 articles de revue) s'inspirant de l'existant en électromagnétisme ont débouché sur le développement en élastodynamique de modèles génériques uniformes (PTD, UAT et UTD) traitant à la fois la réflexion spéculaire et la diffraction. Ces modèles ont été numériquement comparés en acoustique pour des dièdres rigides ou élastiques et en élastodynamique pour des demi-plans mous, le cas du dièdre étant à l'étude. L'UTD est une méthode particulièrement prometteuse pour les grands défauts en raison de sa fiabilité et d'une facilité d'implémentation garante d'un temps de calcul réduit. Deux modèles incrémentaux élastodynamiques (un article de revue résultant) ont aussi été développés afin d'étendre les modèles uniformes à des arêtes d'extension finie.

Dans l'optique de modéliser des défauts volumétriques, des validations numériques et expérimentales ont montré que le modèle analytique exact SOV pour géométries canoniques qui prend en compte toutes les ondes présentes notamment celles rampantes supplante le modèle Kirchhoff 3D pour des cavités et l'approximation de Born doublement distordue (qui a donné lieu à un article de revue) pour des inclusions solides. Ce modèle SOV a aussi fourni une modélisation sous forme de rayons rampants de l'onde de tête sur surface irrégulière.

CHAPITRE 4 : PROPAGATION D'ONDES DANS DES MILIEUX COMPLEXES

4.1. RESUME

Dans les matériaux métalliques ou granulaires, la diffusion par la microstructure granulaire des ondes s'y propageant est à l'origine de leur atténuation et d'un bruit de structure parasitant les échos revenant d'éventuels défauts. J'ai d'abord participé à la mise en œuvre d'un nouveau générateur de bruit aléatoire [99] simulant le bruit de la microstructure d'un matériau métallique. Des travaux sur la propagation d'ondes dans les bétons (modélisés comme des distributions de granulats dans une matrice de mortier) ont aussi mené au développement :

- d'un modèle d'atténuation avec prise en compte de la diffusion multiple entre granulats [99].
- d'un générateur de bruit aléatoire dans les bétons [99] couplé à un modèle exact de diffusion par un granulat isolé (modèle SOV pour inclusions sphériques).

La modélisation de la propagation en milieu aux propriétés continûment variables a aussi constitué ces dernières années une innovation dans CIVA. Pour la télémétrie ultrasonore en sodium liquide (projet TECNA - TEChnologie Sodium - : surveillance des réacteurs nucléaires refroidis au sodium liquide), le cas des ondes acoustiques en fluide inhomogène quelconque a été traité à l'aide d'un modèle rayons et d'un modèle stochastique original [78]. Ce modèle stochastique, applicable à d'autres domaines de la physique et fondé sur une aberration de phase, simule la propagation 3D d'une onde acoustique en milieu aléatoire faiblement inhomogène.

4.2. ATTENUATION ET BRUIT DE STRUCTURE DANS LES MATERIAUX METALLIQUES OU GRANULAIRES

Cette partie est consacrée à la modélisation de la propagation dans les matériaux dont la microstructure granulaire est source de diffusion et donc de bruit de structure et d'atténuation.

4.2.1. Générateur de bruit aléatoire dans les matériaux métalliques

Dans les cas où la diffusion multiple peut être négligée (composants métalliques à petits grains par ex.), les modèles de diffusion simple sont privilégiés pour leur rapidité de calcul. Dans le cadre de l'hypothèse de diffusion simple, toute onde diffusée plus d'une fois par la microstructure est négligée devant les ondes diffusées une unique fois. Dans la littérature, deux méthodes de générateur de bruit utilisent des tirages aléatoires de répartition de grains pour générer des signaux bruités uniquement en rétrodiffusion. Yalda et al. [100] proposent une méthode de Monte-Carlo fondée sur une description précise de la microstructure (modélisée par l'approximation de Born), mais très coûteuse en temps de calcul. Gustaffson et Stepinski [101] en proposent une autre, qui a l'inconvénient de ne pas faire le lien avec les propriétés de la microstructure en générant un ensemble de diffuseurs et en tirant aléatoirement pour chaque diffuseur un coefficient de diffusion associé au régime de Rayleigh (grains supposés très petits

par rapport à la longueur d'onde), mais est nettement plus rapide. Dans le cas d'un matériau métallique, un nouveau générateur de bruit a été développé durant le Post-Doc. de Frédéric JENSON (2004-2005) en étendant la validité de l'algorithme de Gustaffson et Stepinski [101] en dehors de la rétrodiffusion et surtout en proposant une méthode empirique d'ajustement des paramètres d'entrée. L'amplitude diffusée par les grains est décrite par une distribution gaussienne. Les deux paramètres statistiques, densité des diffuseurs et variance de la distribution de coefficients de diffusion, sont extraits d'une inspection CND de référence. Comme montré en Figure 4.1, la densité des diffuseurs est fixée en modélisant la statistique de l'enveloppe du signal par une distribution de Nakagami (Figure 4.1.b). Le paramètre de Nakagami caractérisant cette distribution est directement relié à la densité des diffuseurs (Figure 4.1.c) et cette dernière est choisie de sorte à correspondre à un paramètre de Nakagami relativement proche de 1 et obtenir un bruit ressemblant à un speckle pleinement développé [102] en un temps de calcul raisonnable. La variance est obtenue par ajustement de l'énergie du bruit après estimation préalable de l'atténuation. Un premier modèle développé par S. CHATILLON qui ne faisait pas intervenir la distribution de Nakagami [103], [104] a été publié puis le travail final a été présenté en conférence [99]. J'ai participé à l'intégration, l'amélioration et la validation de ces générateurs de bruit aléatoire.

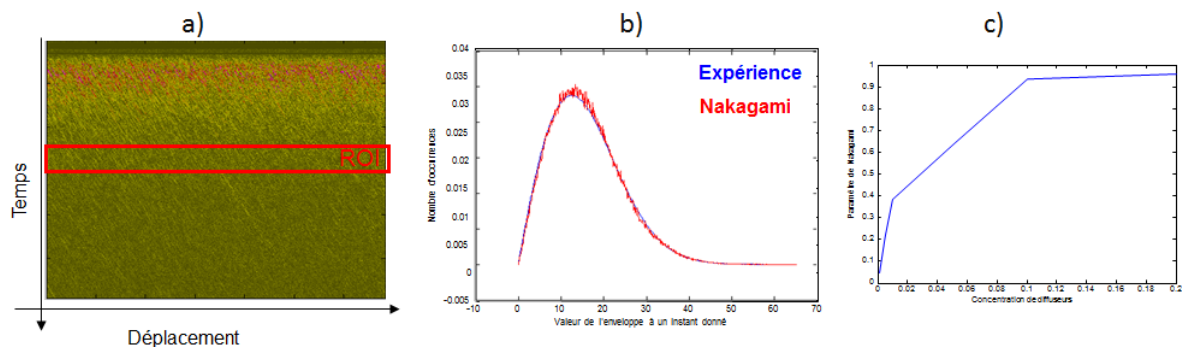


Figure 4.1 : a) B-Scan expérimental de l'inspection CND de référence ; b) histogrammes des valeurs de l'enveloppe des signaux de bruit à un instant donné moyen (correspondant à la région d'intérêt de faible épaisseur – ROI – en rouge en Fig.a) ; c) zoom aux petites concentrations (en mm^{-3}) de l'évolution (obtenue par simulations de bruit) du paramètre de Nakagami en fonction de la densité des diffuseurs.

Un exemple d'application a consisté en l'évaluation du rapport signal à bruit (RSB) d'entailles dans différentes configurations de contrôle d'un acier bruité (collaboration avec EDF). L'inspection du composant bruité est effectuée à l'aide de capteurs contact générant des ondes transversales, à trois angles d'incidence différents (45° , 60° , 70°), et pour deux fréquences : 2,25 et 5 MHz (cf. Tableau 2). Les RSB sont correctement prédits par le modèle : $\text{RSB}(2,25 \text{ MHz}) > \text{RSB}(5 \text{ MHz})$ et $\text{RSB}(T45) > \text{RSB}(T60) > \text{RSB}(T70)$.

Configuration	RSB mesuré (dB)	RSB simulé (dB)
T45 2,25 MHz	29	28
T60 2,25 MHz	24	23
T70 2,25 MHz	15	15
T45 5 MHz	27	26
T60 5 MHz	21	19
T70 5 MHz	10	10

Tableau 2 : rapports signal à bruit (RSB) mesurés et simulés d'entailles dans différentes configurations de contrôle d'un acier « bruité » à petits grains. En rouge, la configuration de référence ayant servi à l'ajustement des paramètres d'entrée du générateur de bruit.

Les travaux de modélisation du bruit de structure dans les aciers se sont ensuite poursuivis dans le cadre des thèses de Vincent DORVAL (encadré par F. JENSON) et de Thomas BEDETTI (encadré par F. JENSON puis par V. DORVAL). La première thèse [102] a notamment proposé une modélisation du bruit en diffusion simple qui est reliée aux propriétés de la microstructure par un modèle de diffusion (approximation de Born). Les travaux de la seconde thèse [105] ont porté sur une simulation en régime de diffusion multiple du bruit de structure fondée sur l'équation de la diffusion, au sens diffusion de la chaleur.

4.2.2. Propagation d'ondes dans les matériaux granulaires

Dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) et le CEA dédiée à l'état de santé des enceintes de confinement des Réacteurs à Eau sous Pression (REP), le CEA a développé un dispositif ultrasonore multi-éléments dédié à la caractérisation ultrasonore non destructive de fissures dans le béton des enceintes. L'étude en faisabilité du dispositif a nécessité de simuler une telle inspection et donc de modéliser la propagation d'ondes dans les bétons.

4.2.2.1 Modèle d'atténuation avec prise en compte de la diffusion multiple

De 2003 à 2007, une collaboration contractuelle avec le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique LMA (ex. LCND - Laboratoire de Contrôle Non Destructif de l'IUT d'Aix-) a été mise en œuvre pour le développement de méthodes de simulation et de validation expérimentale de la propagation dans les bétons. Pour ce faire, je me suis rapproché en 2003 du LCND et de son directeur Gilles Corneloup. Ce dernier encadrait la thèse de J.F. CHAIX [106] qui traitait de l'apport de la diffusion multiple pour la caractérisation de l'endommagement dans les bétons. Les travaux ont porté sur la prédiction de la dispersion de vitesse et du comportement en fréquence de l'atténuation dans le béton. L'approche consiste à utiliser un modèle d'homogénéisation qui permet à partir de la description du milieu granulaire réel (fraction volumique et taille des agrégats) de déterminer un matériau homogène « équivalent » du point de vue de la propagation ultrasonore (Figure 4.2).

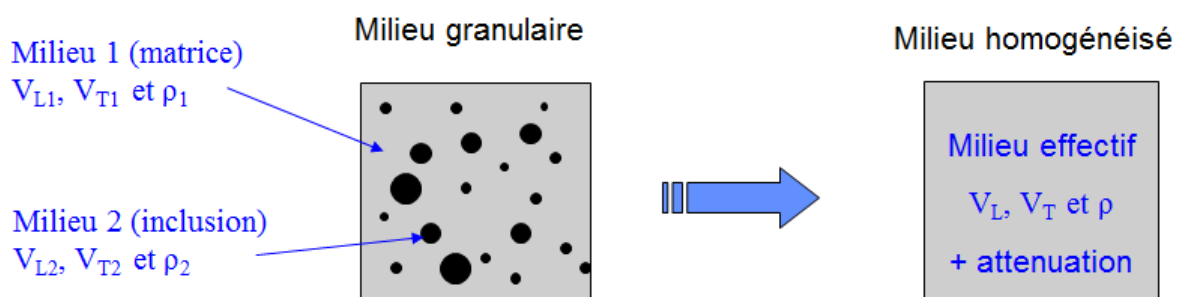


Figure 4.2: Principe d'homogénéisation du milieu granulaire en un milieu effectif atténuant de vitesses V_L et V_T et de densité ρ .

Le modèle classique d'homogénéisation choisi (Waterman et Truell [107]) repose sur une hypothèse de diffusion multiple et permet de modéliser dans un milieu hétérogène granulaire l'atténuation et la dispersion de l'onde cohérente (qui représente la partie de l'onde incidente qui résiste à la moyenne sur le désordre, obtenue en pratique en moyennant sur plusieurs tirs des capteurs [108]). Suite aux validations relativement concluantes effectuées durant la thèse de J.F. CHAIX [106], [109] en modélisant des granulats uniquement sphériques, j'ai

implémenté ce modèle dans CIVA et l'ai adapté pour tenir compte d'une répartition prédéfinie de tailles de diffuseurs (histogramme de tailles mesuré sur un béton) [99].

Comme exemple, un béton du commerce a été modélisé par un milieu granulaire à deux composants (matrice et inclusions). La matrice est du mortier solidifié constitué de ciment et de sable (<4mm). La distribution de la taille des granulats (qui font office d'inclusions) comprise entre 4 et 20 mm est déduite des données fabricant (cf. Figure 4.3). Le modèle d'homogénéisation permet de déduire la loi d'atténuation associée.

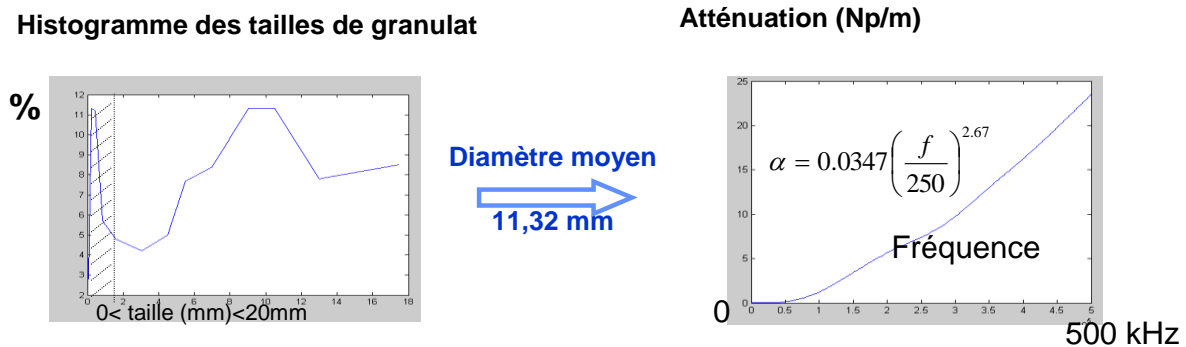


Figure 4.3 : Calcul de la loi d'atténuation (Neper/m) par homogénéisation d'un béton du commerce.

4.2.2.2 Générateur de bruit aléatoire couplé à un modèle exact de diffusion par un diffuseur isolé

Durant son post-Doc (2004-05), F. JENSON dont j'étais l'encadrant s'est inspiré sur mes conseils d'un modèle de bruit développé par le LCND pour les bétons [110] pour développer un générateur de bruit aléatoire dans les bétons plus générique. Le modèle du LCND est valable uniquement en rétrodiffusion et il ne modélise pas complètement une inspection ultrasonore car il ne prend pas en compte le rayonnement et la réception par les capteurs mais simplement la diffusion par le matériau traversé. Le modèle développé par F. JENSON est un générateur de bruit de type « diffusion simple », similaire à celui développé pour les matériaux métalliques mais relié à la structure granulaire en employant le modèle analytique exact de diffusion par un granulat sphérique isolé (SOV pour inclusions sphériques) [111]: il n'est pas limité à la rétrodiffusion et tient compte du champ des capteurs. Le travail en modélisation a été présenté en conférence [99] à l'époque et des validations expérimentales ont été publiées [112].

Pour exemple, une mesure étudiée correspond à une acquisition par un réseau multi éléments de 9 capteurs (2,5KHz) sur un bloc de 600mm d'épaisseur contenant un défaut multifacettes en focalisant en ondes longitudinales à 15° à 293mm de profondeur sur la facette P3. La simulation reproduit assez fidèlement l'acquisition (Figure 4.4) ainsi que le décalage fréquentiel des signaux dû à l'atténuation. Le rapport signal à bruit (RSB) mesuré à partir de la courbe échodynamique en estimant le bruit à la même profondeur que le défaut P3 est identique au RSB simulé. Une étude complémentaire sur le bruit a été réalisée en segmentant les Bscans de bruit seul (sans défaut), traitement appliquant un seuil en amplitude et des critères sur la cohérence spatiale. On observe alors peu d'écart entre les histogrammes simulés et expérimentaux d'amplitude des segments de bruit. Cette bonne cohérence valide la réflectivité aléatoire calculée par le modèle de bruit. La répartition de l'énergie en fonction de la profondeur suit aussi des variations similaires en simulation et en mesure ; le bruit s'atténue correctement en fonction du temps de vol.

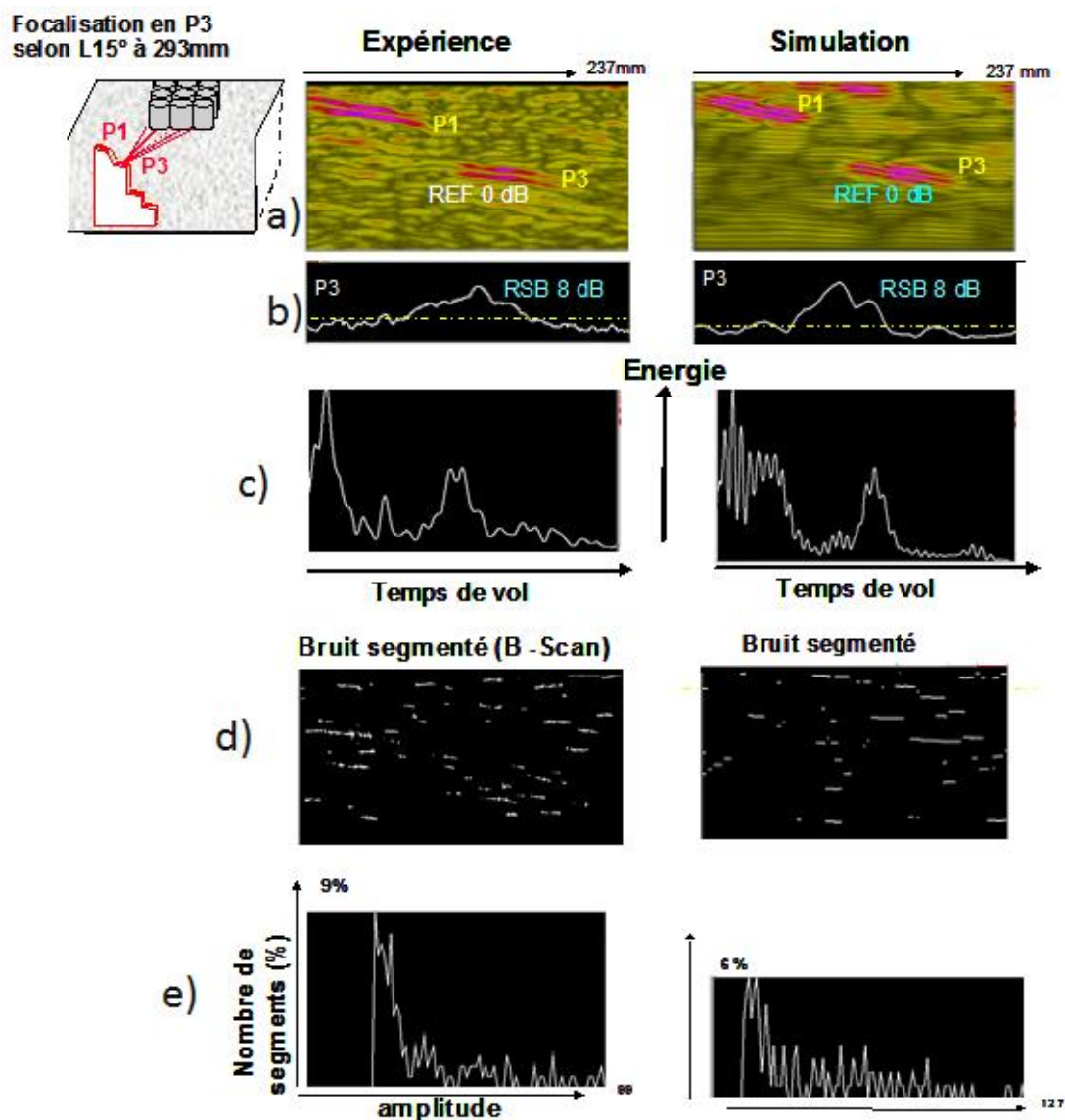


Figure 4.4: contrôle de la facette P3 en multi- éléments. Comparaison des résultats expérimentaux (à gauche) et simulés (à droite) : a) Bscans, b) courbes échodynamiques après fenêtrage temporel et spatial autour de P3 c) Energie moyennée en fonction du temps issue des Bscans a), d) Bscans segmentés bruités dans une zone sans défaut à la même profondeur et e) histogrammes sur l'amplitude des segments associés au bruit.

Néanmoins la prédiction du bruit en termes de distribution spatiale pourrait être améliorée. En effet les échos expérimentaux présentent des extensions spatiales plus réduites que celles des échos simulés (Figure 4.4.a). Ce phénomène pourrait provenir de la non prise en compte par le modèle de l'ombrage du champ lié à la présence des granulats.

A l'issue de son Post-Doc, F. JENSON a ensuite encadré, en tant qu'agent CEA, en collaboration avec le LCND la thèse de Vincent DORVAL sur la modélisation du bruit de structure dans des structures métallurgiques [113]. Nous avons en parallèle du contrat CEA/LCND suivi le déroulement de la thèse de Mathieu Rossat [114] sur la prise en compte de diffuseurs sphéroïdaux dans le modèle d'atténuation par diffusion multiple.

4.3. ACOUSTIQUE EN MILIEU INHOMOGENE OU ALEATOIRE

Le projet R&D industriel national tripartite (CEA, EDF, AREVA) TECNA (Technologie Sodium) a notamment pour objectif le développement de techniques innovantes pour la surveillance des réacteurs nucléaires refroidis au sodium liquide. La thèse de Bo LU [43] a été initiée afin de modéliser la télémétrie ultrasonore en sodium qui est l'une de ces techniques.

4.3.1. *Modèle déterministe de rayons en fluide inhomogène*

La télémétrie [42], [76], [77] consiste à positionner dans le réacteur un transducteur ultrasonore qui génère un faisceau ultrasonore vers une structure à contrôler. Ce faisceau ultrasonore traverse un milieu turbulent (en raison de la fluctuation aléatoire de température du sodium liquide au cœur du réacteur) et interagit avec la structure visée. Après cette interaction, une onde sera rétrodiffusée par cette structure et ensuite détectée par le même transducteur. En mesurant le temps de vol du signal reçu, la distance entre la surface du transducteur et la structure inspectée pourra être évaluée. Le développement des outils de simulation de la télémétrie consiste à développer des modèles de propagation d'onde acoustique en sodium liquide et d'interaction de cette onde avec une structure. L'intégration de ces modèles dans CIVA [12], [115] fournira une modélisation complète de la télémétrie. Cette simulation permettra à terme de prédire l'imagerie ultrasonore du réacteur en sodium en état de fonctionnement.

Dans l'objectif de la simulation complète de la télémétrie, nous avons en premier lieu étudié la propagation d'un faisceau ultrasonore en sodium liquide. En raison de la fluctuation aléatoire de température et de la circulation du sodium dans le réacteur, le milieu subit une variation aléatoire de vitesse du son dans l'espace et dans le temps. Pour modéliser la propagation dans un tel milieu inhomogène et aléatoire, nous avons développé dans un premier temps un modèle déterministe fondé sur la théorie des rayons (acoustique géométrique) [76], [78] mais ce modèle a l'inconvénient d'être gourmand en temps de calcul.

4.3.2. *Modèle stochastique en fluide inhomogène aléatoire.*

Par conséquent, un modèle stochastique est proposé pour simuler la propagation d'une onde acoustique dans un milieu aléatoire caractérisé par de faibles fluctuations de vitesse. A l'issue d'un calcul de champ simulé avec le modèle déterministe dans un milieu turbulent homogène et isotrope, nous avons pu constater la faible perturbation du champ acoustique en termes de temps de parcours et d'amplitude. Si la perturbation d'amplitude peut alors être négligée, la perturbation du temps de vol peut en revanche provoquer une déviation du faisceau acoustique (voir Figure 4.5.a et b).

Le champ acoustique en milieu inhomogène aléatoire est finalement modélisé par une approche statistique à partir du champ calculé dans un milieu homogène moyen en modifiant les temps de parcours des rayons homogènes par incorporation d'une correction. Cette correction de temps de vol est fournie par un modèle d'aberration statistique de phase [78] afin de traduire l'aspect aléatoire des inhomogénéités de vitesse.

La solution stochastique proposée est bien adaptée pour résoudre le problème de la propagation des ondes dans un milieu aléatoire faiblement inhomogène. Elle ne nécessite pas la résolution lourde de l'équation des ondes inhomogène et est simplement fondée sur une aberration de phase ajoutée à la solution du problème en milieu homogène moyen. Elle combine différentes théories de sorte à construire un modèle complet de propagation stochastique [78] : calcul de l'amplitude du champ en utilisant un milieu homogène moyen, utilisation de la méthode de représentation

spectrale [116] pour obtenir une aberration de phase 2D, extension à une simulation 3D par approximations simples sur la fonction de corrélation du temps de vol, emploi de la méthode de perturbation [117] pour obtenir des expressions analytiques pour les statistiques en temps utilisées en entrée de l'aberration de phase. Ce modèle développé permet de traiter la propagation des ondes dans un espace tridimensionnel et conduit à des temps de calcul très courts.

Le modèle déterministe et le modèle stochastique ont été tous deux appliqués pour calculer le faisceau acoustique généré par un transducteur circulaire ($\varnothing 30$ mm) dans un champ de vitesse aléatoire gaussien. La Figure 4.5 montre un exemple de prédiction de faisceaux acoustiques dans un milieu sodium faiblement inhomogène calculé à la fois par l'acoustique géométrique pour une seule réalisation de cartographie spatiale de champ de vitesse aléatoire en entrée (Fig. b) et par un seul calcul stochastique (Fig. c). Nous remarquons que les inhomogénéités de vitesse aléatoires du milieu donnent lieu à de légères déviations de faisceau acoustique qui sont du même ordre pour les deux modèles pour un calcul particulier ; dans cet exemple, les déviations ne sont pas dans le même sens car le modèle déterministe prend en entrée une cartographie de vitesse connue alors que le modèle stochastique tire aléatoirement les perturbations de temps de vol. Le temps de calcul pour le modèle stochastique pour une zone de 2500 points est de seulement 10 secondes contre environ 1,5 heure pour le modèle déterministe (PC, CPU: Intel Core CPU E6750 2.66GHz 2Duo, RAM: 3.25Go).

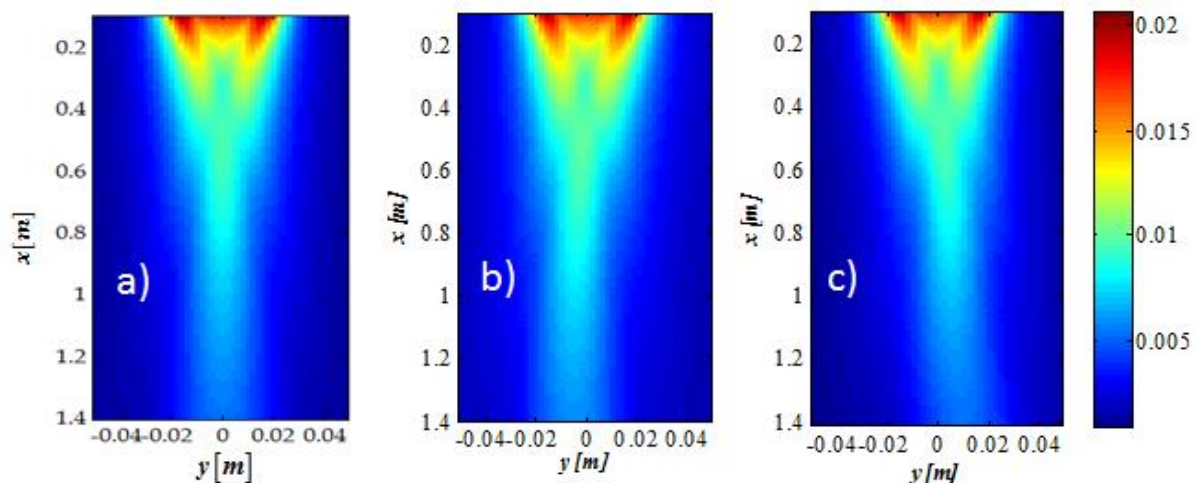


Figure 4.5: Simulation de faisceaux acoustiques émis par un transducteur plan circulaire $\varnothing 30$ mm (dont le centre de la surface émettrice est située à l'origine) en milieu sodium liquide homogène (a) et en milieu turbulent avec le modèle déterministe (b) et avec le modèle stochastique (c).

Un grand nombre de calculs de champ a alors montré que les distributions d'amplitude de champ sont similaires pour les deux modèles (Figure 4.6). Ces comparaisons entre ces deux modèles permettent de valider le nouveau modèle stochastique qui a été intégré dans la plateforme logicielle CIVA.

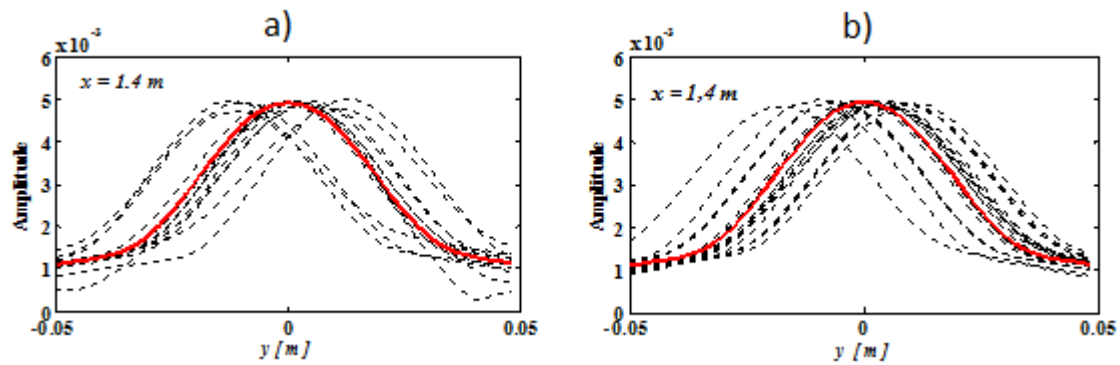


Figure 4.6: Répartitions d'amplitude de champ à la distance fixe $x=1,4\text{m}$ de la source (extrémité basse de la zone de calcul de la Figure 4.5) obtenues lors de 15 calculs indépendants (courbes noires en pointillés) effectués avec le modèle déterministe (a) et avec le modèle stochastique (b). Le résultat en milieu homogène est donné par la courbe rouge.

Le modèle stochastique développé ici pour l'acoustique peut être étendu pour traiter des phénomènes de propagation d'ondes dans d'autres domaines de la physique. En outre, le modèle stochastique peut être simplement couplé à une simulation déterministe afin de modéliser un milieu de propagation plus réaliste. Par exemple, un milieu réaliste de propagation en sodium peut être décomposé en deux parties : une partie déterministe due à des inhomogénéités stationnaires invariantes dans le temps (comme un gradient spatial de vitesse) et une autre partie correspondante à des fluctuations aléatoires de vitesse.

Ces travaux en acoustique ont été suivis de développements dans CIVA de modèles rayons déterministes élastodynamiques [118] de propagation en milieux solides inhomogènes.

4.4. CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré aux travaux portant sur la propagation et la diffusion d'ondes ultrasonores dans les matériaux complexes (hétérogènes ou inhomogènes).

Au début de ma carrière, des études en modélisation ont été initiées pour simuler les phénomènes d'atténuation et de bruit de structure résultant de la diffusion par la microstructure granulaire de matériaux hétérogènes (métalliques et granulaires comme les bétons). Un générateur de bruit aléatoire a alors permis de simuler aisément le bruit de la microstructure d'un matériau métallique à partir d'une inspection de référence mais sans faire de lien avec les propriétés de la microstructure. De plus, les matériaux granulaires comme les bétons ont été modélisés comme des distributions d'inclusions (granulats) dans une matrice (mortier) de sorte à modéliser l'atténuation de l'onde cohérente (résistant à la moyenne sur le désordre) avec prise en compte de la diffusion multiple entre granulats. Le bruit de grains des bétons a été aussi simulé à l'aide d'un générateur de bruit aléatoire de diffusion simple employant le modèle analytique exact SOV de diffusion par un granulat isolé supposé sphérique.

Pour la télémétrie ultrasonore en sodium liquide, la propagation 3D d'une onde acoustique en milieu fluide aléatoire et faiblement inhomogène a été étudiée à l'aide d'un modèle rayons déterministe ; à l'issue, un modèle stochastique original (un article publié dans une revue de Physique), nettement plus rapide, fondé sur une aberration de phase, a été proposé.

CHAPITRE 5 : PERSPECTIVES

Dans cette section, je présente des perspectives de recherches que je considère comme prometteuses dans le souci d'apporter ma propre vision des potentialités futures de recherche dans le domaine de mes travaux ou ceux connexes. De nombreuses perspectives de mes travaux en modélisation ultrasonore s'ouvrent en effet et incluent les thématiques développées ci-après. Les points abordés comprennent le prolongement de mes travaux actuels, des perspectives de recherches (reliées à mes travaux) à engager ou s'engageant au sein du laboratoire et des sujets de recherches sur lesquels j'aimerais travailler à l'avenir.

Quelques études en validation numérique sur la limite de validité des modèles actuels sont au passage évoquées en vue de justifier et d'orienter les développements futurs en modélisation.

5.1. AMELIORATION DE L'ETALONNAGE DE LA CHAINE D'ACQUISITION

En section 2.2.2., il a été montré que la simulation complète proposée d'une inspection ultrasonore ne modélisait pas par le biais d'un modèle physique l'électronique et les capteurs, ces derniers étant pris en compte empiriquement à l'aide d'un étalonnage de la chaîne d'acquisition. La procédure de calibration pour la modélisation supposait alors un grand défaut plan de référence modélisé par Kirchhoff, ce qui peut être préjudiciable lorsque l'étalonnage est réalisé sur un trou cylindrique ou à fond plat de petite taille. Grâce notamment au stage de Julien JACQUOT (fini début 2015), un outil de déconvolution faisant intervenir d'autres modèles de diffusion que Kirchhoff est en cours de développement.

Pour limiter les erreurs liées à la calibration, une déconvolution automatique du signal d'écho expérimental d'un défaut de référence par un modèle direct de diffusion est donc proposée. Le signal d'entrée réel $s(t)$ de la modélisation acousto/élastodynamique t_A peut ainsi être obtenu (voir eq. (6)) par déconvolution du signal d'écho expérimental de référence par la réponse t_A^{ref} du défaut étalon :

$$s(t) = V_R^{ref}(t) * TF^{-1} \left[\frac{1}{t_A^{ref}(\omega)} \right]. \quad (32)$$

La sortie du calcul d'échos sera alors représentative d'une inspection et modélisera le signal de sortie $V_R(t)$ de la chaîne de mesure d'une inspection par simple convolution du signal d'entrée réel $s(t)$ par la réponse impulsionnelle acousto/élastodynamique t_A :

$$V_R(t) = s(t) * t_A(t) \quad (33)$$

A l'avenir, la déconvolution ne sera plus déterminée uniquement à l'aide de l'approximation de Kirchhoff et sera adaptée à la forme du défaut de référence choisi :

- Pour un trou cylindrique : le modèle direct employé sera le modèle exact SOV. Cela devrait améliorer la calibration pour de petits trous (sans doute aussi, mais de manière plus délicate, quand les échos spéculaires et ceux des ondes rampantes sont mélangés).
- Pour des défauts plans, le modèle direct employé sera le modèle PTD qui, par une meilleure prise en compte des effets de diffraction, augmente légèrement la validité de l'approximation de Kirchhoff pour de petits défauts (en passant de $ka > 1.5$ à $ka > 0,5-1$) [56], [119]. A terme, des modèles numériques de diffusion pourront aussi être employés. Pour des grandes cibles planes immergées, l'UTD pourra être utilisée.

En pratique, pour réduire la sensibilité de la déconvolution au bruit présent dans la mesure étalon $V_R^{ref}(t)$, l'emploi d'un filtre de Wiener à la fonction t_A^{ref} permet d'éviter que la déconvolution augmente l'amplitude du bruit :

$$s(t) = V_R^{ref}(t) * TF^{-1} \left[Wiener \left(t_A^{ref}(\omega) \right) \right] = V_R^{ref}(t) * TF^{-1} \left[\frac{t_A^{ref*}(\omega)}{|t_A^{ref}(\omega)|^2 + f_{bruit}} \right]. \quad (34)$$

Le facteur de bruit f_{bruit} joue un rôle très important. Il atténue, lorsque $t_A^{ref}(\omega)$ est petit, les grandes variations du terme $\frac{1}{t_A^{ref}(\omega)}$ d'une déconvolution sans filtre de Wiener (cf. eq. (32)).

Un test de cette déconvolution dans un cas très défavorable illustre ci-après certains problèmes demeurant à résoudre. Ce test est effectué grâce à l'une des mesures expérimentales obtenues sur une série de trous génératrices de 2mm de diamètre. Le signal expérimental $V_R^{ref}(t)$ utilisé est représenté en Figure 5.1.b). La déconvolution fournit le signal réel $s(t)$ à mettre en entrée de la simulation acousto/élastodynamique t_A d'inspection du défaut courant.

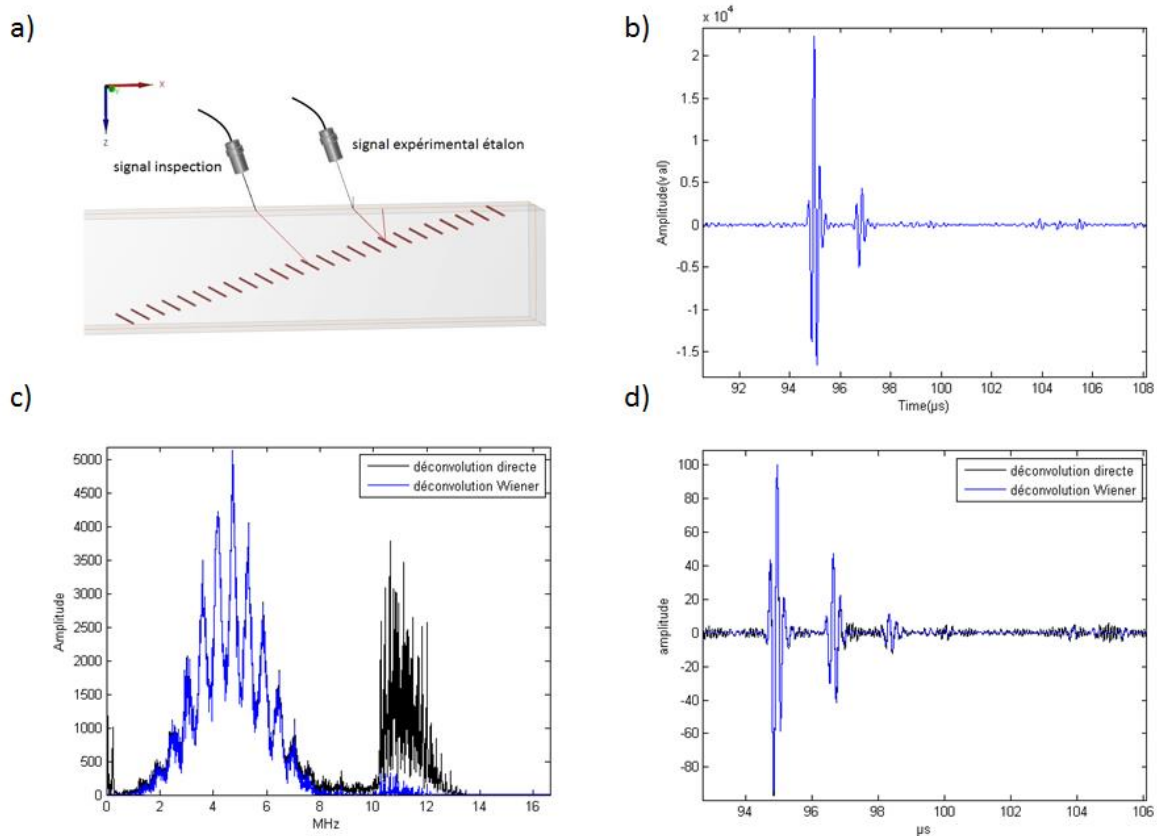


Figure 5.1 : Étalonage sur un trou génératrice en ondes T45°. a) configuration d'inspection, b) écho expérimental sur trou étalon, signal d'entrée réel de la modélisation : c) spectre $s(f)$, d) $s(t)$.

La déconvolution de Wiener permet effectivement de diminuer le bruit hautes et basses fréquences par rapport à la déconvolution directe. Des perturbations apparaissent à partir de 10MHz (Figure 5.1.c) sur le spectre $s(f)$ issu de la déconvolution directe (eq. (32)). Dans ce test, le spectre $t_A^{ref}(f)$ de la réponse impulsionnelle du défaut étalon n'est calculé par les codes CIVA qu'entre 0 et 10MHz (2 fois la fréquence centrale du capteur égale à 5MHz) ; au-dessus

de 10MHz, $t_A^{ref}(f)$ est alors un bruit numérique. En revanche, le spectre $V_R^{ref}(f)$ du signal d'écho expérimental étalon employé possède quelques composantes non nulles à des fréquences plus hautes que 10MHz. A ces fréquences, comme $V_R^{ref}(f)$ est non nul, la division de $V_R^{ref}(f)$ par un $t_A^{ref}(f)$ très petit donne un spectre $s(f)$ très grand. Comme dit plus haut, l'emploi du facteur de bruit f_{bruit} dans la déconvolution de Wiener atténue les grandes variations de $\frac{1}{t_A^{ref}(f)}$ lorsque $t_A^{ref}(f)$ est petit et donc les artefacts du spectre $s(f)$ au-dessus de 10MHz. Cet exemple illustre la nécessité de calculer t_A^{ref} sur une plus grande largeur de bande que $V_R^{ref}(t)$. La réponse impulsionnelle t_A^{ref} du défaut étalon doit donc être calculée sur une plage de fréquences plus large que la bande passante du capteur, c.à.d. par défaut sur une largeur de bande supérieure à 100%. Un compromis doit néanmoins être trouvé car ce calcul est forcément coûteux en temps. A l'issue de la déconvolution, le signal $s(t)$ à injecter en entrée de la simulation possède plusieurs paquets d'onde (Figure 5.1.d), alors qu'en théorie il ne devrait en avoir qu'un seul puisqu'on déconvolue (cf eq. (32)) les deux paquets d'onde de $V_R^{ref}(t)$ par les deux paquets d'onde de $t_A^{ref}(t)$ correspondant à la réflexion spéculaire sur le cylindre et à l'onde rampante (voir Figure 3.15). Il se trouve que l'écho spéculaire et l'onde rampante de $V_R^{ref}(t)$ sont écartés expérimentalement de $1.78\mu s$, alors que la réponse impulsionnelle simulée $t_A^{ref}(t)$ possède un écart de $1.62\mu s$ entre ses deux impulsions. La configuration de la simulation étalon ne correspond donc pas exactement à la configuration de la mesure expérimentale. Le moindre écart en position du capteur ou la moindre variation sur la taille des trous peut induire des écarts de temps de vol qui faussent la déconvolution. J'ai montré a posteriori que l'écart de temps expérimental serait le mieux prédit par le modèle SOV en supposant un trou de diamètre $2,16mm$ au lieu des $2mm$ annoncés par l'usineur. La déconvolution obtenue avec l'hypothèse diamètre $2,16mm$ fournit un signal $s(t)$ plus propre mais conservant néanmoins un petit artefact lié à l'onde rampante car la simulation SOV conduit à un très léger écart par rapport à l'expérience dans la prédiction du rapport d'amplitude onde spéculaire sur onde rampante, lequel se retrouve après déconvolution.

Les erreurs sur $s(t)$ se répercuteront (par le biais de l'eq. (33)) sur le signal en sortie d'une simulation différente de la configuration d'étalonnage (autre type de défaut par exemple). L'emploi d'un algorithme fittant $s(t)$ par un unique train d'onde est donc à l'étude pour résoudre ce problème. Le cas étudié (ondes T45°) était toutefois défavorable car les ondes rampantes ont des amplitudes nettement plus importantes en ondes T qu'en ondes L; les déconvolutions testées s'avèrent plus efficaces pour des étalonnages en ondes L sur des cibles planes immergées.

La déconvolution devrait donc améliorer la procédure actuelle d'étalonnage mais devra être optimisée dans le cas où les échos des défauts étalons sont de nature complexe.

5.2. L'EXTENSION DES MODELES SEMI-ANALYTIQUES

Même si les modèles semi-analytiques ont eu longtemps l'avantage du temps de calcul, leur limites de validité sont de plus en plus souvent mises à mal par les besoins industriels de traiter des configurations de contrôle toujours plus réalistes et complexes. A l'avenir, les modèles semi-analytiques seront sans doute de plus en plus mis en œuvre dans le cadre de modélisations sous forme de rayons, plus aptes à traiter de manière optimisée des configurations et géométries 3D. Des avancées à court terme dans la modélisation de la diffusion par des défauts seront aussi

probablement obtenues à l'issue de l'élaboration en cours de méthodes mixant des modèles analytiques approchés et des évaluations numériques de solutions exactes.

5.2.1. *Prise en compte des ondes de tête*

A ce titre, pour la prise en compte des ondes de tête sur des défauts plans, deux modèles sont en cours d'étude en collaboration avec Sound Mathematics - SMLtd - (dirigé par Larissa FRADKIN):

- une méthode mixte GTD/numérique exacte pour traiter les interférences entre ondes diffractées et ondes de tête intervenant dans les échos de diffraction d'arêtes est en phase de validation [82], [120].
- une modification de l'approximation de Kirchhoff par injection de données issues d'une solution exacte est en cours de développement et vise à modéliser les interférences entre ondes de tête et ondes réfléchies intervenant dans les échos de coin de défauts.

Ces méthodes font l'objet d'un focus important ci-après.

5.2.1.1 *Les ondes de tête dans les échos de diffraction*

Une méthode mixte GTD/numérique exacte permettant d'améliorer la prédiction GTD près de l'angle critique pour la diffraction par un défaut semi-infini [82], [120] a été proposée en collaboration avec Sound Mathematics.

Le champ en ondes T diffractées par un défaut-semi-infini, tel que prédit par la GTD, présente une discontinuité près de l'angle critique longitudinal due à la présence d'interférences entre les ondes de volume T diffractées et des ondes de tête diffractées (détaillées Figure 4 de [56]). Une collaboration avec Sound Mathematics Ltd (travaux de Mark HARMER et L. FRADKIN) a été mise en œuvre dans le but de corriger les coefficients de diffraction GTD près de l'angle critique.

Ce problème de diffusion d'une onde plane élastique par un défaut-semi-infini a une solution analytique bien connue exprimée sous forme intégrale [29]. Dans ce problème, les ondes réfléchies (ou incidentes), diffractées et les ondes de tête peuvent être considérés comme les contributions respectives à l'intégrale exacte des points (appelés critiques) suivants : pôles (singularités de l'intégrand), points de phase stationnaire (la dérivée de la phase y est nulle) et points de branchement [82], [120]. Un point de branchement est un point singulier d'une fonction analytique complexe multivaluée présente dans l'intégrand, telle que la fonction racine ou le logarithme complexe. En ce point s'échangent les différentes déterminations de la fonction multivaluée. Lorsque l'observation de la diffraction (point de phase stationnaire) a lieu à l'angle critique (point de branchement), deux points critiques coalescent voire trois si l'observation se fait aussi le long de la direction de réflexion spéculaire (pôle). De nombreux phénomènes dans les domaines de la physique et des mathématiques sont décrits par des intégrales dont les intégrands contiennent trois points critiques coalescents. L'évaluation de ces intégrales est le challenge relevé dans le papier [82]. Aucun modèle asymptotique à haute fréquence n'est disponible lorsque les zones de transition critiques chevauchent les pénombres c.à.d. quand les trois points critiques coalescent [121]; mais quand ce n'est pas le cas (2 points coalesçant), les zones critiques peuvent être décrites par des modèles asymptotiques impliquant les fonctions de Weber (fonctions paraboliques cylindriques) [3], [121]. Dans certaines situations d'intérêt (matériau en acier), aucun de ces modèles asymptotiques ne s'avère satisfaisant [27], [28].

Une nouvelle procédure numérique issue de la méthode de Simpson est proposée, et son efficacité est démontrée en revisitant le problème élastodynamique de diffusion par un défaut-semi-infini. Le modèle numérique Simpson consiste à exprimer le champ diffusé exact sous une forme similaire à celui prédit par la GTD, c.à.d. sous la forme d'une onde cylindrique ou conique pondérée par un coefficient de diffraction. Ce coefficient calculé numériquement est

donc directement comparable à celui de la GTD ou de la PTD mais dépend de la distance entre l'arête et le point d'observation. La méthode Simpson est ensuite utilisée au sein d'un schéma semi-numérique rapide et précis, qui permet la description des effets non classiques de diffraction qui ont lieu près de l'angle critique. Ceux-ci comprennent les pics de diffraction en champ lointain du défaut et les figures d'interférence en champ proche.

Le schéma semi-numérique proposé consiste à combiner la méthode numérique Simpson développée avec des solutions approchées du problème de la diffusion par le demi-plan comme la GTD ou la PTD de sorte à étendre les limites de validité de ces dernières autour de l'angle critique. Le schéma semi-numérique repose en effet sur la méthode numérique Simpson autour de l'angle critique et sur la GTD ou la PTD ailleurs tout en assurant que les coefficients de diffraction résultant sont des fonctions continues de l'angle d'observation.

Evaluons le modèle mixte dans les zones critiques ($\theta_T = 57^\circ$ ou $\theta_T = 360-57=303^\circ$ sur la Figure 5.2.a et b) où les ondes de tête interfèrent seulement avec les ondes diffractées (coalescence de deux points critiques : point de branchement et point de phase stationnaire, les pôles des ondes géométriques (incidence $\theta_T = 0^\circ$ ou réflexion $\theta_T = 360^\circ$) se trouvant loin de ces deux points critiques). Aux petites distances R_T du bord diffractant ($a_T = k_T R_T / 2\pi = 10$), les pics critiques de coefficients de diffusion sont lissés. A de plus grandes distances, de façon surprenante, les pics obtenus avec le modèle numérique se révèlent être les mêmes que ceux des coefficients GTD. Ainsi, en champ très lointain du défaut, la GTD fournit une description précise des ondes volumiques diffractées dans les zones critiques, de sorte que les pics critiques des coefficients GTD sont physiques. Cela résulte du fait que les ondes de tête s'atténuent plus vite avec la distance de propagation que les ondes volumiques diffractées qui sont donc prédominantes en champ lointain et prédites correctement par la GTD. Aux petites distances de l'arête, le lissage des coefficients de diffusion doit être dû à une interférence destructive entre les ondes de tête et les ondes diffractées.

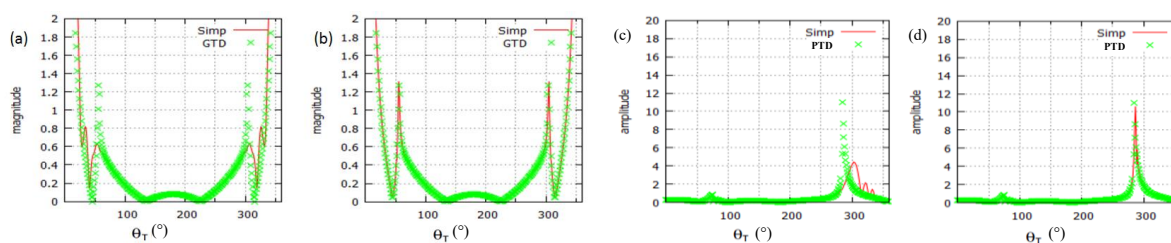


Figure 5.2 : Coefficients de diffusion d'un défaut-semi-infini semi-numériques GTD/Simpson (notés Simpson sur graphiques) comparés à ceux GTD, en fonction de l'angle d'observation, dans une configuration à singularité double (incidence 2D : $\theta_T = 0^\circ$; (a) $a_T = 10$, (b) $a_T = 500$) et coefficients semi-numériques PTD/Simpson comparés à ceux de la PTD pour une singularité triple (incidence 3D : $\theta_T = 77^\circ$ (c) $a_T = 10$, (d) $a_T = 500$).

Etudions maintenant les zones critiques ($\theta_T = 76^\circ$ ou $\theta_T = 360-76=284^\circ$ sur la Figure 5.2 c) et d)) où les ondes de tête interfèrent avec les ondes diffractées et les ondes incidentes ($\theta_T = 77^\circ$) ou réfléchies (coalescence de trois points critiques : point de branchement, point de phase stationnaire et pôle). En présence d'ondes incidentes ou réfléchies, la GTD est invalide et il est plus approprié d'utiliser la PTD et ensuite d'appliquer la méthode numérique Simpson à la PTD. Dans cette configuration de singularité triple (Figure 5.2 c) et d)), les conclusions sont les mêmes que pour la singularité double (Figure 5.2 a) et b)), en remplaçant la GTD par la PTD qui supprime les divergences de la GTD aux pôles.

Le modèle mixte PTD/Simpson proposé peut être utilisé pour simuler les ondes diffractées par l'arête d'un demi-plan quand elles interfèrent avec les ondes de la tête issues de l'arête et même

avec les ondes réfléchies. Une mise en œuvre dans CIVA du modèle mixte PTD/Simpson proposé a été envisagée afin d'améliorer la simulation de la réponse ultrasonores de grandes fissures près de l'angle critique. L'implémentation pour le CND et la validation d'un modèle d'échos fondé sur PTD/Simpson ont démarré pendant la rédaction de ce mémoire lors du stage en 2014 de Yu-Lin HUANG puis sont poursuivis par mes soins. Les premières validations numériques par comparaison avec CIVA/ATHENA ont montré que le modèle PTD/Simpson produit à juste titre un pic à l'angle critique pour les échos de diffraction d'un défaut extrêmement grand (hauteur 150mm), mimant la situation d'un demi-plan infini, inspecté en champ très lointain en ondes T à 5MHz (voir Figure 8 de [56]). En revanche, pour des défauts de hauteurs 5 et 20mm plus représentatives de celles rencontrées en CND, la courbe FEM est lisse et un simple algorithme de lissage de la PTD autour de l'angle critique donne une meilleure prédiction que celle de PTD/Simpson (voir Figure 7 de [56]). Le lissage des résultats FEM est due à l'interférence des ondes de tête multiples réfléchies aux deux extrémités de la fissure [122]. Ce lissage n'est pas offert par les PTD ou GTD/Simpson, aucune réflexion multiple n'ayant lieu sur les défauts semi-infinis.

Il faut noter que les ondes de tête prédites par PTD/Simpson sont issues forcément d'une interaction avec l'arête d'un défaut semi-infini. Ce modèle avait donc pour vocation d'améliorer la réponse en échos directs de diffraction de bords de défauts. Dans le cas d'échos de coin de défaut (traité en section suivante), des ondes de tête peuvent être générées non seulement aux arêtes de défauts mais surtout sur les surfaces de la pièce ou des défauts : l'intersection de ces surfaces avec les bordures du faisceau incident agit comme une collection de sources secondaires de diffraction en ondes de tête.

5.2.1.2 Les ondes de tête dans les échos de coin

Une modélisation de la prise en compte des ondes de tête dans le calcul des échos de coin a été proposée (2.4.3.) durant le Post-Doc de Guillaume HUET. Des validations numériques (avec CIVA/Athena) et expérimentales en ondes T45° ont été effectuées afin de cerner les limites de validité du modèle développé. Pour les pentes en fond de pièce allant de 8° à 14°, l'ajout de la contribution en onde de tête au calcul CIVA améliore la prédiction de l'échodynamique. Pour les pentes 15° à 17°, la prise en compte de l'onde de tête est moins efficace : elle a plus un effet qualitatif que quantitatif. Un des résultats les moins probants est obtenu pour la pente de 15° (cf. Figure 5.3) pour laquelle l'écho de coin mesuré se dissocie en plusieurs échos, même si le maximum d'amplitude d'écho est efficacement prédit.

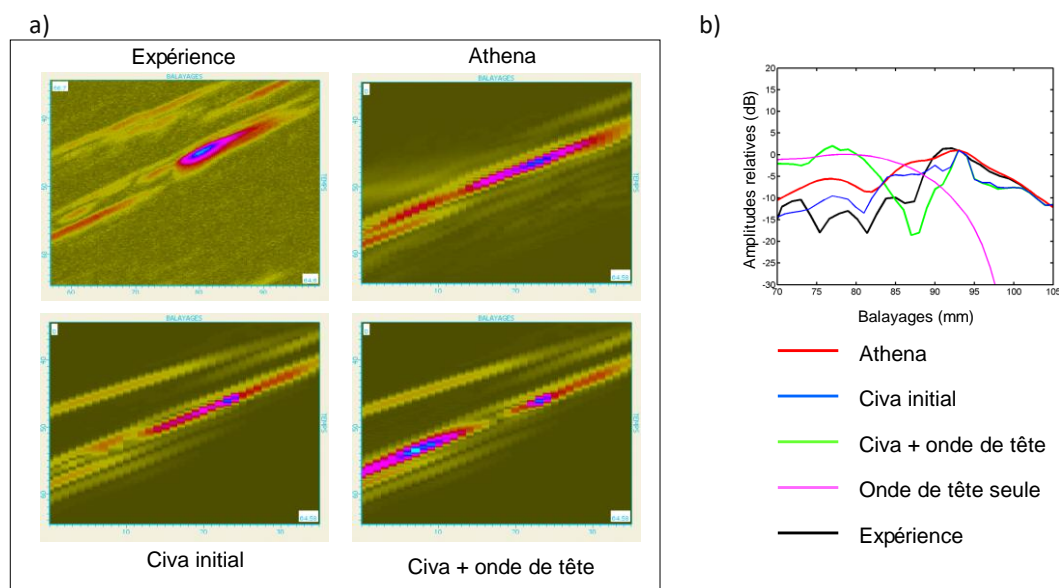


Figure 5.3 : Comparaison des B-scans (a) et échodynamiques (b) expérimentaux et simulés par différents modèles pour un fond de pièce de pente 15°.

Depuis quelques années, des recherches ont été initiées pour proposer une modélisation plus réaliste des ondes de tête contribuant aux échos de coin de défauts de type plan. Un des enjeux majeurs est de modéliser convenablement les interférences entre les ondes de tête et les ondes réfléchies. La modélisation précédemment proposée s'avère bien adaptée aux configurations de pièce à pente. Pour une pièce à pente 10°, certaines interactions d'ondes de tête intervenant sont décrites en Figure 5.4. Les diffractions d'arête (B) et (D) sont supposées de faible amplitude. Les réflexions en ondes de tête (C) et les doubles réflexions (échos de coin classiques) en onde de volume (Figure 2.9) ne reviennent pas dans l'axe du capteur. Dans cette configuration, on pouvait donc supposer comme fait au sein du modèle précédemment développé que la réflexion (A) de l'onde rasante sur le coin soit la contribution majoritaire.

En fonction de la position de balayage ou la configuration angulaire (angles d'incidence et de la pente du fond), les ondes de tête et les ondes de volume doublement réfléchies peuvent ne plus avoir de contributions dissociables et être couplées. Ce couplage rend la modélisation de ces phénomènes complexe et explique les écarts observés précédemment en configuration en ondes incidentes T45° pour certaines pentes.

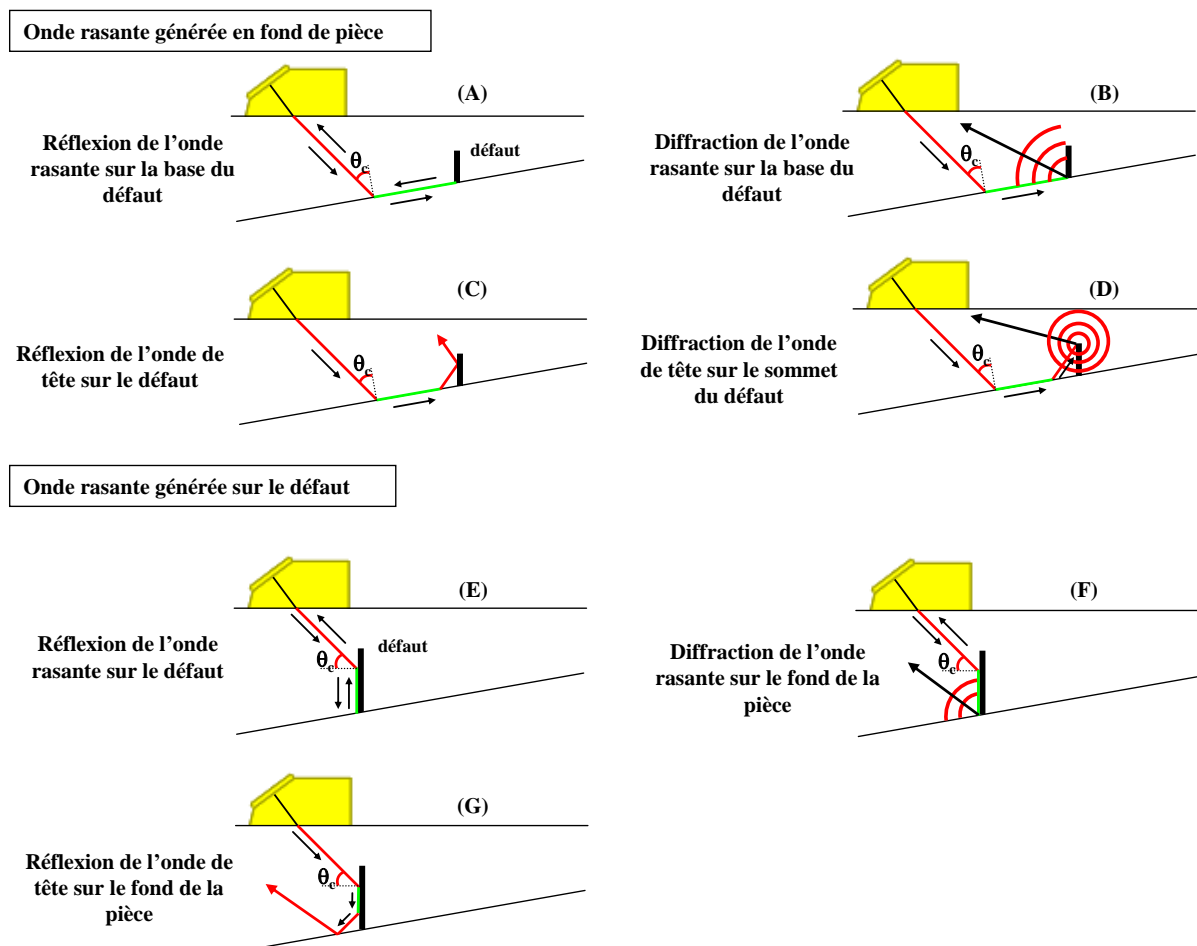


Figure 5.4 : Différentes interactions d'ondes de tête et d'ondes rasantes avec un défaut débouchant en fond de pièce de pente 10° pour une incidence en ondes T45°.

En configuration T60°, outre la réflexion de l'onde rasante sur la base du défaut (Figure 5.5.a), la réflexion sur le fond de l'onde de tête générée le long de la surface du défaut (Figure 5.5.b) qui ne revenait pas vers le récepteur en configuration T45° (Figure 5.4.G) est bien dirigée le

long de l'axe du capteur en configuration T60° (Figure 5.5.b) et joue un rôle dans l'écho de coin total observé en T60°. Des développements de codes ont été effectués par moi [123] ou dans le cadre du stage de Steve Moses DJAFA TCHUSPA, conduisant à modéliser de manière isolée les deux contributions précédentes (Figure 5.5. a et b). Cette étude a eu le mérite de montrer que la contribution de la réflexion sur le fond de l'onde de tête (Figure 5.5.b) est relativement faible par rapport à la réflexion de l'onde rasante sur la base du défaut (Figure 5.5.a). En effet, en Figure 5.5.b, un rayon incident à l'angle critique sur la face du défaut ne génère pas des rayons rasants sur toute la surface du défaut mais que sur une moindre partie (matérialisée par la flèche verte en Figure 5.5.b) délimitée par le point d'impact du rayon incident et la base du défaut alors qu'en Figure 5.5.a), les rayons générés après réflexion sur la base peuvent se propager jusqu'au sommet du défaut avant réémission en onde de tête. Néanmoins, tous ces développements supposent que chaque contribution, vue comme un champ de rayons, peut être calculée indépendamment et additionnée. Une telle technique ne peut être utilisée pour les configurations en ondes T60 sur défaut vertical débouchant sur un fond horizontal, en raison des interférences entre les différentes ondes (ondes de volume, ondes de tête - Figure 5.5. a et b -).

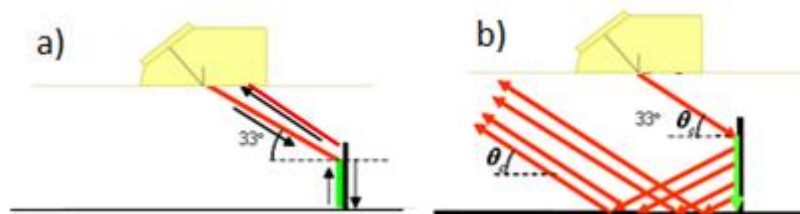


Figure 5.5 : Certaines interactions d'ondes de tête et d'ondes rasantes avec un défaut vertical débouchant en fond de pièce horizontal pour une incidence en ondes T57°.

En outre, il faut aussi tenir compte d'une onde de tête supplémentaire diffractée par l'arête du dièdre (formé par une fissure débouchante et un fond de pièce) et identifiée dans un article récent [124]. Dans ce papier, nous étudions le problème complexe de la diffusion d'un faisceau d'ondes transversales (T) haute fréquence à une incidence quasi-critique par un dièdre dont l'arête est située en dehors du faisceau incident principal. Dans la documentation technique en CND, cette situation est généralement décrite comme l'interaction entre un dièdre et une «onde rasante» sur le fond que le faisceau transversal génère près de l'incidence critique. Près de la surface du fond, il a été montré [124] que le champ généré est un triplet d'ondes non-géométriques : une onde latérale longitudinale (L) se propageant le long de la surface, une onde de tête T rayonnée dans le volume à l'angle critique, et une composante ondulatoire longitudinale quelque peu inhabituelle, l'onde de Goodier-Bishop [125] dont l'amplitude croît proportionnellement à la distance à sa direction de propagation rasante. Les ondes de Goodier-Bishop n'avaient jusqu'à présent été mises en évidence que pour des incidences rasantes en onde longitudinales [125], [126] et pas dans le cas d'incidences critiques. Les ondes latérales et de tête ont aussi été déterminées dans le cas d'un faisceau réaliste gaussien incident à l'angle critique sur une surface plane alors qu'elles n'avaient été jusqu'à présent mises en évidence et calculées que pour une onde incidente sphérique [26]–[29].

La diffraction en ondes de volume sur le dièdre de ce triplet d'ondes a aussi été calculée pour la première fois par une procédure dérivant de la GTD standard [124]. Ce triplet d'ondes interagit ensuite avec le coin de la fissure.

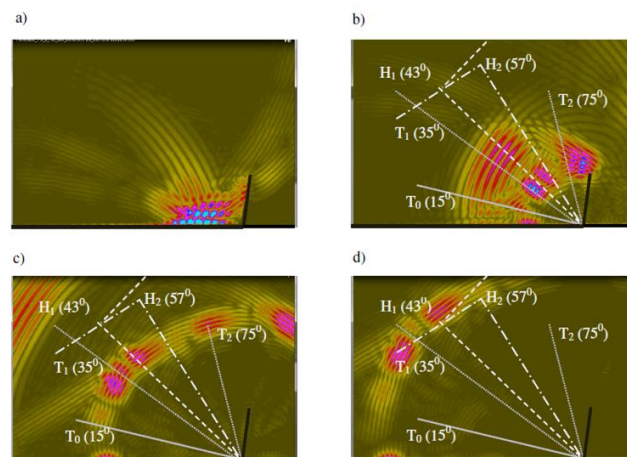


Figure 5.6 : Simulations CIVA/ATHENA de l'incidence d'un faisceau transversal d'angle 55° par rapport au fond. Ligne noire épaisse: fissure débouchante et fond horizontal. L'angle du dièdre défaut/fond est de 100° . Instantanés consécutifs des champs incident (a) et diffusé (b, c et d).

Nous présentons les résultats numériques obtenus avec la méthode éléments finis CIVA/ATHENA et décrivons l'interaction complexe d'un faisceau réaliste avec un défaut débouchant au fond. En Figure 5.6, l'angle critique correspondant (dans l'acier) est de 57° par rapport au fond et la configuration (incidence 55°) est équivalente à celle d'une incidence en ondes $T45^\circ$ sur une pente de 10° et un défaut vertical (Figure 5.4). Le faisceau incident impacte le fond suffisamment loin à gauche de la fissure de sorte qu'il génère le triplet d'ondes critiques, qui se propage le long du fond et atteint ensuite le coin de la fissure. En Figure 5.6, les directions de propagation correspondantes des ondes T diffusées sont matérialisées par des segments issus de l'arête du dièdre, segments qui constituent aussi les frontières d'ombre de ces ondes; les directions des fronts des ondes de tête sont aussi indiqués. La plupart des ondes diffusées sont identifiées grâce à la Figure 5.7 (une identification plus précise des taches observées qui résultent généralement d'interférences entre les différentes ondes est donnée dans [124]) : T_0 est due à la réflexion sur le défaut de la composante Goodier-Bishop du triplet incident, T_1 et T_2 sont les ondes T doublement réfléchies sur fond et défaut; H_1 et H_2 sont les ondes de tête des triplets rétrodiffusés et transmis par le dièdre.

En effet, quand une onde rasante (le triplet d'ondes de tête plus exactement) se propageant sur une face d'un dièdre atteint l'arête de ce dernier, deux triplets d'ondes de tête et donc deux ondes «rasantes» sont diffractés sur chaque face du coin. La première est l'onde rasante se propageant sur le fond dans la direction opposée à celle de l'onde rasante incidente et elle est accompagnée de l'onde de tête H_2 qui est à l'origine de la contribution de la Figure 5.4.A, modélisée par les travaux de G. HUET (2.4.3.). Le front H_2 est donc localisé entre la face horizontale du dièdre et sa frontière d'ombre, la direction critique faisant un angle de 57° avec l'horizontale (Figure 5.7.a et Figure 5.6.c). La seconde onde rasante est celle se propageant sur la seconde face du dièdre (la fissure) qui crée une autre onde de tête H_1 (Figure 5.7.a). L'onde H_1 paraît moins intense que H_2 en Figure 5.6.c car ces deux ondes se propagent respectivement sur le défaut et sur le fond et car le défaut (10mm) est plus petit que la partie insonifiée du fond.

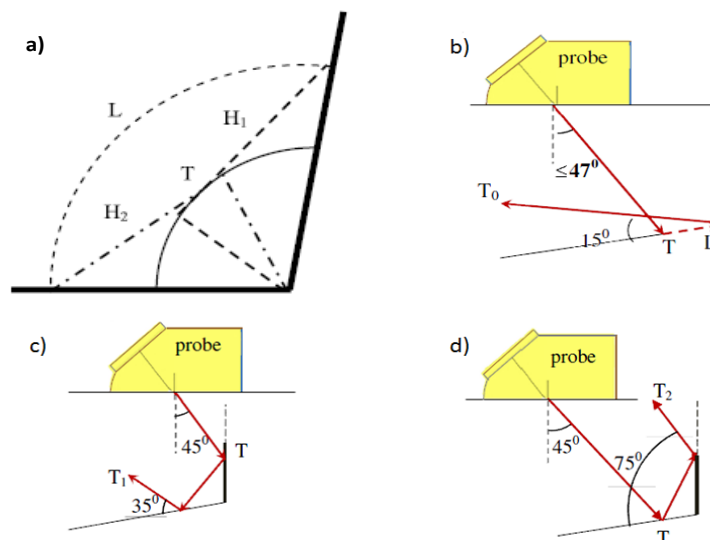


Figure 5.7 : a) Une représentation schématique des ondes diffusées. Arc continu et arc en pointillés: les fronts d’ondes de volume diffractés respectivement L et T; lignes pointillées et tiret-point : les rayons critiques et les fronts des ondes de tête H₁ et H₂; b, c et d) chemins des ondes T réfléchies.

Cette onde de tête H₁ doit être prise en considération en modélisation dans une configuration quelconque de dièdre et comme indiqué dans [124], les deux ondes de tête H₁ et H₂ interfèrent, le long de la bissectrice du dièdre, entre elles et avec les ondes volumiques T (avec les ondes T diffractées partout et aussi dans certaines régions avec les ondes doublement réfléchies - formant l’écho de coin classique -).

En conclusion, notamment pour les configurations en ondes T60° défaut vertical / fond horizontal (Figure 5.5), il y a des interférences entre un grand nombre d’ondes (ondes de volume, ondes de tête H₁ et H₂ et leurs réflexions sur le fond ou le défaut (comme la réflexion sur le fond de l’onde de tête générée le long de la surface du défaut en Figure 5.5.b)).

Il a donc été montré qu’un ensemble d’ondes rasantes et d’ondes de tête devaient être prises en compte dans des configurations de contrôle proche d’un angle critique. Tous les modèles de la plate-forme de simulation Civa évoqués ci-dessus ne modélisent pas correctement tous ces phénomènes ni leurs interférences. Un modèle susceptible de le faire est actuellement à l’étude dans le cadre de la collaboration avec SMLtd. Ce modèle appelé «Kirchhoff Alternatif» propose une solution du champ diffusé par un défaut sous la forme d’une intégrale sur sa surface ; cette intégrale diffère de celle de Kirchhoff essentiellement par la fonction de Green qu’elle contient. Le modèle « alternatif » consiste à modifier l’intégrale de Kirchhoff de sorte à remplacer la fonction de Green dans un milieu infini par la solution au problème de Lamb (point source sur une interface infinie) : cela est motivé par le fait que la fonction de Green initiale ne tient pas compte de la diffusion par la surface diffusante (surface d’intégration de Kirchhoff). Cette modification permettrait de prendre en compte les ondes de surface et de tête générées par interaction avec la surface d’intégration.

En un point $\mathbf{x}(x_1, x_2, x_3)$ défini dans le repère cartésien $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$ avec \mathbf{e}_3 , la normale au plan de la surface, le champ de déplacement diffusé peut être trouvé en utilisant le modèle Kirchhoff alternatif c.à.d. par la convolution du tenseur de Green-Lamb avec la contrainte incidente t_l^{inc} appliquée à la surface (intégrale de Rayleigh):

$$u_k^{diff}(\mathbf{x}) = - \int_a^b \int_c^d G_{kl}^{Lamb}(x_1 - x'_1, x_2 - x'_2, x_3) t_l^{inc}(x'_1, x'_2, 0) dx'_1 dx'_2, \quad k, l = 1, 2, 3, \quad (35)$$

où $\mathbf{x}(x'_1, x'_2, 0)$ est un point arbitraire sur la surface finie $\{a \leq x_1 \leq b; c \leq x_2 \leq d; x_3 = 0\}$. Chaque composante tensorielle G_{kl}^{Lamb} représente la k-ième composante du déplacement provoqué par une contrainte unitaire agissant dans la direction \mathbf{e}_l . Cette formule est exacte et donne une représentation du principe de Huygens, qui stipule que le déplacement observé est la superposition des déplacements dus à des contraintes ponctuelles élémentaires agissant sur la surface diffusante.

SMLtd propose alors d'utiliser une solution exacte pour la fonction de Green-Lamb. Cette méthode a d'ores et déjà été implémentée en 2D en acoustique et en elastodynamique pour modéliser l'interaction d'un faisceau avec une interface plane libre.

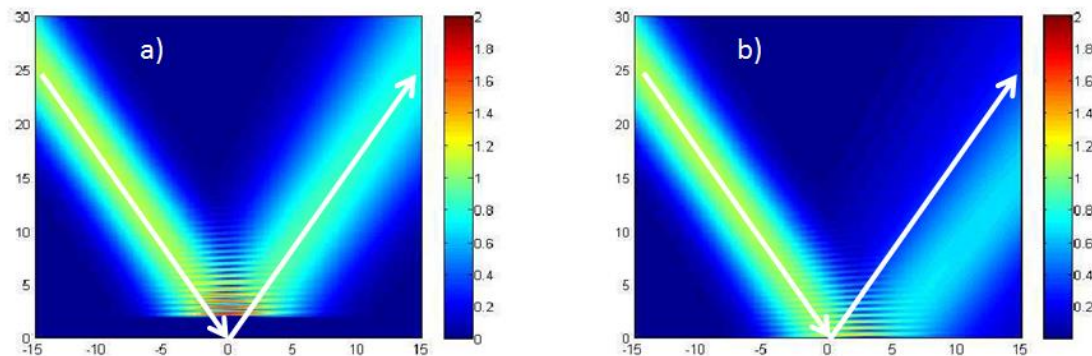


Figure 5.8 : modules des champs T 2D simulés a) par l'approximation de Kirchhoff et b) par le modèle alternatif issu de l'interaction d'un faisceau gaussien T incident à l'angle critique (60°) avec une surface plane libre dans un matériau élastique isotrope.

Des comparaisons avec l'approximation de Kirchhoff (Figure 5.8) montrent alors des différences à l'incidence critique entre les deux modèles et une prédiction uniquement par le modèle alternatif d'une « translation » du faisceau le long de l'interface caractéristique de la présence d'ondes rasantes et de tête.

Pour traiter le cas 3D, l'emploi d'un modèle numérique est envisagé pour calculer l'intégrale représentant la solution 3D de Green-Lamb dans le domaine de Fourier spatial. Le modèle alternatif présentera l'avantage de pouvoir être corrigé de la même manière que le modèle Kirchhoff (par le biais de la PTD) afin de modéliser quantitativement avec précision les échos de diffraction d'arêtes de défaut.

Une modification de l'approximation de Kirchhoff par injection de données issue d'une solution exacte est donc en cours de développement pour la prise en compte des ondes de tête sur des défauts plans.

Les travaux récents sur les ondes de tête qui donnent lieu à trois articles de revue [56], [82], [124] vont donc se poursuivre.

5.2.2. Modèles rayons de simulation d'inspections

5.2.2.1 UTD élastodynamique

Une première perspective en termes de modèles rayons est d'étendre les possibilités d'application de l'UTD, très pratique pour le calcul d'échos de grands diffuseurs (échos de géométrie) en milieu liquide ou solide. L'UTD est une méthode purement rayons car mixant deux théories des rayons : l'Acoustique Géométrique pour la réflexion et une GTD corrigée pour la diffraction. Pour prendre en compte en diffraction l'extension finie des contours de

défauts, les modèles incrémentaux peuvent aussi être mis en œuvre sous forme de rayons issus de sources sphériques. La fin de thèse d'Audrey KAMTA DJAKOU et les travaux suivants essaieront de développer une solution UTD en milieu élastique (voir 3.2.2.2) pour un dièdre mou voire un dièdre impédant. L'objectif à terme serait de disposer d'une méthode GTD (et de corrections uniformes) valable pour tous les angles de dièdre et pour les configurations 3D.

5.2.2.2 Ondes de tête sur surface irrégulière

Les travaux menés par A. FERRAND (sections 2.4.2. et 3.3.2.) concernant les ondes de tête sur surfaces irrégulières en TOFD ouvrent de nombreuses perspectives :

- Les validations expérimentales et numériques du modèle rayon d'amplitude doivent se poursuivre pour mieux en cerner les limitations.
- Des validations expérimentales de l'onde de tête sur surface plane menées par l'équipe de validation du DISC [21] se sont avérées moins efficaces pour des capteurs au contact qu'en mode immersion. Deux hypothèses non prises en comptes dans la modélisation existante sont émises pour expliquer ces écarts : 1) la présence au-dessus de l'interface d'un second milieu, l'air, entre les deux sabots en plexiglas ; 2) l'existence d'une lame de couplant fluide entre le sabot et la pièce.

Le stage de Philippe de BRABANDER (ayant lieu durant la finalisation de ce manuscrit) initie des travaux sur les deux points précédents (validations sur surfaces irrégulières et écarts observés sur surfaces planes).

- Etendre la modélisation des ondes de tête à des configurations 3D et à d'autres irrégularités de surface (dièdres par emploi de l'UTD), à des interfaces impédantes et aux milieux anisotropes.
- Simuler l'interaction de l'onde de tête avec des défauts situés dans l'ombre de la pièce.
- Développer un module complet de tracé de rayons de toute onde existante (fondé sur GIRT) et enrichi de modèles rayons d'amplitude. Par exemple, le modèle GIRT peut être utilisé pour trouver le trajet de toutes les ondes diffusées par une inclusion solide, notamment celles se propageant à l'intérieur du diffuseur.

5.2.2.3 Approches tout rayons pour le CND

Pour la modélisation complète d'une inspection, les approches purement « rayons » sont à privilégier à court/moyen terme : alors que les modèles d'échos actuels consistent à approcher le champ incident en un point du défaut par une onde plane moyenne [12], [13], les approches rayons permettront de bien rendre compte de toutes les incidences sur le défaut et des diffractions successives sur des arêtes.

5.2.2.3.1 Limitations de l'approximation onde plane

Illustrons ces limitations à l'aide d'une étude effectuée durant le stage de J. JACQUOT. Dans [13], les réponses à 5MHz en incidence normale en ondes $L0^\circ$ de défauts plans circulaires de différentes tailles simulées avec le modèle Kirchhoff et un modèle de référence, la méthode numérique MOOT [127], sont comparées. La modélisation des faisceaux émission/réception du capteur n'est alors pas prise en compte : cela revient à écrire $q_{em}(x, y, z) = q_{re}(x, y, z) = 1$ dans l'éq. (19) ; la réponse échographique est obtenue par simple convolution d'un signal d'entrée et de l'opérateur $A(M, t)$ qui modélise la diffusion par le défaut. L'écart en dB obtenu entre ces deux modèles sans champ est représenté Figure 5.9.a) en fonction de la largeur de bande du

signal d'entrée et du facteur ka . Une seconde comparaison a été effectuée par nos soins dans une configuration pulse-echo $L0^\circ$ mais en modélisant en sus les champs émission/réception du capteur avec CIVA (c.à.d. en utilisant l'éq. (19) telle quelle). Dans cette seconde étude, les réponses des défauts simulées par les modèles d'échos CIVA/Kirchhoff et CIVA/ATHENA sont comparés (Figure 5.9.b). De manière analogue à la dénomination « CIVA/ATHENA », le modèle d'échos Kirchhoff avec prise en compte des champs est noté CIVA/Kirchhoff pour signaler que les champs sont modélisés par CIVA et la diffusion par le défaut par Kirchhoff. En Figure 5.9.a), Kirchhoff (sans champ) s'écarte de MOOT pour les petits défauts ($ka < 2.5$) et, à ka fixé, les deux modèles sans champ semblent présenter moins de différences si on augmente la largeur de bande du signal d'entrée. En revanche, Figure 5.9.b, la tendance à ka fixé s'inverse, les modèles CIVA/Kirchhoff et CIVA/ATHENA s'écartant beaucoup plus aux grandes largeurs de bande.

L'hypothèse émise pour expliquer ces différences de comportement entre les deux figures (Figure 5.9.a et Figure 5.9.b) est que, contrairement à CIVA/ATHENA, le modèle CIVA/Kirchhoff approche les champs des capteurs sur le défaut par une onde plane. Les Figure 5.9.c,d) et e) montrent que le champ à 20mm du bord (profondeur des défauts) ne ressemble pas à une onde plane. Cette profondeur se situe en fin de zone de champ proche avant le maximum d'amplitude du champ ; le maximum du spectre du champ avoisine alors les 3MHz en raison des interférences entre l'onde quasi-plane issue de la surface du capteur et les deux ondes diffractées par ses extrémités. La fréquence du maximum d'amplitude tend vers 5MHz (fréquence d'émission) lorsque la profondeur augmente. En plaçant les défauts à une profondeur de 80mm, en champ lointain, à grandes largeurs de bande (entre 60 et 100% en Figure 5.9.f), les écarts entre Kirchhoff et ATHENA sont fortement réduits, inférieurs à 0.6dB contre 2dB à une profondeur de 20mm (Figure 5.9.b).

Comme illustré par cette validation numérique ou montré lors de mes travaux de validation [128], [129], la validité des modèles analytiques de CIVA peut être mise en défaut en raison de l'approximation d'onde plane moyenne si les diffuseurs sont situés près des capteurs ou loin de leur axe focal ou derrière des interfaces à géométrie irrégulière susceptibles de diviser le faisceau.

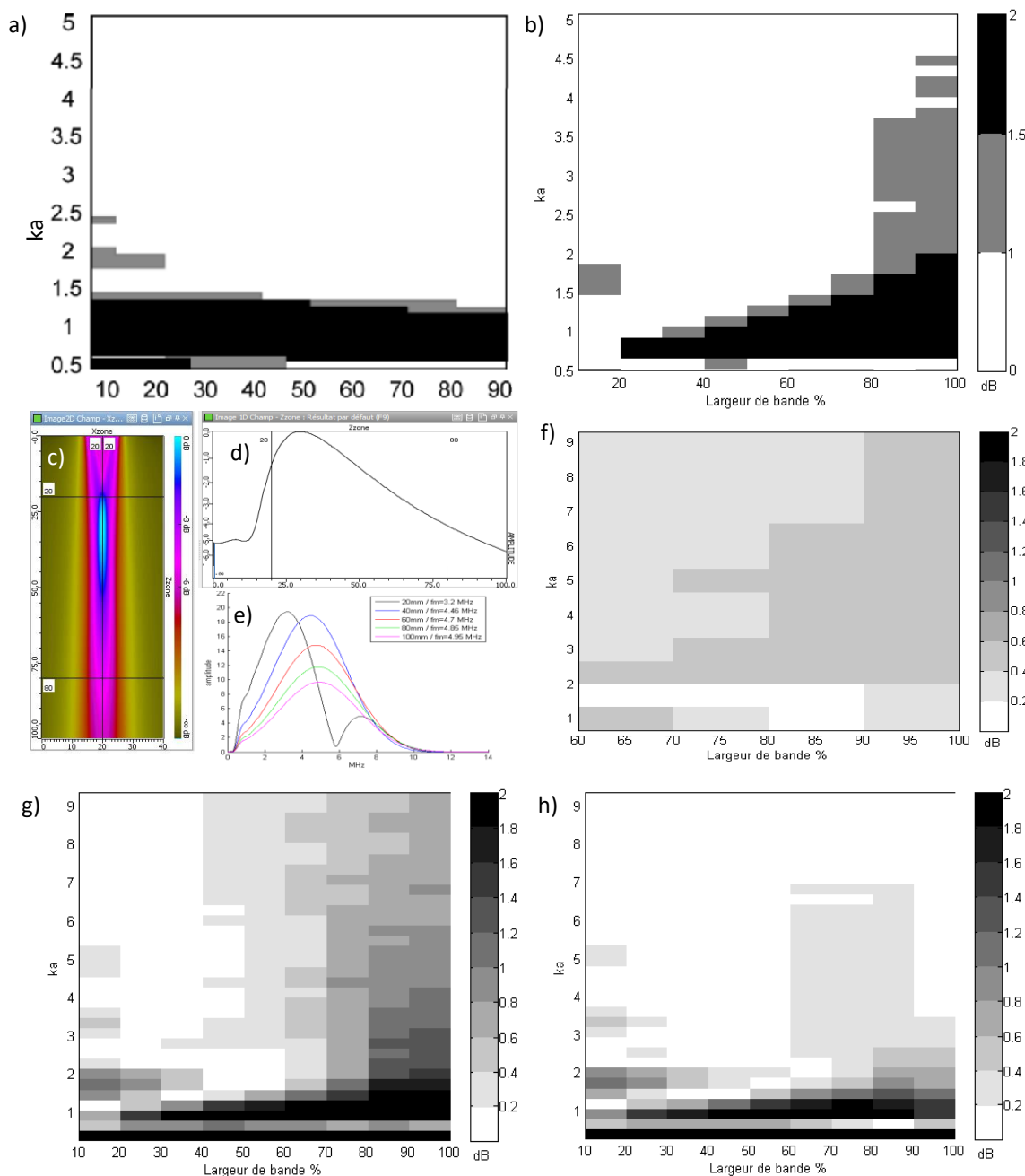


Figure 5.9 : Inspection pulse-echo $L0^\circ$ à 5MHz de défauts plans circulaires de différentes tailles. a) écarts entre les réponses simulées avec Kirchhoff et MOOT, reproduits de [13] et b) écarts entre CIVA/Kirchhoff et CIVA/ATHENA pour $0.5 < ka < 5$; champ rayonné par le capteur : c) B-Scan, d) et e) amplitude et spectre du champ le long de l'axe central du capteur en fonction respectivement du temps et de la profondeur ; écarts entre CIVA/Kirchhoff et CIVA/ATHENA pour $0.5 < ka < 9$: f) à 80mm de profondeur, g) et h) à 20mm du bord avec les modèles CIVA/Kirchhoff standard (g) (cas identique à Figure b) et CIVA/Kirchhoff Multivoies (h).

Une première idée d'amélioration, visant à éliminer l'approximation d'onde plane moyenne, est de proposer une approximation « multi-rayons » dans le cadre du formalisme fondé sur la réciprocité des champs (section 2.3.1.). Cette approximation consiste à décomposer les champs émission(e)/reception(r) au point M du défaut en une somme de rayons e/r, chacun de ces rayons étant vu comme une onde plane locale au niveau du défaut. En définissant $h_e(M, t)$ comme la

RI du rayon d'indice e en émission, $h_r(M, t)$ comme la RI du champ du rayon d'indice r en réception et $A_e^r(M, t)$ l'opérateur de diffusion en onde sphérique du rayon e incident au point M du défaut et diffusé en rayon indicé r , l'écho est donc une double somme (qui remplace l'éq (14) de l'approximation onde plane moyenne) :

$$F_M(t) = 2\pi\rho_1 \frac{\partial}{\partial t} v_{em}(t) * \sum_r \sum_e h_e(M, t) * h_r(M, t) * A_e^r(M, t). \quad (36)$$

En assimilant localement chaque rayon au point du défaut à une onde plane, l'équation précédente devient, en remplacement de l'éq. (19) de l'approximation onde plane moyenne :

$$F_M(t) = 2\pi\rho_1 \frac{\partial}{\partial t} \sum_r \sum_e A_e^r(M, t) * (v_{em}(t - T_{em} - T_{re}) q_e(x, y, z) q_r(x, y, z)). \quad (37)$$

Un développement de codes CIVA, provisoire mais bien utile, dénommé Multivoies et développé par S. CHATILLON, permet d'approcher le résultat de l'approximation « multi-rayons » proposée ci-dessus : le capteur monoélément est discrétisé par l'utilisateur CIVA en éléments plus petits et l'algorithme somme les échos issus des différents couples d'éléments émetteur/récepteur, calculés chacun avec l'approximation d'onde plane moyenne. Les écarts entre CIVA/Kirchhoff Multivoies (460 éléments - en Figure 5.9.h) et CIVA/ATHENA sont fortement réduits pour les grandes largeurs de bande (par rapport à la Figure 5.9.g), adoptant un comportement à ka fixé plus proche de celle de la Figure 5.9.a obtenue sans modélisation du champ.

5.2.2.3.2 Axes de développements futurs

Dans l'avenir proche, le développement d'une simulation semi-analytique appropriée pour les échos qui ne peuvent être calculés en utilisant des ondes planes est prévu. Mon collègue V. DORVAL, constatant que l'approximation « multi-rayons » (dont j'avais contribué à la proposition) nécessite le calcul d'un grand nombre de coefficients de diffusion lié à la double somme de l'éq. (37), propose une solution [130] moins couteuse en temps de calcul fondée sur le théorème de réciprocité d'Auld [19]. Je serai amené à participer à la validation de cette approche [131].

5.2.3. Une approche alternative : les faisceaux gaussiens

Les modèles semi-analytiques de propagation et de diffusion par des défauts présentent des limitations étudiées et quantifiées par mes travaux de validation [132]. Les approches rayons standard comme la méthode des pinceaux [133] fondés sur l'Elastodynamique Géométrique [132] ne gèrent pas les phénomènes de caustique ni d'ondes de tête [134]. Une thèse, encadrée par N. LEYMARIE, devrait démarrer fin 2015 au DISC sur l'apport des faisceaux gaussiens pour la modélisation des faisceaux ultrasonores après traversées d'interfaces. Les faisceaux gaussiens permettent en effet de modéliser correctement les caustiques [135][136] mais leur paramétrage et définition doivent être améliorés pour rendre compte à la fois des ondes de tête et de la diffraction d'arêtes [136], [137].

5.3. LE DEVELOPPEMENT DE MODELES NUMERIQUES

Une des principales limitations des modèles Hautes Fréquences de diffusion par des défauts (approximations de Kirchhoff [55], GTD et leurs corrections uniformes [56], [119]) est de mener à des erreurs de prédiction pour des défauts petits devant la longueur d'onde. Des études de validation en cours [55], [56] visent à cerner les limites de validité de ces modèles notamment en termes de ka mais aussi de directions d'observation. Des calculs que j'ai effectués avec

CIVA/ATHENA montrent par exemple la présence d'ondes de Rayleigh multiples réfléchies aux deux extrémités d'un défaut plan ainsi que d'ondes de tête (voir Figures 5, 6, 10 et 11 de [56]). La non prise en compte de ces ondes dans la modélisation analytique actuelle de CIVA est un facteur important limitant ses performances pour de petits défauts : plus les défauts sont petits, plus les temps de parcours de ces ondes sont proches de ceux des ondes de volume plus rapides (diffractions directes, échos de coin), causant de multiples interférences.

De par la démultiplication des capacités de calcul (clusters de calcul, architectures parallèles), les méthodes numériques vont jouer un rôle croissant à l'avenir. Pour améliorer la modélisation existante des petits défauts, une thèse (Laure PESUDO, encadrée par A. IMPERIALE) a démarré au DISC, consacrée à l'emploi comme modèle de diffusion de la méthode numérique BEM (Boundary Element Method) [138] qui consiste à résoudre des équations intégrales en maillant la surface du défaut. En parallèle, un code éléments finis [139], [140] CND de référence est en cours de développement au DISC. Néanmoins, beaucoup reste à faire pour améliorer ces méthodes numériques : leur application est pour l'instant difficile dans le cas de configurations d'inspection 3D (les fréquences élevées utilisées en CND exigeant le choix de très petits éléments et donc un temps de calcul élevé), ou de pièces et matériaux complexes. Le développement de méthodes hybrides [134] reste également un axe prioritaire : des couplages entre approches (généralement méthodes numériques pour l'interaction avec des défauts et méthodes analytiques rayon pour le calcul des champ émission/réception sur les surfaces des boîtes de calcul numérique entourant les défauts) seront souvent privilégiés pour diminuer les temps de calcul. Dans le cadre de la thèse dédiée à BEM, un couplage innovant dit « fort » (c.à.d. avec le moins d'approximation possible) fera la connexion [141] à la sortie des boîtes numériques entre les champs diffusés calculés par le modèle numérique BEM et ceux injectés en entrée du modèle rayon asymptotique. Cette stratégie de réinjection du champ numérique dans le modèle rayon permettra de traiter efficacement les interactions multiples entre défauts et/ou surfaces de la pièce.

J'utiliserai à l'avenir ces modèles numériques dans mes tâches de validation, notamment pour mieux cerner encore les limites des modèles analytiques.

5.4. DES AVANCEES EN MODELISATION/CARACTERISATION DE MATERIAUX COMPLEXES OU ENDOMMAGES

La modélisation de l'influence de la microstructure des matériaux sur les ultrasons (bruit de structure, atténuation) doit progresser avec la prise en compte des diffusions multiples et être étendue à des matériaux plus complexes (multiphasiques, à forte densité de diffuseurs...). Les modèles de diffusion multiple devront répondre aux besoins applicatifs que sont l'inspection de matériaux fibreux (réseaux périodiques de diffuseurs et distributions aléatoires), la caractérisation de l'endommagement (distribution de microfissures ou inclusions).

De plus, les méthodes ultrasonores classiques sont peu sensibles pour détecter des microfissures (comme dans les bétons), des interfaces imparfaites (décollements dans les matériaux composites, défauts d'adhésion dans les collages ou de soudage par diffusion) ou des fissures partiellement fermées (fissures à un stade précoce d'endommagement). L'interaction d'ondes de forte amplitude avec ce type de défauts fait apparaître des effets non-linéaires comme des harmoniques supérieures [142]–[144]. La simulation des techniques d'inspection par ultrasons non-linéaires constitue un enjeu d'avenir majeur. La simulation numérique de défauts par éléments finis est généralement privilégiée [142]–[144]; afin de pouvoir traiter des défauts d'adhésion, elle devra être enrichie par l'emploi de lois comportementales de contact (couplage contact/glissement/adhésion [145]). Parmi les techniques de CND non linéaires, la méthode de

mixage d'ondes non-colinéaire [146]–[150] récemment mise en œuvre m'apparait particulièrement prometteuse ; elle utilise généralement l'interaction entre deux ondes transverses sous incidence oblique. L'interaction non-colinéaire de ces deux ondes sur une zone endommagée entraîne la génération d'une troisième onde, longitudinale, dont la fréquence est la somme des fréquences des ondes incidentes. Cette technique est attrayante car les effets non linéaires attribuables à la fissure peuvent être étudiés de manière isolée [146] : elle est moins sensible, que la technique consistant à mesurer les harmoniques supérieurs, à d'autres non linéarités imputables au système électronique ou au couplage entre le capteur et l'échantillon. Le développement d'un modèle analytique pour une fissure fermée permettrait de paramétrer et d'optimiser cette technique [144] (choix des modes d'ondes et angles incidents). Je souhaiterais travailler à l'avenir sur la modélisation de non-linéarités pour le CND.

Un autre thème d'intérêt en CND est de modéliser l'effet d'écoulements de fluides (au sein de structures solides) sur la propagation des ultrasons. Par exemple, pour la télémétrie en sodium liquide, le LMA étudie actuellement tout comme le CEA la possibilité de prendre en compte l'influence du flux de vitesse du sodium éjecté en sortie de cœur du réacteur sur le champ ultrasonore se propageant en sodium et ce par le biais d'un modèle numérique [151].

5.5. LE DEVELOPPEMENT DE METHODES INVERSES POUR LE DIAGNOSTIC AUTOMATIQUE

Les méthodes inverses, dont le but est de reconstruire à partir d'une échographie les caractéristiques géométriques/acoustiques d'un défaut structurel ou de la pièce inspectée, se fondent sur l'inversion des modèles directs de calculs d'échos. Elles sont encore très peu utilisées dans le domaine du contrôle industriel. En vue de concevoir par inversion un outil de diagnostic automatique, des verrous seront à lever : l'application de méta-modèles construits à partir de bases de données simulées pourrait réduire les temps de calcul souvent réhhibitoires des méthodes inverses ; les limitations des modèles directs ultrasonores peuvent aussi fournir après inversion des informations erronées sur le défaut à caractériser. En attendant l'inversion, la communauté s'est surtout concentrée sur le développement d'algorithmes de reconstruction de données acquises par la technique Full Matrix Capture [152] consistant à collecter indépendamment les signaux correspondants à toutes les paires d'émetteurs récepteurs possibles d'un capteur multi-éléments. L'application à cette technique d'un algorithme de focalisation synthétique comme la Total Focusing Method [152] offre des possibilités d'imagerie de défauts. Des recherches visent à améliorer les méthodes d'imagerie actuelles afin d'éliminer les fausses indications [153], [154], de réduire le bruit de structure observé [155], [154] et de viser une imagerie temps réelle [156], [154] intégrée à des dispositifs portables d'expertise en CND.

Un contrat de collaboration avec SMLtd dont je suis le responsable au CEA vient actuellement d'être monté : il vise à fournir à SMLtd des données expérimentales et simulées obtenues au laboratoire d'instrumentation du DISC par Sébastien ROBERT afin de tester et améliorer un algorithme [157] développé par SMLtd d'imagerie de défauts (par reconstruction) de type Total Focusing Method.

5.6. LA TRANSPOSITION DE LA SIMULATION ULTRASONORE A DES DOMAINES CONNEXES

L'acoustique sous-marine (détection et caractérisation de cibles) et la sismologie sont des domaines où les outils de simulation ultrasonores pour le CND peuvent être utilisés ou étendus. Certaines des thématiques abordées en CND (tracé de rayons, faisceaux gaussiens, ondes de tête) sont aussi primordiales en sismologie.

Un axe de développement majeur de la simulation CIVA pourrait surtout être à l'avenir sa transposition dans le domaine médical. Le DISC a initié des premières études de modélisation ultrasonore pour des applications de thérapie et plus particulièrement pour la technique HIFU (thermothérapie des tumeurs au moyen d'ultrasons focalisés) [158]. Des techniques innovantes pour la santé émergent (échographie des dents et implants, imagerie ultrasonore du cerveau...) et ouvrent des perspectives considérables en matière de simulation. Par exemple, la réponse ultrasonore d'implants dentaires est sensible à la quantité de tissu osseux repoussant autour de l'implant, laquelle évolue au cours de la phase de cicatrisation [159]. Autre exemple, une méthode d'inspection envisagée des os trabéculaires (constitués de trabécules en forme de plaque ou de poutres) pourrait consister à mesurer par transmission ultrasonore la dispersion de vitesse et d'atténuation du son : la simulation de ces quantités pourrait se faire par le biais de modèles de diffusion multiple [160] applicables aussi bien à la diffusion par les trabécules qu'au CND de matériaux composites fibreux [161]. Je suis intéressé pour engager des travaux en simulation sur de telles techniques médicales.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. Huet, M. Darmon, A. Lhemery, and S. Mahaut, “Modelling of corner echo ultrasonic inspection with bulk and creeping waves,” in *5th Meeting of the Anglo-French-Research-Group*, vol. 128, A. Léger and M. Deschamps, Eds. Springer, 2009, pp. 217–226.
- [2] K. Aki and P. Richards, *Quantitative Seismology*. San Francisco: Freeman, 1980.
- [3] V. Cerveny and R. Ravindra, *Theory of seismic head waves*. University of Toronto Press (Toronto), 1971.
- [4] L. M. Brekhovskikh and O. Godin, *Acoustics of Layered Media I: Plane and Quasi-Plane Waves*, Corr. 2nd edition. Berlin ; New York: Springer, 1998.
- [5] G. G. Drijkoningen, C. H. Chapman, and C. J. Thompson, “On head-wave amplitudes,” *J. Math. Phys.*, vol. 28, no. 8, pp. 1729–1731, 1987.
- [6] S. Mahaut, G. Huet, and M. Darmon, “Modeling of Corner Echo in UT Inspection Combining Bulk and Head Waves Effect,” in *35th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, 2009, vol. 1096, pp. 73–80.
- [7] I. Lerche, “On the reflection of acoustic waves from a slightly curved interface,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 81, no. 3, pp. 611–618, Mar. 1987.
- [8] I. Lerche and N. R. Hill, “A mean-field solution of the reflection of a spherical acoustic wave from a rough interface,” *J. Math. Phys.*, vol. 26, pp. 1420–1427, Jun. 1985.
- [9] H. Zhou and X. Chen, “Ray path of head waves with irregular interfaces,” *Appl. Geophys.*, vol. 7, no. 1, pp. 66–73, Mar. 2010.
- [10] A. Ferrand, “Développement de modèles asymptotiques en Contrôle Non Destructif (CND) par ultrasons : Interaction des ondes élastiques avec des irrégularités géométriques et prise en compte des ondes de tête.” PhD thesis, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2014.
- [11] M. Darmon, A. Ferrand, and S. Chatillon, “Procédé de détermination d’un tracé de rayon entre deux points modélisant la propagation d’une onde ultrasonore traversant une structure à interfaces diffractantes,” brevet FR3009406, 06-Feb-2015.
- [12] M. Darmon and S. Chatillon, “Main features of a complete ultrasonic measurement model - Formal aspects of modeling of both transducers radiation and ultrasonic flaws responses,” *Open J. Acoust.*, vol. 3A, 2013.
- [13] L. W. Schmerr and S.-J. Song, *Ultrasonic nondestructive evaluation systems: models and measurements*. Springer, 2007.
- [14] P. Calmon, A. Lhemery, I. Lecœur-Taïbi, R. Raillon, and L. Paradis, “Models for the computation of ultrasonic fields and their interaction with defects in realistic NDT configurations,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 180, no. 3, pp. 271–283, Apr. 1998.
- [15] N. Gengembre, “Modélisation du champ ultrasonore rayonné dans un solide anisotrope et hétérogène par un transducteur immergé,” Thèse Université Paris 7, 1999.
- [16] M. Darmon, “Calcul d’échos avec vitesses particulières différentes en émission et en réception,” Note technique CEA, 2014.

- [17] M. Darmon, “Physical definition of UT modelling inputs and outputs in CIVA,” DISC/LVT/011/RT054, Rapport technique CEA, 2011.
- [18] V. Dorval, S. Chatillon, B. Lu, M. Darmon, and S. Mahaut, “A general Kirchhoff approximation for echo simulation in ultrasonic NDT,” in *38th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation (QNDE)*, 2012, vol. 1430, pp. 193–200.
- [19] B. A. Auld, “General electromechanical reciprocity relations applied to the calculation of elastic wave scattering coefficients,” *Wave Motion*, vol. 1, no. 1, pp. 3–10, 1979.
- [20] S. Chaffai, M. Darmon, S. Mahaut, and R. Menand, “Simulation Tools for TOFD Inspection in CIVA Software,” in *Proceedings of 6th ICNDE*, 2007.
- [21] R. Raillon-Picot and G. Toullelan, “Caractérisation expérimentale de CIVA US. Contrôle TOFD, étude de l’onde latérale se propageant sur une surface plane. Capteurs 5MHz, ondes longitudinales L45°, L60° et L70°,” CEA/DISC/LMC/014/RT295, Rapport technique CEA, 2014.
- [22] M. Darmon, A. Ferrand, V. Dorval, S. Chatillon, and S. Lonné, “Recent modelling advances for ultrasonic TOFD inspections,” in *AIP Conference Proceedings*, 2015, vol. 1650, pp. 1757–1765.
- [23] A. Ferrand, M. Darmon, S. Chatillon, and M. Deschamps, “Modeling of ray paths of head waves on irregular interfaces in TOFD inspection for NDE,” *Ultrasonics*, vol. 54 (7), pp. 1851–1860, 2014.
- [24] T. J. Moser, “Shortest path calculation of seismic rays,” *Geophysics*, vol. 56, no. 1, pp. 59–67, Jan. 1991.
- [25] M.-G. Zhang, Y.-G. Jia, M.-Y. Wang, and X.-F. Li, “A Global Minimum Traveltime Ray Tracing Algorithm of Wavefront Expanding with Interface Points as Secondary Sources,” *Chin. J. Geophys.*, vol. 49, no. 4, pp. 1046–1053, 2006.
- [26] D. Gridin and L. J. Fradkin, “The high-frequency asymptotic description of pulses radiated by a circular normal transducer into an elastic half-space,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 104, no. 6, pp. 3190–3198, Dec. 1998.
- [27] D. Gridin, “High-frequency asymptotic description of head waves and boundary layers surrounding the critical rays in an elastic half-space,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 104, no. 3, pp. 1188–1197, Sep. 1998.
- [28] V. Amory, “Études du comportement complexe de source et du rayonnement ultrasonore des traducteurs multi-éléments flexibles au contact,” PhD thesis, Université de Technologie de Compiègne, 2007.
- [29] J. D. Achenbach, A. K. Gautesen, and H. McMaken, *Rays methods for waves in elastic solids*. Pitman, 1982.
- [30] M. Darmon, “The Kirchhoff Approximation,” CEA/DISC/LSMA/014/RT262, Rapport technique CEA, 2013.
- [31] M. Darmon, S. Chatillon, S. Mahaut, L. Fradkin, and A. Gautesen, “Simulation of disoriented flaws in a TOFD technique configuration using GTD approach,” in *34th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, 2008, vol. 975, pp. 155–162.
- [32] M. Darmon, V. Dorval, S. Chatillon, and L. Fradkin, “Generic GTD-Kirchhoff scattering model for the ultrasonic response of planar defects,” *10th Int. Conf. NDE Relat. Struct. Integr. Nucl. Press. Compon. Cannes Oct 2013*, 2013.

- [33] V. Dorval, M. Darmon, S. Chatillon, and L. Fradkin, "Simulation of the UT inspection of planar defects using a generic GTD-Kirchhoff approach," in *AIP Conference Proceedings*, 2015, vol. 1650, pp. 1750–1756.
- [34] S. Kolkoori, K. Chitti Venkata, and K. Balasubramaniam, "Quantitative simulation of ultrasonic time of flight diffraction technique in 2D geometries using Huygens–Fresnel diffraction model: Theory and experimental comparison," *Ultrasonics*, vol. 55, pp. 33–41, Jan. 2015.
- [35] G. Baskaran, K. Balasubramaniam, C. V. Krishnamurthy, and C. L. Rao, "Ray Based Model for the Ultrasonic Time-of-Flight Diffraction Simulation of Thin Walled Structure Inspection," *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 127, no. 3, pp. 262–268, Feb. 2005.
- [36] S. K. Nath, "Effect of variation in signal amplitude and transit time on reliability analysis of ultrasonic time of flight diffraction characterization of vertical and inclined cracks," *Ultrasonics*, vol. 54, no. 3, pp. 938–952, Mar. 2014.
- [37] M. Spies, "Kirchhoff evaluation of scattered elastic wavefields in anisotropic media," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 107, no. 5, pp. 2755–2759, 2000.
- [38] P. Y. Ufimtsev, *Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons., 2007.
- [39] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface," *Proc. IEEE*, vol. 62, no. 11, pp. 1448–1461, 1974.
- [40] S.-W. Lee and G. A. Deschamps, "A Uniform Asymptotic Theory of Electromagnetic Diffraction by a Curved Wedge," *IEEE Trans Antennas Propagat*, vol. 24, no. 1, pp. 25–34, 1976.
- [41] B. Lü, M. Darmon, L. Fradkin, and C. Potel, "Numerical comparison of acoustic wedge models, with application to ultrasonic telemetry," *Ultrasonics*, vol. 65, pp. 5–9, Feb. 2016.
- [42] B. Lu, M. Darmon, C. Potel, and V. Zernov, "Models Comparison for the scattering of an acoustic wave on immersed targets," in *10th Anglo-French Physical Acoustics Conference (AFPAC)*, 2012, vol. 353, p. 12009.
- [43] B. Lu, "Modélisation de la propagation et de l'interaction d'une onde acoustique pour la télémétrie de structures complexes," Thèse, Université du Maine, 2011.
- [44] D. Bouche, F. Molinet, and R. Mittra, *Asymptotic methods in electromagnetics*. Springer, 1997.
- [45] V. Zernov, L. Fradkin, and M. Darmon, "A refinement of the Kirchhoff approximation to the scattered elastic fields," *Ultrasonics*, vol. 52, no. 7, pp. 830–835, 2012.
- [46] A. K. Djakou, M. Darmon, L. Fradkin, and C. Potel, "The Uniform geometrical Theory of Diffraction for elastodynamics: Plane wave scattering from a half-plane," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 138, no. 5, pp. 3272–3281, Nov. 2015.
- [47] R. Tiberio and S. Maci, "An incremental theory of diffraction: scalar formulation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 42, no. 5, pp. 600–612, May 1994.
- [48] A. Kamta Djakou, M. Darmon, and C. Potel, "Elastodynamic models for extending the Geometrical Theory of Diffraction to finite length defect," *Submitt. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*.

- [49] M. Darmon, N. Leymarie, S. Chatillon, and S. Mahaut, “Modelling of scattering of ultrasounds by flaws for NDT,” in *Ultrasonic wave propagation in non homogeneous media*, vol. 128, Springer Berlin, 2009, pp. 61–71.
- [50] M. Darmon, P. Calmon, and B. Bele, “An integrated model to simulate the scattering of ultrasounds by inclusions in steels,” *Ultrasonics*, vol. 42, no. 1, pp. 237–241, 2004.
- [51] C. F. Ying and R. Truell, “Scattering of a plane longitudinal wave by a spherical obstacle in an isotropically elastic solid,” *J Appl Phys*, vol. 27, p. 1086, 1956.
- [52] N. G. Einspruch, E. J. Witterholt, and R. Truell, “Scattering of a plane transverse wave by a spherical obstacle in an elastic medium,” *J. Appl. Phys.*, vol. 31, no. 5, pp. 806–818, 1960.
- [53] W. C. Meecham, “On the use of the Kirchhoff approximation for the solution of reflection problems,” *Eng Res Inst. Dep Phys Mich. Univ*, 1955.
- [54] R. Chapman, “Ultrasonic scattering from smooth flat cracks: an elastodynamic Kirchhoff diffraction theory,” *CEGB Rep. NWRSSD840059R*, 1982.
- [55] M. Darmon, “Validity of the Kirchhoff Approximation for small flaws,” CEA/DISC/LSMA, Rapport technique CEA, 2014.
- [56] M. Darmon, V. Dorval, A. Kamta Djakou, L. Fradkin, and S. Chatillon, “A system model for ultrasonic NDT based on the Physical Theory of Diffraction (PTD),” *Ultrasonics*, vol. 64, pp. 115–127, Jan. 2016.
- [57] J. B. Keller, “Geometrical theory of diffraction,” *J Opt Soc Am*, vol. 52, pp. 116–130, 1962.
- [58] V. A. Borovikov and B. Y. Kinber, *Geometrical theory of diffraction*. London, United Kingdom: The Institution of Electrical Engineers, 1994.
- [59] J. D. Achenbach and A. K. Gautesen, “Geometrical theory of diffraction for three-D elastodynamics,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 61, no. 2, pp. 413–421, Feb. 1977.
- [60] A. K. Gautesen, “A note on the diffraction coefficients for elastodynamic diffraction by sharp edges,” *Wave Motion*, vol. 47, no. 5, pp. 327–332, 2010.
- [61] R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, and S. Lonné, “Experimental study for the validation of CIVA predictions in TOFD inspections,” in *10th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components, Cannes, Oct 2013*, 2013.
- [62] V. V. Kamotski, L. J. Fradkin, B. A. Samokish, V. A. Borovikov, and V. M. Babich, “On Budaev and Bogy’s approach to diffraction by the 2D traction-free elastic wedge,” *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 67, no. 1, pp. 235–259, 2006.
- [63] L. Fradkin, A. Gautesen, V. Zernov, and M. Darmon, “Elastic wave diffraction by infinite wedges,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 269, p. 012021, 2011.
- [64] A. K. Gautesen and L. J. Fradkin, “Diffraction by a Two-Dimensional Traction-Free Elastic Wedge,” *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 70, no. 8, pp. 3065–3085, 2010.
- [65] R. K. Chapman, S. F. Burch, N. J. Collett, and L. J. Fradkin, “Ultrasonic inspection of tilted defects using the corner effect modelling and experimental validation,” *Insight - Non-Destr. Test. Cond. Monit.*, vol. 50, no. 2, pp. 66–69, Feb. 2008.

- [66] A. N. Norris and J. D. Achenbach, “Elastic wave diffraction by a semi-infinite crack in a transversely isotropic material,” *Q. J. Mech. Appl. Math.*, vol. 37, no. 4, pp. 565–580, 1984.
- [67] A. Gautesen, V. Zernov, and L. Fradkin, “Diffraction coefficients of a semi-infinite planar crack embedded in a transversely isotropic space,” *Wave Motion*, vol. 46, no. 1, pp. 29–46, Jan. 2009.
- [68] R. M. Lewis and J. Boersma, “Uniform asymptotic theory of edge diffraction,” *J. Math. Phys.*, vol. 10, no. 12, pp. 2291–2305, 1969.
- [69] D. S. Ahluwalia, “Uniform asymptotic theory of diffraction by the edge of a three dimensional body,” *SIAM J Appl Math*, vol. 10, no. 2, pp. 287–301, 1970.
- [70] B. L. van der Waerden, “On the method of saddle points,” *Appl. Sci. Res. Sect. B*, vol. 2, no. 1, pp. 33–45, Dec. 1952.
- [71] P. H. Pathak and R. G. Kouyoumjian, “The dyadic diffraction coefficient for a perfectly-conducting wedge,” *ElectroScience Lab Dep Elec Eng Ohio State Univ*, 1970.
- [72] P. C. Clemmow, “Some extension to the method of integration by steepest descent,” *Quart Journ Mech Appl. Math*, 1950.
- [73] L. J. Fradkin and R. Stacey, “The high-frequency description of scatter of a plane compressional wave by an elliptic crack,” *Ultrasonics*, vol. 50, no. 4, pp. 529–538, 2010.
- [74] Y. Rahmat-Samii and R. Mittra, “Spectral analysis of high-frequency diffraction of an arbitrary incident field by a half plane—Comparison with four asymptotic techniques,” *Radio Sci.*, vol. 13, no. 1, pp. 31–48, 1978.
- [75] J. Boersma and Y. Rahmat-Samii, “Comparison of two leading uniform theories of edge diffraction with the exact uniform asymptotic solution,” *Radio Sci.*, vol. 15, no. 6, pp. 1179–1194, 1980.
- [76] B. Lu, M. Darmon, C. Potel, and L. Fradkin, “Modélisation de la propagation et de l’interaction d’une onde acoustique pour la télémétrie de structures complexes,” in *Actes des Journées Cofrend*, 2011.
- [77] B. Lu, M. Darmon, and C. Potel, “Une aberration statistique de phase pour la modélisation de la propagation ultrasonore en milieu faiblement inhomogène et aléatoire,” in *10ème Congrès Français d’Acoustique, Lyon*, 2010.
- [78] B. Lu, M. Darmon, and C. Potel, “Stochastic simulation of the high-frequency wave propagation in a random medium,” *J. Appl. Phys.*, vol. 112, p. 054902, 2012.
- [79] J. Ripoll, V. Ntziachristos, R. Carminati, and M. Nieto-Vesperinas, “Kirchhoff approximation for diffusive waves,” *Phys Rev E*, vol. 64, no. 5, 2001.
- [80] T. B. A. Senior and J. L. Volakis, *Approximate boundary conditions in electromagnetics*. London, UK: The Institution of Electrical Engineers, 1995.
- [81] A. D. Pierce and W. J. J. Hadden, “Plane wave diffraction by a wedge with finite impedance,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 63, no. 1, pp. 17–27, Jan. 1978.
- [82] L. J. Fradkin, M. Darmon, S. Chatillon, and P. Calmon, “A semi-numerical model for near-critical angle scattering,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 139, no. 1, pp. 141–150, Jan. 2016.
- [83] A. Kamta Djakou, M. Darmon, and C. Potel, “Elastodynamic models for extending GTD to penumbra and finite size flaws,” presented at the ICU, Metz, 2015.

- [84] A. Kamta Djakou, M. Darmon, and C. Potel, “Elastodynamic models for extending GTD to penumbra and finite size flaws,” *J Phys Conf Ser*, 2016.
- [85] A. BOURGADE, “Modèle analytique exact de diffraction d’une onde plane ultrasonore par des cavités,” Rapport de stage MATMECA 2ème année, 2007.
- [86] Y.-H. Pao and C. Mow, “Theory of normal modes and ultrasonic spectral analysis of the scattering of waves in solids,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 59, p. 1046, 1976.
- [87] C.-C. Mow and Y.-H. Pao, “The diffraction of elastic waves and dynamic stress concentrations,” Rand Corporation, 1971.
- [88] R. Brind, J. Achenbach, and J. Gubernatis, “High-frequency scattering of elastic waves from cylindrical cavities,” *Wave Motion*, vol. 6, no. 1, pp. 41–60, 1984.
- [89] G. N. Watson, “The transmission of electric waves round the earth,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Contain. Pap. Math. Phys. Character*, vol. 95, no. 673, pp. 546–563, 1919.
- [90] A. Sommerfeld, *Partial differential equations in physics*, vol. 1. New York: Academic Press, 1949.
- [91] P. Pathak, N. Wang, W. Burnside, and R. Kouyoumjian, “A uniform GTD solution for the radiation from sources on a convex surface,” *Antennas Propag. IEEE Trans. On*, vol. 29, no. 4, pp. 609–622, 1981.
- [92] F. Molinet, *Acoustic High-Frequency Diffraction Theory*. Momentum Press, 2011.
- [93] V. A. Borovikov, “Diffraction by impedance wedge with curved faces,” in *Proceedings of III International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory, 1998. DIPED-98*, 1998, pp. 25–27.
- [94] I. V. Andronov, D. Bouche, N. Kirpichnikova, and V. Philippov, “Creeping wave diffraction by a junction with plane surface,” in *Annales des télécommunications*, 1997, vol. 52, pp. 483–488.
- [95] R. Huang, L. W. Schmerr, and A. Sedov, “A Modified Born Approximation for Scattering in Isotropic and Anisotropic Elastic Solids,” *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 25, no. 3, pp. 139–154, Aug. 2006.
- [96] R. Raillon, F. Schubert, V. Dorval, C. Gilles-Pascaud, and J.-Y. Chatellier, “Simulation Supported POD Methodology and Validation for Multi-Zone Ultrasonic Testing Procedure.”
- [97] F. Schubert, B. Koehler, and A. Peiffer, “Time domain modeling of axisymmetric wave propagation in isotropic elastic media with cefit — cylindrical elastodynamic finite integration technique,” *J. Comput. Acoust.*, vol. 09, no. 03, pp. 1127–1146, Sep. 2001.
- [98] F. Schubert and B. Lamek, “3-D ultrasonic transducer modeling using the elastodynamic finite integration technique in combination with point-source-synthesis,” in *Proceedings of 4th International Workshop NDT in Progress*, 2007.
- [99] M. Darmon, F. Jenson, and P. Calmon, “Modélisation du bruit de structure et de l’atténuation ultrasonore pour des applications en contrôle non destructif,” 2 mars 2006, journée spécialisée “Diffusion/Diffraction Multiple: Modèles, Imageries, et Applications” du GDR ONDES & GDR ULTRASONNS, Supélec.
- [100] I. Yalda, F. J. Margetan, and R. B. Thompson, “Predicting ultrasonic grain noise in polycrystals: A Monte Carlo model,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 99, no. 6, pp. 3445–3455, 1996.

- [101] M. G. Gustafsson and T. Stepinski, "Studies of split spectrum processing, optimal detection, and maximum likelihood amplitude estimation using a simple clutter model," *Ultrasonics*, vol. 35, no. 1, pp. 31–52, 1997.
- [102] V. Dorval, "Modélisation de la propagation ultrasonore dans une structure métallurgique diffusante, application au CND," PhD thesis Université de la Méditerranée, 2009.
- [103] S. Chatillon, C. Poidevin, N. Gengembre, and A. Lhémery, "Simplified modeling of backscattered noise and attenuation phenomena for quantitative performance demonstration of UT methods," in *AIP Conference Proceedings*, 2003, pp. 93–100.
- [104] M. Darmon, "Etude de l'interaction ondes-réfecteurs en vue de la caractérisation et la différenciation de défauts métallurgiques," Thèse, Université Paris 7, 2003.
- [105] T. Bedetti, "Étude de la diffusion multiple des ultrasons en vue de la modélisation du bruit de structure et de la caractérisation des aciers moulés inoxydables à gros grains," phdthesis, PhD thesis Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012.
- [106] J.-F. Chaix, "Caractérisation non destructive de l'endommagement de bétons: Apport de la multidiffusion ultrasonore," PhD thesis Université Aix-Marseille 2, 2003.
- [107] P. C. Waterman and R. Truell, "Multiple scattering of waves," *J. Math. Phys.*, vol. 2, no. 4, pp. 512–537, 1961.
- [108] A. Tourin, "Diffusion multiple et renversement du temps des ondes ultrasonores," Thèse, Paris 7, 1999.
- [109] J.-F. Chaix, V. Garnier, and G. Corneloup, "Ultrasonic wave propagation in heterogeneous solid media: Theoretical analysis and experimental validation," *Ultrasonics*, vol. 44, no. 2, pp. 200–210, 2006.
- [110] J.-F. Chaix, V. Garnier, and G. Corneloup, "Concrete damage evolution analysis by backscattered ultrasonic waves," *NDT E Int.*, vol. 36, no. 7, pp. 461–469, 2003.
- [111] M. Darmon, N. Leymarie, S. Chatillon, and S. Mahaut, "Modeling of scattering of ultrasounds by flaws for NDT," in *Ultrasonic wave propagation in non homogeneous media*, Berlin,: Springer, 2009, pp. 61–71.
- [112] O. Paris, C. Poidevin, J. M. Rambach, and G. Nahas, "Study of Phased Array Techniques for Concrete Inspection," International Symposium - Non-destructive Testing in Civil Engineering (NDT-CE) - September 16-19, 2003, Berlin (Germany).
- [113] V. Dorval, F. Jenson, G. Corneloup, and J. Moysan, "Accounting for structural noise and attenuation in the modeling of the ultrasonic testing of polycrystalline materials," in *Aip Conference Proceedings*, 2010, vol. 1211, p. 1309.
- [114] M. Rossat, "Propagation des ondes ultrasonores dans les milieux hétérogènes. Application au Contrôle Non Destructif de structures en béton," Thèse de l'Université de la Méditerranée, 2007.
- [115] *Civa software website*, <http://www-civa.cea.fr> and <http://www.extende.com/> .
- [116] M. Shinozuka and C. M. Jan, "Digital simulation of random processes and its applications," *J. Sound Vib.*, vol. 25, no. 1, pp. 111–128, 1972.
- [117] S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of statistical radiophysics 4 : Wave propagation through random media*. Berlin,: Springer-Verlag, 1989.

- [118] A. Gardahaut, *Développements d'outils de modélisation pour la propagation ultrasonore dans les soudures bimétalliques*. PhD thesis Paris 7, 2013.
- [119] M. Darmon, “Validity of the CIVA Kirchhoff & GTD model,” CEA-LIST/DISC Technical report (to be published), 2015.
- [120] L. Fradkin, M. Harmer, and M. Darmon, “Edge Diffraction Coefficients around Critical Rays,” in *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 498, p. 012010.
- [121] A. Ciarkowski, “Uniform Asymptotic Expansion of an Integral with a Saddle Point, a Pole and a Branch Point,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 426, no. 1871, pp. 273–286, Dec. 1989.
- [122] P. S. Keogh, “High-Frequency Scattering by a Griffith Crack II: Incident Plane and Cylindrical Waves,” *Q. J. Mech. Appl. Math.*, vol. 38, no. 2, pp. 205–232, May 1985.
- [123] M. Darmon, S. Chatillon, S. Mahaut, P. Calmon, L. J. Fradkin, and V. Zernov, “Recent advances in semi-analytical scattering models for NDT simulation,” *J Phys Conf Ser*, vol. 269, no. 1, 2011.
- [124] V. Zernov, L. Fradkin, A. Gautesen, M. Darmon, and P. Calmon, “Wedge diffraction of a critically incident Gaussian beam,” *Wave Motion*, vol. 50, pp. 708–722, 2013.
- [125] J. N. Goodier and R. E. D. Bishop, “A note on critical reflections of elastic waves at free surfaces,” *J. Appl. Phys.*, vol. 23, no. 1, pp. 124–126, 1952.
- [126] K. F. Graff, *Wave motion in elastic solids*. Courier Dover Publications, 1975.
- [127] J. L. Opsal and W. M. Visscher, “Theory of elastic wave scattering: Applications of the method of optimal truncation,” *J. Appl. Phys.*, vol. 58, no. 3, pp. 1102–1115, 1985.
- [128] R. Raillon-Picot, G. Toullelan, and M. Darmon, “Validation of CIVA, ultrasonic testing of vertical backwall beaking notches, transverse mode,” CEA/DISC/LVT/012/RT148, Rapport technique CEA, 2011.
- [129] R. Raillon-Picot, G. Toullelan, M. Darmon, P. Calmon, and S. Lonné, “Validation of CIVA ultrasonic simulation in canonical configurations,” in *World Conference of Non Destructive Testing (WCNDT) 2012*, 2012.
- [130] V. Dorval, N. Leymarie, and S. Chatillon, “Improved semi-analytical simulation of UT inspections using a ray-based decomposition of the incident fields,” *AIP Conf. Proc.*, To be Published in 2016.
- [131] G. Toullelan, R. Raillon, S. Chatillon, V. Dorval, M. Darmon, and S. Lonné, “Results of the 2015 UT Modeling Benchmark Obtained with Models Implemented in Civa,” *AIP Conf. Proc.*, To be Published in 2016.
- [132] M. Darmon, “Review of flaws scattering models,” DISC/LSMA/013/RT211, Rapport technique CEA, 2013.
- [133] N. Gengembre, “Pencil method for ultrasonic beam computation,” in *Proc. of the 5th World Congress on Ultrasonics*, Paris, 2003.
- [134] O. Runborg, “Mathematical models and numerical methods for high frequency waves,” *Commun Comput Phys*, vol. 2, no. 5, pp. 827–880, 2007.
- [135] V. Cerveny, “Gaussian beam synthetic seismograms,” *J Geophys*, vol. 58, no. 1–3, pp. 44–72, 1985.

- [136] B. S. White, A. Norris, A. Bayliss, and R. Burridge, “Some remarks on the Gaussian beam summation method,” *Geophys. J. Int.*, vol. 89, no. 2, pp. 579–636, May 1987.
- [137] R. L. Nowack, “Frame-based Gaussian beam summation and seismic head waves,” *Proc. Proj. Rev.*, pp. 113–119, 2008.
- [138] M. Bonnet, *Boundary integral equation methods for solids and fluids*. 1999.
- [139] G. Cohen, *Higher-Order Numerical Methods for Transient Wave Equations*. Springer Science & Business Media, 2002.
- [140] F. Casadei, E. Gabellini, G. Fotia, F. Maggio, and A. Quarteroni, “A mortar spectral/finite element method for complex 2D and 3D elastodynamic problems,” *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 191, no. 45, pp. 5119–5148, Oct. 2002.
- [141] J.-D. Benamou, F. Collino, and O. Runborg, “Numerical microlocal analysis of harmonic wavefields,” *J. Comput. Phys.*, vol. 199, no. 2, pp. 717–741, Sep. 2004.
- [142] P. Blanloeuil, A. Meziane, and C. Bacon, “Numerical study of nonlinear interaction between a crack and elastic waves under an oblique incidence,” *Wave Motion*, vol. 51, no. 3, pp. 425–437, Apr. 2014.
- [143] P. Blanloeuil, A. J. Croxford, and A. Meziane, “Numerical and experimental study of the nonlinear interaction between a shear wave and a frictional interface,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 135, no. 4, pp. 1709–1716, Apr. 2014.
- [144] P. Blanloeuil, *Analyse de la non-linéarité acoustique de contact pour l'évaluation et le contrôle non destructif*. PhD thesis Université Bordeaux 1, 2013.
- [145] M. Raous, L. Cangémi, and M. Cocu, “A consistent model coupling adhesion, friction, and unilateral contact,” *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 177, no. 3–4, pp. 383–399, Jul. 1999.
- [146] A. J. Croxford, P. D. Wilcox, B. W. Drinkwater, and P. B. Nagy, “The use of non-collinear mixing for nonlinear ultrasonic detection of plasticity and fatigue,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 126, no. 5, pp. EL117–EL122, 2009.
- [147] A. Demčenko, R. Akkerman, P. B. Nagy, and R. Loendersloot, “Non-collinear wave mixing for non-linear ultrasonic detection of physical ageing in PVC,” *NDT E Int.*, vol. 49, pp. 34–39, 2012.
- [148] V. Koissin, A. Demčenko, and V. A. Korneev, “Isothermal epoxy-cure monitoring using nonlinear ultrasonics,” *Int. J. Adhes. Adhes.*, vol. 52, pp. 11–18, Jul. 2014.
- [149] N. J. Price, “Nonlinear ultrasonic testing using a non-collinear approach: application to heat treatment of steels and to asphalt concrete mixtures,” University of Illinois at Urbana-Champaign, 2012.
- [150] E. Escobar-Ruiz, A. Ruiz, W. Hassan, D. C. Wright, I. J. Collison, P. Cawley, and P. B. Nagy, “Non-linear Ultrasonic NDE of Titanium Diffusion Bonds,” *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 33, no. 2, pp. 187–195, Jun. 2014.
- [151] J. Tromp, D. Komattisch, and Q. Liu, “Spectral-Element and Adjoint Methods in Seismology,” *Commun. Comput. Phys.*, vol. 3, no. 1, pp. 1–32, Jan. 2008.
- [152] C. Holmes, B. W. Drinkwater, and P. D. Wilcox, “Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation,” *NDT E Int.*, vol. 38, no. 8, pp. 701–711, Dec. 2005.

- [153] E. Iakovleva, S. Chatillon, P. Bredif, and S. Mahaut, “Multi-mode TFM imaging with artifacts filtering using CIVA UT forwards models,” in *AIP Conference Proceedings*, 2014, vol. 1581, pp. 72–79.
- [154] L. Le Jeune, S. Robert, and E. L. Villaverde, “Plane Wave Imaging for Ultrasonic Non-Destructive Testing: Generalization to Multimodal Imaging,” *Ultrasonics*, Aug. 2015.
- [155] S. Bannouf, S. Robert, O. Casula, and C. Prada, “Noise filtering in the total focusing method by decomposition of the time reversal operator and the virtual array approach,” presented at the American Institute of Physics Conference Series, 2013, vol. 1511, pp. 857–864.
- [156] S. Robert, O. Casula, O. Roy, and G. Neau, “Real-time nondestructive testing of composite aeronautical structures with a self-adaptive ultrasonic technique,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 7, p. 074011, Jul. 2013.
- [157] L. Fradkin, V. Zernov, G. Elston, R. Taneja, I. Bell, D. Lines, J. Wharrie, and P. Fitzgerald, “Towards semi-automated non-destructive evaluation,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 457, no. 1, p. 012008, Aug. 2013.
- [158] A. A. Doinikov, A. Novell, P. Calmon, and A. Bouakaz, “Simulations and measurements of 3-D ultrasonic fields radiated by phased-array transducers using the westervelt equation,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 61, no. 9, pp. 1470–1477, Sep. 2014.
- [159] R. Vayron, E. Soffer, F. Anagnostou, and G. Haïat, “Ultrasonic evaluation of dental implant osseointegration,” *J. Biomech.*, vol. 47, no. 14, pp. 3562–3568, Nov. 2014.
- [160] G. Haïat, A. Lhémery, F. Renaud, F. Padilla, P. Laugier, and S. Naili, “Velocity dispersion in trabecular bone: Influence of multiple scattering and of absorption,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 124, no. 6, pp. 4047–4058, Dec. 2008.
- [161] T. Sumiya, S. Biwa, and G. Haïat, “Computational multiple scattering analysis of elastic waves in unidirectional composites,” *Wave Motion*, vol. 50, no. 2, pp. 253–270, Mar. 2013.