



FACULTE DES SCIENCES APPLIQUEES

Résonance locale et caractérisation de défauts de délaminage par vibrothermographie

Thèse présentée par

Philippe DEMY

Ingénieur Civil Electro-Mécanicien (Aérospatiale)

Pour l'obtention du grade légal de
Docteur en Sciences de l'Ingénieur

Année académique 2013-2014



Remerciements

Je voudrais d'abord exprimer ma profonde gratitude au Professeur Jean-Claude Golinval de la Faculté des Sciences Appliquées de l'Université de Liège, ainsi qu'à Daniel Simon, directeur de la société V2i, pour leur soutien et l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude.

J'adresse mes remerciements aux Dr Marc Georges (Centre Spatial de Liège) et Dr Clemente Ibarra-Castanedo (Université de Laval, Québec) pour m'avoir accueilli chaleureusement dans leur laboratoire, et les échanges enrichissants que nous avons eus ensemble.

Toute ma reconnaissance également au Professeur Xavier Maldague pour les démarches de collaboration privilégiée avec l'Université de Laval.

Un grand merci au Dr Pierre Servais et à Monsieur Kinard (directeur de Alkar Technology) pour l'aide et les précieux conseils qu'ils m'ont apportés dans ce travail.

Evidemment, je remercie mon épouse, Nathalie, pour son soutien indéfectible et sa compréhension. Enfin, j'ai une pensée émue pour ma maman, en saluant toute la patience et l'encouragement témoignés, malgré des moments difficiles.

A mon fils, Charles

« Toute connaissance commence par les sentiments »

Léonard de Vinci

RESUME

Ce travail est destiné à évaluer la vibrothermographie comme méthode de contrôle non destructif ; la détection de délaminage dans des pièces en matériaux composites y est particulièrement étudiée. La vibrothermographie est une technique d'inspection attrayante car elle est applicable à tout type de matériau et présente des caractéristiques peu communes, notamment pour la détection de défauts difficilement décelables par d'autres moyens de contrôle : cas des géométries complexes, fissures d'orientation défavorable,...

Actuellement, la vibrothermographie nécessite un contact entre la pièce et l'excitateur vibratoire. La pression de contact est à l'origine d'un manque de fiabilité des résultats, dû à la présence de chaos acoustique.

Cette recherche propose, entre autres, d'étudier une méthode alternative de couplage différente de celle employée en vibrothermographie conventionnelle, c'est-à-dire un couplage linéaire réalisé par collage. Ce choix permet non seulement l'investigation et une meilleure compréhension des phénomènes physiques responsables des échauffements observés en surface, encore mal connus, mais également d'augmenter la qualité et la reproductibilité des résultats obtenus pour la détection et la caractérisation des défauts en taille et en profondeur. A ce titre, les études menées, tant théoriques qu'expérimentales, ont permis de mettre en évidence le rôle joué par la présence de résonances locales du délaminage et de proposer des recommandations pour une mise en œuvre plus performante et fiable de la vibrothermographie. L'ambition de ce travail est de contribuer à développer la méthode vibrothermographique pour pouvoir l'intégrer, à terme, avec ses atouts et sa complémentarité, parmi l'arsenal des méthodes de thermographie active déjà utilisées dans le contrôle qualité ou la maintenance.

ABSTRACT

This work is intended to assess vibrothermography as a non-destructive testing method ; the focus is on delamination detection in composite materials. Vibrothermography is an attractive technique because of its applicability to all types of materials and its unusual characteristics in the field of parts inspection, especially for difficult cases such as detecting flaws in complex geometries or cracks with unfavorable orientation,...

Vibrothermography currently requires contact between a vibration transducer and a specimen. The contact pressure is the main cause of unreliable results due to acoustic chaos.

In this thesis, an alternative method without chaos by glued coupling is used for vibrothermography. This choice not only allows the investigation of physical phenomena responsible for the observed surface temperature rise, still poorly understood, but also improves the quality and reproducibility of measurement results for the detection and characterization of defects in size and depth.

In this context, both theoretical and experimental studies have highlighted the role played by the presence of local resonances related to a delamination and allowed to propose advices for achieving more reliable and efficient tests by vibrothermography.

The final aim of this research is to contribute to the development of the vibrothermography in order to include it with its specificities and assets among the arsenal of active thermography methods actually used in quality control and maintenance.

Table des matières

Introduction.....	1
1 Thermographie infrarouge en contrôle non destructif.....	3
1.1 Introduction aux techniques de thermographie.....	3
1.1.1 Thermographie active et passive.....	3
1.1.2 Moyens de thermographie active.....	4
1.1.3 Principe de la mesure de température.....	5
1.2 Méthodes thermographiques.....	8
1.2.1 Thermographie pulsée (PT).....	8
1.2.2 Thermographie modulée (LT).....	15
1.2.3 Thermographie de phase pulsée (PPT).....	23
1.2.4 Thermographie à modulation de fréquence (FMTWI).....	27
1.3 Limitation des techniques de contrôle par thermographie en CND.....	29
2 Vibrothermographie, mise en œuvre et mécanismes physiques.....	31
2.1 Historique.....	31
2.2 Techniques de vibrothermographie.....	33
2.2.1 Vibrothermographie pulsée (VT).....	33
2.2.2 Vibrothermographie modulée (ULT).....	35
2.2.3 Vibrothermographie pulsée de phase (UBP).....	38
2.3 Couplage et chaos acoustique.....	39
2.3.1 Configuration classique de test.....	39
2.3.2 Etude du chaos acoustique et modélisation.....	42
2.3.3 Méthode alternative d'excitation sans chaos acoustique.....	54
2.4 Mécanismes de génération de chaleur en vibrothermographie.....	57
2.4.1 Dissipation par frottement.....	57
2.4.2 Dissipation viscoélastique.....	61
2.4.3 Dissipation plastique.....	65
2.4.4 Conclusions.....	68
3 Délaminage et résonance locale en vibrothermographie.....	69
3.1 Introduction.....	69
3.2 Vibrothermographie et spectre d'échauffement.....	70
3.2.1 Fabrication d'un laminé CFRP et test vibrothermographique.....	70

3.2.2	Spectre d'échauffement vibrothermographique.....	72
3.3	Analyse modale numérique sur un délaminage.....	73
3.3.1	Modèle de résonance locale pour une sous-plaque encadrée (FEM1).....	73
3.3.2	Modèle de résonance locale pour une sous-plaque intégrée (FEM2).....	75
3.3.3	Comparaison des deux modèles numériques (FEM1 & FEM2)	76
3.4	Analyse modale expérimentale sur un délaminage	77
3.4.1	Méthode et dispositif expérimental	77
3.4.2	Identification de la résonance locale	79
3.5	La résonance locale en vibrothermographie	86
3.5.1	Comparaison des résultats de l'analyse modale numérique et expérimentale	86
3.5.2	Comparaison des résultats vibrothermographiques et de l'AME.....	87
4	Etude de la résonance locale et champ thermique	90
4.1	Comportement dynamique de plaques laminées.....	90
4.1.1	Relations déformations - contraintes dans un pli.....	90
4.1.2	Relation déformations - déplacements.....	92
4.1.3	Relations entre flux d'effort et déformations d'un laminé	92
4.1.4	Vibrations libres d'une plaque laminée rectangulaire encadrée.....	94
4.2	Etude des résonances locales d'un délaminage rectangulaire	99
4.2.1	Sous-plaques laminées unidirectionnelles.....	99
4.2.2	Sous-plaques laminées multidirectionnelles symétriques.....	106
4.3	Résonance locale et champ thermique	110
4.3.1	Discrétisation de l'équation de la chaleur.....	110
4.3.2	Modélisation de la source interne de chaleur.....	112
4.3.3	Champ thermique à la résonance locale.....	115
5	Caractérisation de défauts en vibrothermographie.....	126
5.1	Balayage sinusoïdal et modulation.....	127
5.1.1	Test chirp.....	127
5.1.2	Vibrothermographie modulée.....	129
5.2	Caractérisation de surface d'un défaut de délaminage.....	134
5.2.1	Détecteur de contour de Canny	135
5.2.2	Caractérisation de forme et dimensions.....	140
5.3	Caractérisation de la profondeur d'un défaut de délaminage.....	153
5.3.1	Aspects théoriques de la vibrothermographie lock-in.....	153
5.3.2	Caractérisation de la profondeur, application expérimentale	159

5.4	Conclusions	166
	Conclusions générales.....	168
	Annexe A	171
A.1	Propriétés thermo-physiques de matériaux.....	171
A.2	Flux de chaleur harmonique et température du solide semi-infini	173
	Bibliographie	176

Introduction

Le monde industriel est toujours en demande de moyens de contrôle non destructif (CND) plus performants, plus fiables, plus rapides, moins coûteux et plus écologiques. Ce besoin s'est accru avec l'utilisation de plus en plus massive de nouveaux matériaux comme les matériaux composites. En effet, les techniques d'inspection initialement développées en construction métallique ne conviennent pas nécessairement à ces matériaux, de plus, les types de défauts rencontrés sur les composites peuvent être de nature très différente.

La question de la fiabilité d'une méthode de contrôle non destructif est essentielle. Chaque technique d'inspection CND possède ses propres limites de détection. Dans l'industrie aéronautique, par exemple, ce problème est lié à la sécurité aérienne qui est une préoccupation majeure des organismes nationaux et internationaux. En conséquence, des précautions de conception et de maintenance doivent être prises pour éviter qu'un dommage ne conduise à une rupture catastrophique en vol.

L'objectif des nombreuses recherches actuelles en laboratoire est le développement de nouvelles méthodes pour combler les lacunes rencontrées dans le contrôle de certains matériaux, et éviter le recours à l'emploi systématique de plusieurs moyens CND différents. Parmi les champs de recherche concernés, la vibrothermographie est une technique d'inspection qui s'avère prometteuse, car elle présente des caractéristiques peu banales dans le domaine du contrôle non destructif. Elle permet notamment la détection de défauts dans des laminés de forme complexe, de microfissures, de défauts perpendiculaires à la surface d'observation, ou encore de défauts 'fermés' (bords en contact). En outre, elle est applicable sur une grande variété de matériaux, métalliques ou non.

La vibrothermographie est une méthode active de thermographie infrarouge caractérisée par une stimulation mécanique vibratoire, et tout défaut peut se comporter comme une source interne de chaleur détectable en surface par une caméra infrarouge. Rarement utilisée en milieu industriel aujourd'hui, elle reste essentiellement cantonnée à des applications simples de détection qualitative de défauts. Depuis plus d'une dizaine d'années, avec l'avènement des progrès de la technologie numérique, la 'démocratisation' des caméras infrarouges et l'implémentation de la thermographie par stimulation optique parmi les méthodes CND reconnues et certifiées (IRT), la vibrothermographie suscite un regain d'intérêt. Dans ce contexte, elle pourrait s'envisager comme un complément utile au sein des méthodes de thermographie active pour traiter de cas difficiles ou litigieux, voire comme technique d'inspection à part entière.

L'originalité de cette étude consiste à investiguer une solution alternative au couplage habituellement réalisé en vibrothermographie par mise en pression de l'échantillon contre le transducteur vibratoire, ce qui génère du chaos acoustique. Le transducteur est généralement un convertisseur acoustique standard emprunté à l'industrie thermoplastique. Un couplage par collage est proposé afin d'éviter les non-linéarités de contact, source principale du manque de reproductibilité des résultats avec la méthode traditionnelle. En outre, l'emploi d'un shaker piézoélectrique permet un contrôle vibratoire précis et plus adéquat pour l'étude des mécanismes de

dissipation et des potentialités de la méthode concernant la détection et la caractérisation des défauts de délaminage.

Ce document est composé de 6 chapitres.

Le premier chapitre décrit les principes fondamentaux des méthodes de thermographie infrarouge en contrôle non destructif. Il passe en revue les différentes techniques d'inspection par stimulation optique, leurs aspects théoriques, et précise leurs limitations.

Le deuxième chapitre aborde spécifiquement le contrôle par vibrothermographie. Il étudie le phénomène de chaos acoustique engendré par une pression de contact sur l'échantillon et montre l'intérêt du couplage linéaire par collage. En outre, les différents mécanismes de génération de chaleur intervenant en vibrothermographie sont également discutés.

Le troisième chapitre traite du phénomène de résonance locale d'un défaut de délaminage modélisé comme deux sous-plaques laminées libres de vibrer. Les résultats d'une analyse modale numérique (par éléments finis) et expérimentale des sous-plaques sont corrélés, et un lien avec des pics d'échauffement vibrothermographiques observés est établi.

Le quatrième chapitre étudie, à partir de la théorie générale des plaques laminées et du principe de Hamilton, les paramètres modaux d'un délaminage de forme rectangulaire en fonction de la géométrie du défaut et de la séquence d'empilement du laminé. La dispersion des fréquences de résonance locale est aussi étudiée dans le but de définir des intervalles de fréquence adéquats pour la recherche et la détection de défauts par balayage fréquentiel rapide comme avec le test 'chirp'.

Le dernier chapitre est consacré au développement d'une méthode vibrothermographique fiable, et propose des recommandations pour une mise en œuvre performante. Les problèmes de la détection et de la caractérisation en taille et en profondeur sont traités et illustrés sur quelques applications expérimentales. La complémentarité des techniques de modulation du signal en amplitude (lock-in) et en fréquence (wobulation) est mise en évidence et utilisée pour une caractérisation complète et précise des défauts. Les traitements d'images nécessaires et adéquats sont également discutés et étudiés.

1 Thermographie infrarouge en contrôle non destructif

1.1 Introduction aux techniques de thermographie

1.1.1 Thermographie active et passive

De nos jours, les techniques de thermographie par infrarouge sont utilisées dans de nombreux domaines comme le contrôle non destructif (CND) par exemple.

La technique de thermographie passive repose sur la distribution de température naturelle observable à la surface d'un corps. Dans ce cas, il n'y a pas de stimulation contrôlée à proprement parlé. Elle est employée fréquemment pour le contrôle d'installations électriques ou de l'isolation des bâtiments.

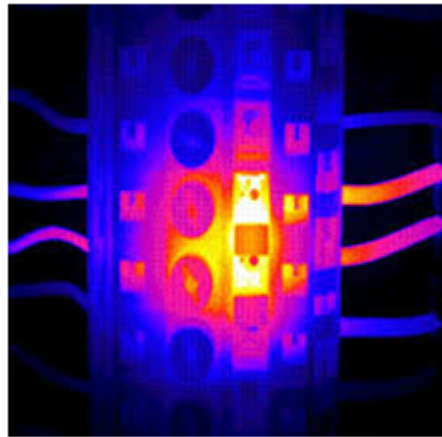


Figure 1-1 : Contrôle de circuit électrique (boîte de connexion), image thermique

D'autre part, la technique de thermographie active consiste à stimuler une pièce de manière thermique, mécanique ou encore par induction électromagnétique. L'interaction de la stimulation contrôlée avec un défaut peut produire, sous certaines conditions, des anomalies du champ de température en surface, observables au moyen d'une caméra thermique.

Quand le contrôle de la source d'excitation est maîtrisé, il est possible d'obtenir des résultats quantitatifs quant à l'interprétation des champs thermiques. En particulier, dans le domaine du contrôle non destructif, la méthode active peut permettre la caractérisation de défauts (en taille et en profondeur) sur base de modélisations théoriques. Cette aptitude est importante dans les procédures de maintenance ou de processus qualité, car elle permet d'appliquer des critères de rejet de pièce défectueuse.

1.1.2 Moyens de thermographie active

La présence de défauts internes non débouchants n'est en principe détectable que par la méthode de thermographie active dont il est exclusivement question par la suite.

Une source de stimulation externe peut provoquer un contraste de température trahissant la présence d'un défaut. Trois grandes catégories de stimulation peuvent se dégager:

- par rayonnement (thermographie optique)
- par vibration mécanique (vibrothermographie)
- par induction électromagnétique (thermographie par induction)

La thermographie optique (figure 1-2) est la plus couramment employée actuellement, la sollicitation thermique étant provoquée par une lampe halogène ou une lampe flash. Le principe est le suivant : un défaut généralement de nature isolant thermique (une lame d'air par exemple), se comporte comme un obstacle à la propagation du flux thermique traversant la pièce, ce qui génère une augmentation de température localisée au droit du défaut, détectable en surface par une caméra thermique.

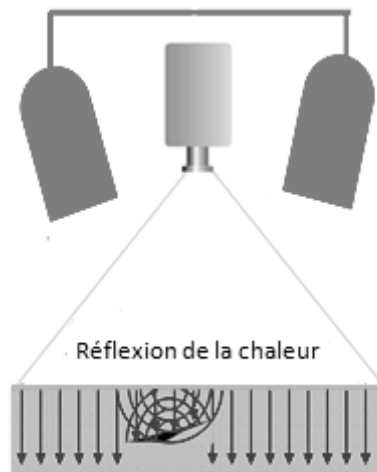


Figure 1-2 : Principe de la thermographie optique

La vibrothermographie utilise par contre une sollicitation mécanique vibratoire. Elle nécessite l'usage d'un transducteur, généralement de type piézoélectrique. Dans ce cas, le défaut lui-même, en interagissant avec les ondes élastiques, se comporte comme une source de chaleur interne, à l'origine du contraste observé en surface par la caméra thermique (figure 1-3).

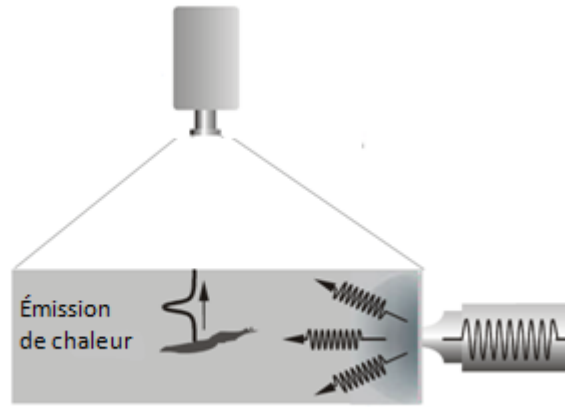


Figure 1-3 : Principe de la vibrothermographie

La thermographie inductive est basée sur la génération de courants de Foucault qui interagissent avec le défaut dans un matériau conducteur. L'hétérogénéité va perturber les lignes de champ créées par l'inducteur, et donc la propagation de la chaleur au sein du matériau. La caméra enregistre l'évolution du champ de température à la surface.

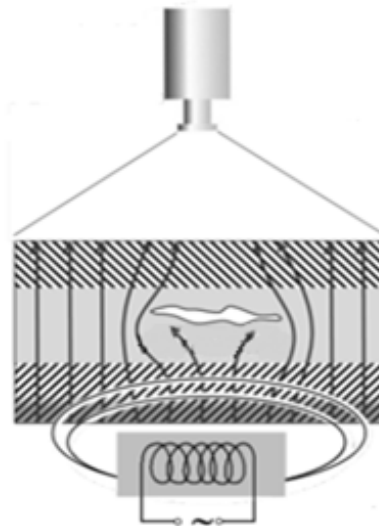


Figure 1-4 : Principe de la thermographie inductive

1.1.3 Principe de la mesure de température

La mesure du rayonnement infrarouge (IR) s'effectue au moyen d'une caméra thermique (système radiométrique) constituée d'une matrice de détecteurs qui reçoit le rayonnement émis en surface par l'objet étudié dans une direction donnée et pour une plage de longueur d'onde donnée. L'image obtenue est appelée « thermogramme ».

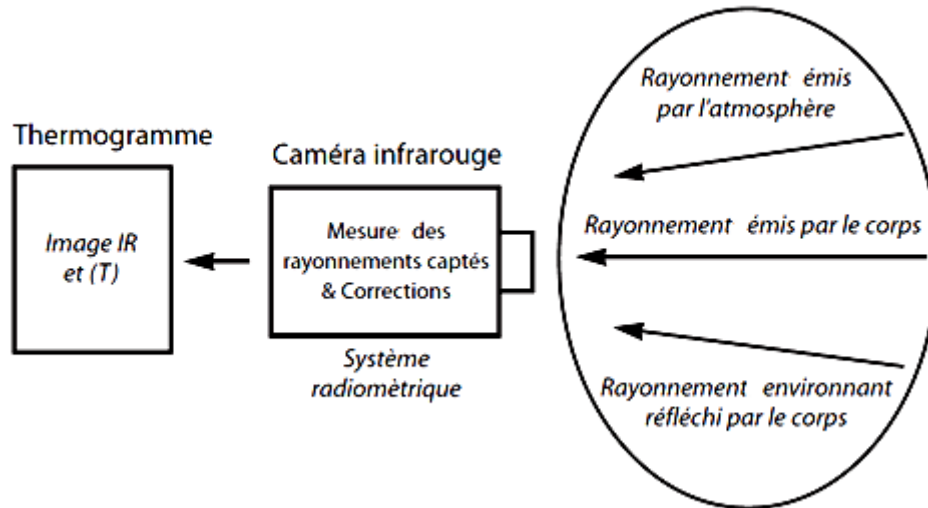


Figure 1-5 : Composantes du rayonnement reçu par une caméra thermique [45]

Le rayonnement perçu par la caméra en provenance de l'objet est constitué de trois parties : celui émis par le corps, le rayonnement de l'environnement (typiquement, les murs du laboratoire) réfléchi par le corps, et enfin, celui émis par l'atmosphère entre le corps et la caméra (figure 1-5). Cette dernière contribution est négligeable pour de faibles distances entre l'objet et la caméra (de l'ordre de quelques mètres maximum) comme c'est généralement le cas en CND.

La loi de Stephan-Boltzmann exprime la relation entre la température de surface et l'énergie rayonnée par un corps noir. L'émittance ou exitance totale d'un corps gris (qui absorbe partiellement l'énergie incidente sur l'ensemble du spectre) est décrite par la loi suivante :

$$M = \varepsilon\sigma T^4 \quad (1.1)$$

- $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8}$: constante de Stephan-Boltzmann [$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$]
- ε : facteur d'émissivité ($0 \leq \varepsilon \leq 1$)
- T : température de l'objet [K]

L'émittance énergétique « M » représente le flux lumineux émis par unité de surface dans le demi-espace libre autour d'une source lumineuse étendue et s'exprime en W/m^2 (figure 1-6).

L'énergie de rayonnement émise par un objet dépend donc à la fois de sa température de surface (au facteur 4 !) et d'un coefficient ou facteur d'émissivité adimensionnel.

Il est donc important, pour déterminer la température d'un corps, de connaître ce facteur. Ce dernier, pour un corps réel, dépend de cinq paramètres: la nature du matériau, la température de l'objet, la longueur d'onde, l'état de surface et l'angle d'observation.

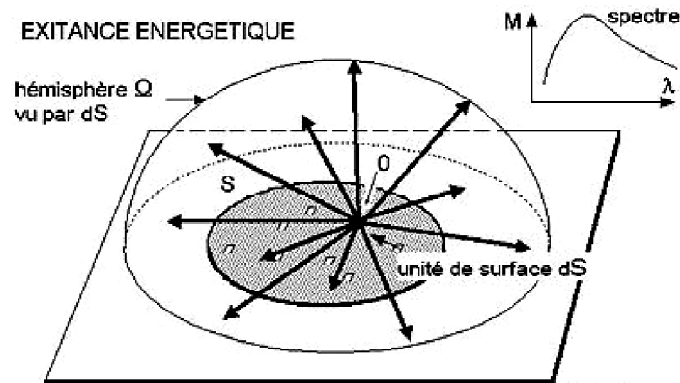


Figure 1-6 : Emission (ou exitance) énergétique d'une source lumineuse étendue

Les objets de haute émissivité sont beaucoup plus aisés à analyser par thermographie car non seulement ils émettent plus de rayonnement "significatif" que ceux de faible émissivité, mais ils sont également moins perturbés par les phénomènes de réflexion de l'environnement. Lorsque l'émissivité d'un corps est trop faible, il est parfois utile de l'augmenter artificiellement en le recouvrant d'une couche de peinture noire ou de révélateur chimique.

Globalement, les matériaux composites non métalliques du type laminé possèdent une émissivité assez élevée, proche de l'unité, dans les directions non rasantes à la surface. A titre indicatif, la table 1-1 reprend quelques valeurs pour l'acier (poli et oxydé), et des laminés CFRP et GFRP (Carbon/Glass Fiber Reinforced Polymer).

Table 1-1 : Emissivité de deux matériaux usuels (acier et CFRP) [53]

Matériau	Emissivité (angle $\theta = 0^\circ$, $\lambda = 5 \mu\text{m}$, $T = 20^\circ\text{C}$)
Acier poli	0,1
Acier oxydé	0,8
CFRP (carbone époxy)	0,9
GFRP (verre époxy)	0,8

En considérant une bande spectrale limitée de rayonnement, l'équation (1.1) doit être corrigée [02]:

$$M = \varepsilon \sigma T^n \tag{1.2}$$

L'exposant « n » dépend de l'intervalle de longueur d'onde considéré (par exemple, $n \approx 5$ dans la bande 7 à 13 μm [54]).

Le flux total « Φ » en watts reçu par chaque pixel du détecteur d'une caméra thermique en provenance d'un corps opaque doit tenir compte du rayonnement effectivement émis par le corps, mais également de la réflexion du milieu ambiant sur celui-ci.

En appliquant deux fois la loi de Stephan-Boltzmann, pour un facteur de forme donné (quantité purement géométrique dépendant des positions relatives des surfaces d'émission et de réception) on peut écrire la relation de proportionnalité suivante [55] :

$$\Phi \propto \varepsilon T^n + (1 - \varepsilon) T_{\text{amb}}^n \quad (1.3)$$

T_{amb} : température de l'environnement [K]

Avec la mesure radiométrique du flux Φ par une caméra, la connaissance du coefficient d'émissivité et de la température ambiante, on peut donc déterminer 'à distance', le champ de température à la surface d'un objet.

Les caméras sont calibrées sur un corps de référence simulant le comportement de corps noir (facteur d'émissivité constant unitaire). Ce corps idéal est l'émetteur/récepteur parfait qui ne réfléchit pas le rayonnement de son environnement.

Il est important de signaler que les variations d'émissivité représentent la source principale d'interprétation erronée d'une image thermographique en contrôle non destructif.

En dérivant la loi de Stephan-Boltzmann, on obtient facilement une relation entre la variation de l'émissivité $\Delta\varepsilon$ et de la température mesurée ΔT :

$$\Delta T = \frac{T}{4} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \quad (1.4)$$

Par exemple, pour une température ambiante de 15°C (288K), une très faible variation d'émissivité $\Delta\varepsilon = \pm 0.02$ causée par une légère dégradation locale de l'état de surface d'un composite époxy ($\varepsilon \approx 0.9$) donnera une variation apparente (artéfact) de la température de $\Delta T = \pm 1.6^\circ\text{C}$.

1.2 Méthodes thermographiques

Avant d'aborder en détail la technique vibrothermographique au chapitre 2, il est utile de comprendre les diverses méthodes de thermographie optique et leurs spécificités, car elles présentent certaines similitudes avec celle-ci. En particulier, il existe deux grands groupes de méthodes, celles dites transitoires ou pulsées et celles en régime établi ou modulées.

1.2.1 Thermographie pulsée (PT)

La thermographie pulsée (Pulse Thermography, PT) est une méthode rapide par stimulation optique couramment utilisée dans le cadre du contrôle non destructif. Un schéma de principe de la méthode est illustré à la figure 1-7.

La stimulation consiste à perturber l'équilibre thermique d'un échantillon pendant une courte période grâce à la propagation d'un front thermique par diffusion sous la surface, et dans une moindre mesure, en raison des pertes radiatives et convectives avec le milieu ambiant [53].

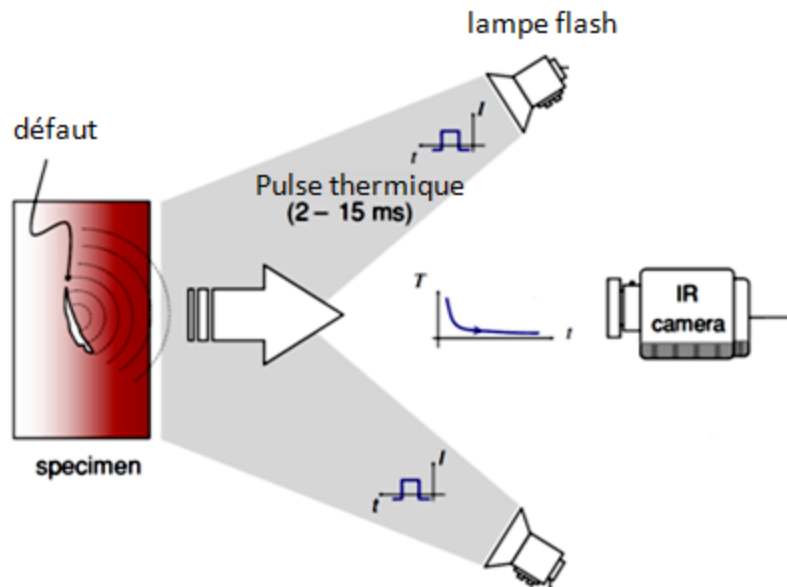


Figure 1-7 : Schéma de principe : thermographie pulsée en réflexion [36]

La présence d'une discontinuité au sein du matériau modifie localement la diffusivité thermique. Cette quantité exprime la 'vitesse' avec laquelle la chaleur pénètre dans un matériau (voir annexe A.1, Propriétés thermo-physiques de matériaux). Elle fait intervenir la conductivité thermique « k », la capacité thermique massique « c » et la masse volumique « ρ » du matériau.

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot c} \quad (1.5)$$

La diffusivité thermique « α » s'exprime en m^2/s .

Plus cette grandeur est faible, plus le front de chaleur mettra du temps à traverser l'épaisseur du matériau.

Le phénomène de diffusion s'apparente à la dispersion d'une goutte d'encre au sein d'un buvard. Plus grande est la diffusivité du milieu, plus rapide est la progression de la chaleur, propagation qui se caractérise par une élévation de température de plus en plus faible au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'échauffement. La diffusivité thermique intervient en régime transitoire, contrairement à la conductivité thermique, caractéristique du régime permanent.

Pour illustrer les différences notables de propriétés thermiques entre matériaux métalliques et non métalliques, la table 1-2 fournit des valeurs indicatives de conductivité et diffusivité de matériaux usuels comme l'acier et le CFRP (Carbon-fiber-reinforced-polymer).

Table 1-2 : Propriétés thermiques de l'acier et du CFRP [53]

	Acier (doux)	CFRP (⊥ fibres)
Conductivité thermique : k [Wm ⁻¹ K ⁻¹]	46	0,8
Diffusivité thermique : α [m ² s ⁻¹]	132 10 ⁻⁷	4,2 10 ⁻⁷

En thermographie pulsée, la durée du pulse thermique varie typiquement de quelques millisecondes pour les matériaux à haute conductivité thermique comme les métaux, jusqu'à quelques secondes pour ceux, comme les composites époxy, qui présentent des cinétiques thermiques plus lentes.

Pour obtenir une stimulation de très courte durée, des lampes flash sont utilisées (figure 1-8a). Dans ce cas, l'impulsion thermique est réfléchiée par le défaut. Le phénomène d'échauffement de surface est furtif, nécessitant une caméra à haut taux d'acquisition (plusieurs centaines d'images par seconde). La stimulation optique par rayonnement de lampes halogènes (figure 1-8b) convient plutôt pour le cas de matériaux à cinétique thermique lente, qui maintiennent ou 'piègent' l'excédent de chaleur près du défaut.

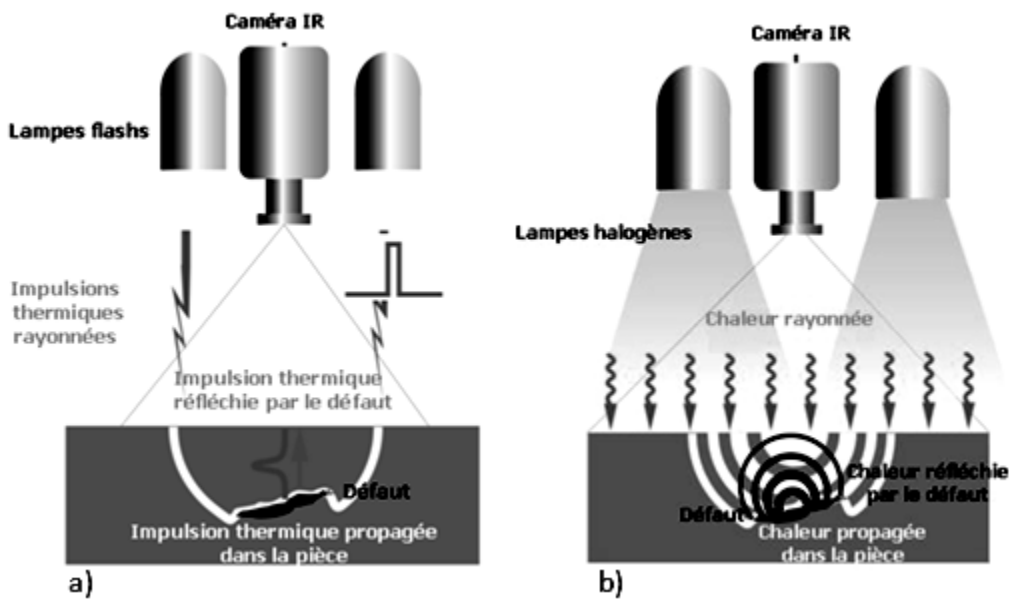


Figure 1-8 : Stimulation optique par: a) lampes flash (impulsion thermique), b) lampes halogènes [51]

Pratiquement, la thermographie pulsée consiste à chauffer l'échantillon pendant une courte durée, puis, enregistrer l'évolution de la température en surface. Toute anomalie du champ thermique indique la présence d'un défaut. Pour un solide homogène isotrope de conductivité thermique indépendante de la température, l'équation de conduction de la chaleur est donnée par [12] :

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (1.6)$$

$\nabla^2 \equiv \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$: opérateur Laplacien en coordonnées cartésiennes

En thermographie optique, les techniques de traitement utilisées adoptent souvent l'hypothèse d'un courant unidirectionnel de chaleur dans un solide semi-infini (figure 1-9). En effet, les conditions expérimentales produisent généralement un front thermique parallèle à la surface d'observation, et l'équation de la chaleur ne dépend plus que d'une seule variable spatiale :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (1.7)$$

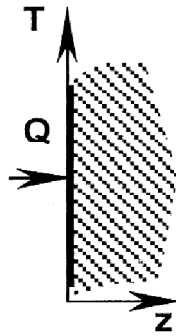


Figure 1-9 : Solide plan semi-infini soumis à une stimulation thermique

La réponse impulsionnelle à une sollicitation thermique de type pulse de Dirac dans un solide semi-infini satisfaisant l'équation (1.7) est donnée par [44]:

$$T(z, t) = T_{\infty} + \frac{Q}{\sqrt{\pi \cdot k \rho c \cdot t}} \exp\left(\frac{-z^2}{4\alpha \cdot t}\right) \quad (1.8)$$

Q : énergie absorbée par la surface [J/m²]

T_∞ : température constante pour z→∞ (ou température initiale du corps à l'équilibre thermique)

A la surface, pour z=0, l'équation (1.8) devient :

$$T(0, t) = T_{\infty} + \frac{Q}{e\sqrt{\pi \cdot t}} \quad (1.9)$$

La constante $e = \sqrt{k\rho c}$ en [JK⁻¹m²s^{-1/2}] est l'effusivité thermique. Elle indique la capacité d'un matériau à absorber (ou restituer) plus ou moins rapidement un apport de chaleur. Elle est définie, comme la diffusivité, à partir de la conductivité thermique et de la capacité thermique du matériau (voir annexe A.1). Ces grandeurs caractérisent l'inertie thermique, résistance au changement de température, lorsqu'une perturbation de l'équilibre thermique est produite.

La température d'un point de la surface diminue donc comme la racine carrée du temps, sauf dans la zone au droit d'un défaut, où le taux de refroidissement est un peu différent (courbe « T_d » à la figure 1-10).

Bien que ce résultat ne soit qu'une approximation du problème de diffusion 3D décrit par l'équation (1.6), les techniques de thermographie pulsée sont principalement basées sur cette simplification.

La figure 1-10 représente l'évolution temporelle du contraste thermique absolu « C » au cours du refroidissement, différence de température entre celle d'une zone située au droit d'un défaut « T_d », et celle d'une zone 'saine' notée « T_{Sa} ».

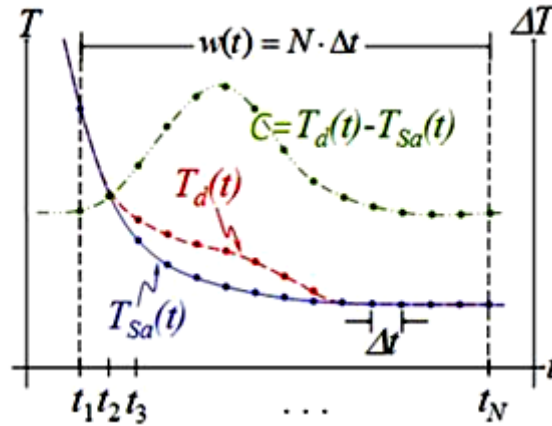


Figure 1-10 : Evolution de température d'un pixel en zone saine (T_{Sa}) et défectueuse (T_d) et contraste absolu (C) [24]

D'un point de vue pratique, les premiers paramètres à définir dans un test de thermographie pulsée sont la fréquence d'échantillonnage « f_s » (nombre d'images par seconde), et le temps d'acquisition « t_{acq} » de la séquence d'images enregistrées.

Durant le processus d'acquisition, le signal continu de température est échantillonné avec un temps de résolution « Δt », et tronqué par une fenêtre rectangulaire « $w(t)$ ». La résolution (pas de temps) vaut donc $\Delta t = 1/f_s$ et la taille de la fenêtre : $w = N\Delta t$ (N = nombre d'images enregistrées).

Le nombre total de thermogrammes enregistrés est donc défini par: $N = w/\Delta t = w \cdot f_s$

La figure 1-10 montre encore qu'il existe un moment particulier, appelé « temps de contraste maximum », correspondant au pic relevé sur la courbe de contraste. Il dépend de la profondeur du défaut, mais également de ses dimensions, des propriétés du matériau, ainsi que du temps de chauffe [45].

Il existe une relation entre la profondeur d'un défaut et les valeurs du contraste maximum et du temps de contraste maximum. Dans la littérature, on retrouve l'équation suivante [24]:

$$Z_{def} = A \sqrt{t_{Cmax}} (C_{max})^n \quad (1.10)$$

« A » et « n » sont des paramètres qui dépendent de la géométrie du défaut et du matériau.

L'équation (1.10) est plus souvent utilisée sous la forme logarithmique. Elle se simplifie alors en une équation linéaire plus commode pour une représentation graphique.

$$\log \left(\frac{Z_{def}}{\sqrt{t_{Cmax}}} \right) = B + n \cdot \log (C_{max}) \quad (1.11)$$

avec $B = \log(A)$

Les paramètres « B » et « n » peuvent être évalués par régression linéaire (figure 1-11) à partir de résultats expérimentaux obtenus sur un calibre représentatif de la pièce, muni de défauts de profondeur et taille connues, dans des conditions expérimentales identiques.

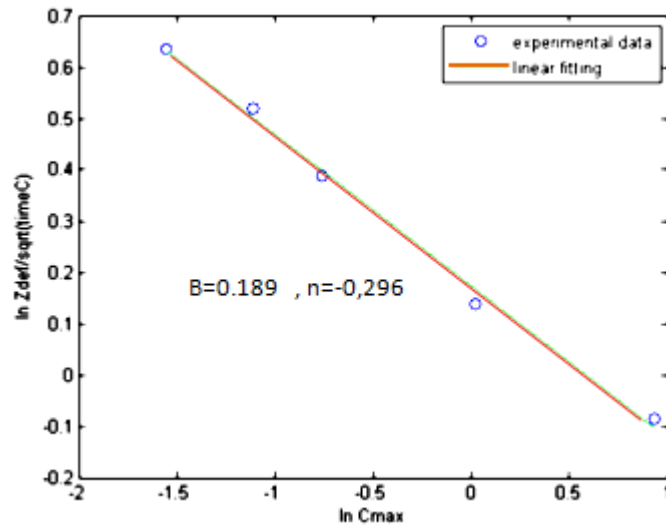


Figure 1-11 : Courbe de calibration d'un trou borgne de 10 mm de \varnothing et 0.8 mm de profondeur dans un CFRP [24]

Il est également possible de déterminer ces paramètres à partir d'un modèle théorique. Le lecteur trouvera, en référence bibliographique, un exemple de simulation numérique par différences finies en coordonnées cylindriques sous Matlab® [53].

Par ailleurs, la caractérisation d'un défaut en taille peut être évaluée en thermographie par un algorithme classique performant de détection de contour comme le filtre de Canny ou le filtre logarithmique [11].

Il faut toutefois signaler que pour certains matériaux, la diffusion latérale du front thermique autour du défaut peut devenir importante avec le temps (figure 1-12). C'est pourquoi les dimensions d'un défaut doivent être relevées sur l'image thermographique préférentiellement au début de son apparition.

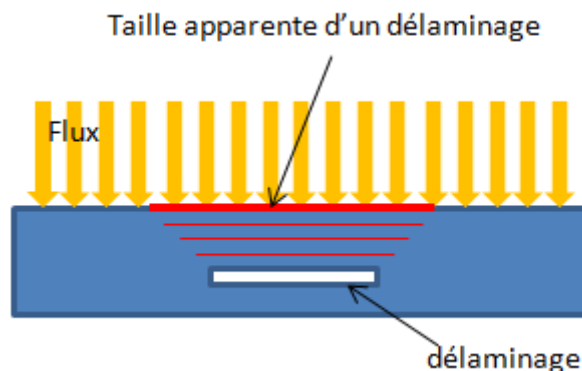


Figure 1-12 : Diffusion thermique latérale et taille apparente d'un défaut de délaminage

Deux configurations de test sont possibles en thermographie pulsée, le mode réflexion ou le mode transmission.

En mode transmission (figure 1-13a), ou contrôle face arrière, la source est située à l'opposé de la surface d'inspection. En mode réflexion, ou contrôle face avant, (figure 1.13b), le détecteur et la source de stimulation sont situés du même côté de la pièce inspectée.

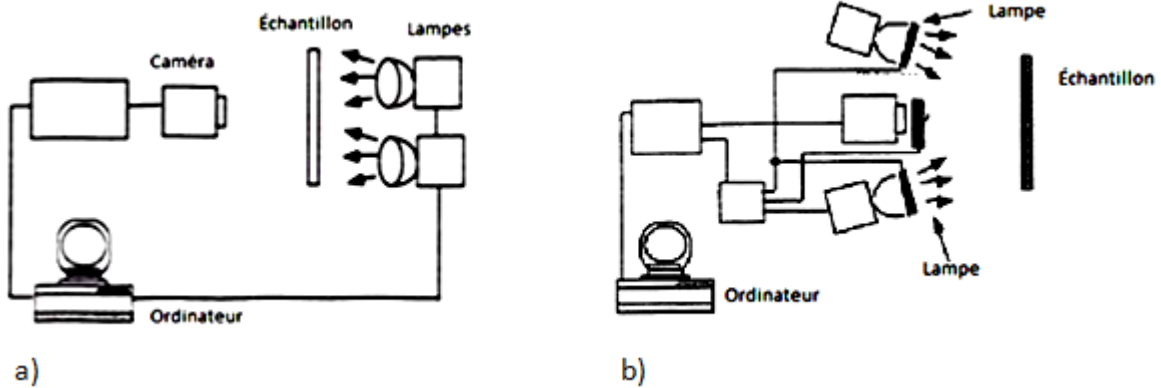


Figure 1-13 : Thermographie optique en mode a) transmission b) réflexion

Le test en réflexion est plus approprié pour détecter des discontinuités proches de la surface observée, tandis que le mode transmission est bien adapté à la détection de discontinuités proches de la surface opposée à celle vue par la caméra (défauts plus profonds). Le mode transmission, ou face arrière présente donc l'inconvénient qu'il nécessite l'accès aux deux côtés de la pièce inspectée et ne permet pas la détermination de la profondeur du défaut, car la distance traversée par le front thermique est la même indépendamment de la profondeur de la discontinuité [52].

Dans le cas d'un délaminage (lame d'air) ou d'une inclusion d'eau agissant comme isolant thermique, en mode réflexion, un point chaud sera identifié côté flux entrant (figure 1-14). En mode transmission par contre, ce défaut est identifié comme point froid, côté flux sortant.

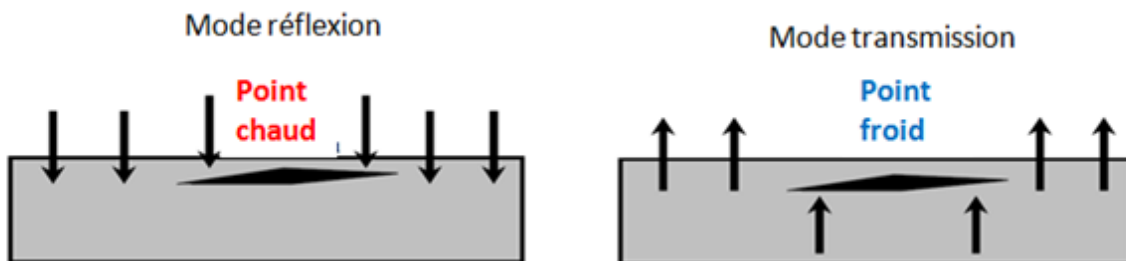


Figure 1-14 : Caractéristique d'un défaut isolant: mode réflexion ('point' chaud), mode transmission ('point' froid)

Les courbes d'évolution de température relevées dans ces deux cas (figure 1-15) sont donc également distinctes.

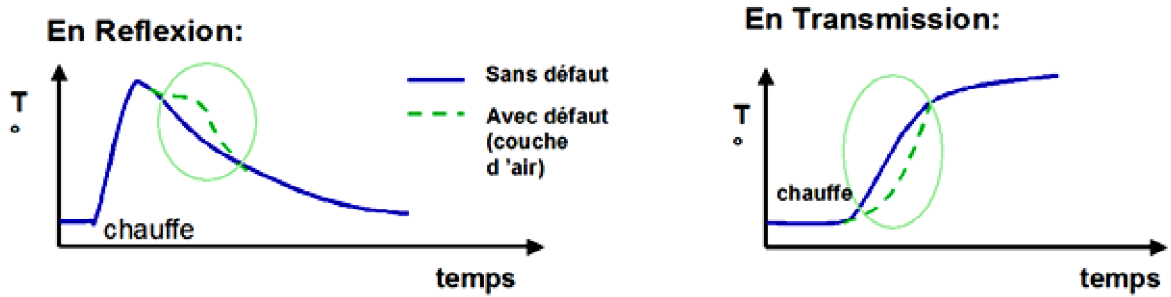


Figure 1-15 : Courbes de température en mode réflexion et transmission, PT [24]

Enfin, il faut signaler qu'en thermographie optique, le choix des conditions expérimentales est important, en particulier, la position des sources thermiques par rapport à la pièce à chauffer, de manière à éviter les non-uniformités de chauffe et les réflexions parasites. En mode réflexion, deux spots sont généralement placés à $\pm 45^\circ$ par rapport au plan inspecté (figure 1-13b).

1.2.2 Thermographie modulée (LT)

La thermographie modulée (Lock-in Thermography, LT) consiste à appliquer une stimulation thermique sinusoïdale au spécimen étudié (figure 1-16). Ce type de test est plus long (typiquement quelques minutes pour un CFRP) qu'en thermographie pulsée. Contrairement à celle-ci, en thermographie modulée, le signal est enregistré en régime permanent.

Les lampes chauffantes doivent être munies d'une unité de contrôle qui module le rayonnement afin de générer une onde thermique se propageant dans l'échantillon. Il est nécessaire de synchroniser le démarrage de la stimulation harmonique avec les acquisitions de la caméra thermique.

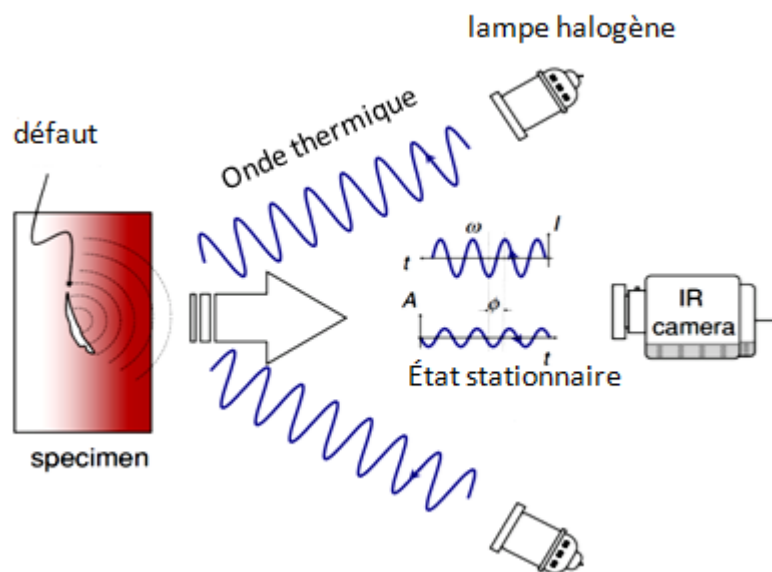


Figure 1-16 : Schéma de principe: thermographie modulée LT [36]

Le flux de chaleur déposé à la surface du matériau est de la forme suivante:

$$Q = Q_m \cos(\omega t) \tag{1.12}$$

Q : énergie absorbée par la surface [J/m^2]

Q_m : amplitude maximale

ω : pulsation du signal [rad/s]

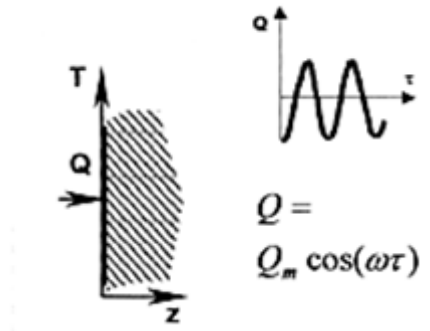


Figure 1-17 : Stimulation par flux de chaleur périodique dans un solide semi-infini [54]

L'énergie est absorbée et une onde thermique pénètre dans le matériau. Elle est réfléchiée par toute discontinuité interne et interfère avec l'onde incidente [89]. L'oscillation de la température est mesurable en surface par une caméra thermique.

Il existe un déphasage (figure 1-18) entre le flux de chaleur incident de la source (Q) et la température de surface en zone saine « T_{nd} », ainsi qu'un déphasage entre cette dernière et celle relevée au droit d'un défaut « T_d » [44].

Le contraste thermique variable dans le temps $\Delta T = T_d - T_{nd}$ est utilisé pour détecter le défaut.

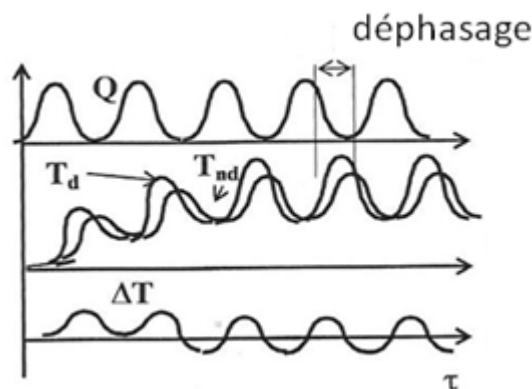


Figure 1-18 : Déphasage entre source (Q) et T° en zone saine (T_{nd}) et défectueuse (T_d). Contraste observé ΔT [54]

Après une courte période transitoire, un régime permanent s'établit et l'onde thermique en chaque point est caractérisée par une amplitude et un retard de phase « Δ » par rapport au signal de référence (figure 1-19).

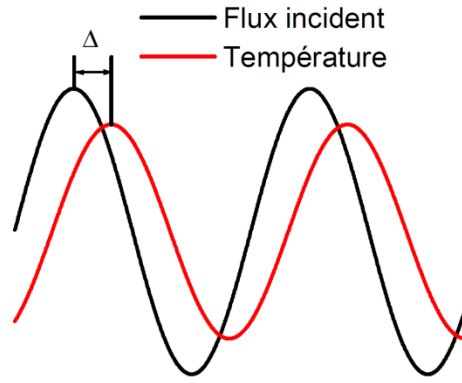


Figure 1-19 : Signal de référence (flux incident) et température en régime établi [46]

Le comportement d'une onde thermique dans un matériau est discuté ci-après.

La réponse temporelle en régime établi à une sollicitation thermique sinusoïdale pour un solide isotrope semi-infini (cas unidirectionnel), est donnée par l'équation (démonstration en annexe A.2) :

$$T(z, t) = T_{\infty} + \frac{Q_m \mu}{k\sqrt{2}} \exp\left(\frac{-z}{\mu}\right) \cos\left(\omega t - \frac{z}{\mu} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.13)$$

ω : pulsation [rad/s]

μ : longueur de diffusion thermique [m]

$\frac{Q_m \mu}{k\sqrt{2}}$: amplitude de variation initiale de température produite par la source de chaleur [K]

T_{∞} : température constante pour $z \rightarrow \infty$ (ou température initiale du corps à l'équilibre thermique)

La longueur de diffusion thermique « μ » exprime la distance sur laquelle la chaleur s'est propagée pendant une période [84], soit $T=2\pi/\omega$. Elle est définie à partir de la diffusivité thermique et de la fréquence du signal périodique [37] :

$$\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}} = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi f}} \quad (1.14)$$

f : fréquence de modulation [Hz] et α : coefficient de diffusivité thermique [m^2/s]

La longueur d'onde de l'oscillation thermique est donnée par [45] : $\lambda = 2\pi\mu = 2\pi\sqrt{\frac{\alpha}{\pi f}}$

Sa vitesse de propagation en m/s vaut donc:

$$v = \frac{\lambda}{T} = \frac{2\pi\mu}{2\pi/\omega} = \mu\omega = \sqrt{2\alpha\omega} \quad (1.15)$$

On constate que plus la fréquence de la source de chaleur est élevée, plus la vitesse de l'onde thermique pénétrant dans le matériau augmente.

Les figures 1.20 et 1.21 montrent (équation 1.13) la propagation d'une onde thermique dans un matériau avec le temps pour le CFRP et l'acier, avec une source de chaleur $Q_m=1000$ J modulée à la fréquence $f=0.1$ Hz.

Les propriétés thermiques des matériaux utilisés sont reprises en annexe A.1 (table A-1).

On remarque d'abord que l'amplitude de l'oscillation est environ dix fois plus élevée pour le CFRP, conséquence d'une diffusivité et d'une effusivité thermique moindres.

En effet, à la surface (en $z=0$), l'oscillation de température s'effectue entre 19 et 21°C pour le CFRP et entre 19.9 et 20.1°C pour l'acier. Ces comportements thermiques relativement différents impliquent aussi une longueur d'onde plus importante pour l'acier ($\lambda=40.7$ mm) que pour le CFRP ($\lambda=7.3$ mm). On note également que l'onde thermique est totalement amortie après avoir parcouru une distance égale à la longueur d'onde « λ ».

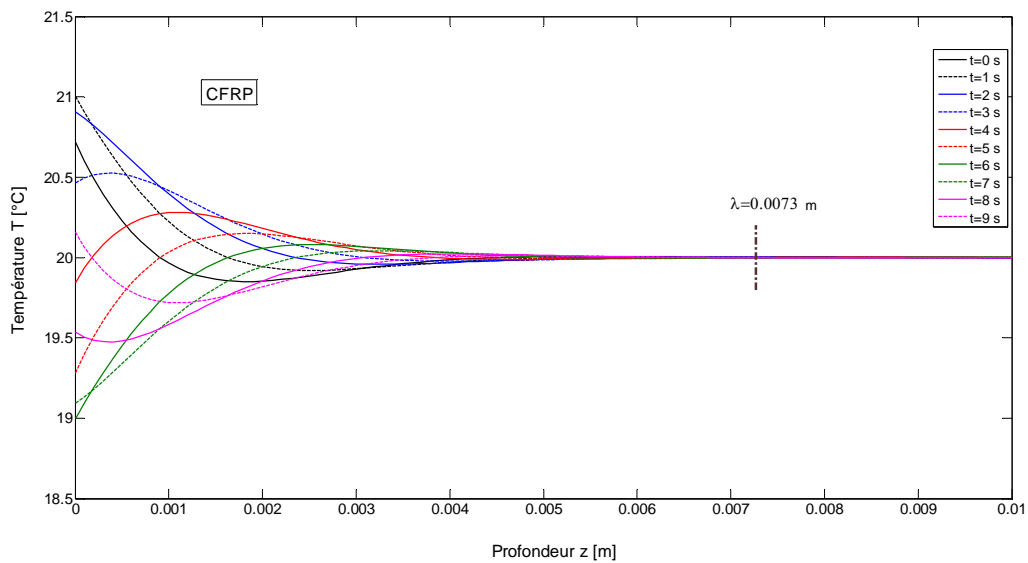


Figure 1-20 : Illustration d'une onde thermique dans un CFRP ($f=0.1$ Hz, $Q_m=1000$ J)

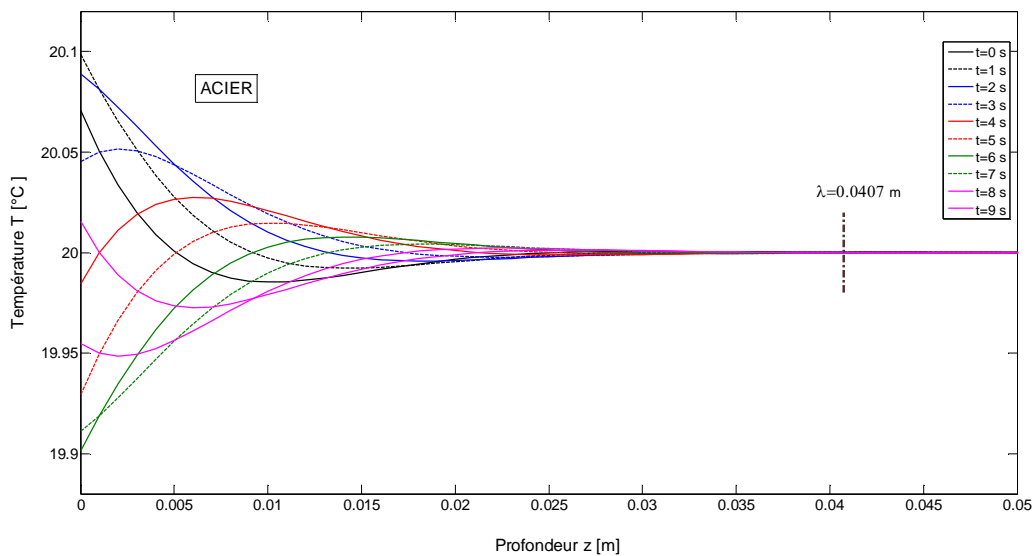


Figure 1-21 : Illustration d'une onde thermique dans un acier doux ($f=0.1$ Hz, $Q_m=1000$ J)

Le lien entre la longueur d'onde thermique et la fréquence de stimulation est représenté à la figure 1-22 pour ces deux matériaux. La décroissance avec la fréquence est de type exponentiel.

Pour une fréquence de 0,01 Hz par exemple, la longueur d'onde de l'oscillation thermique vaut 22.9 mm pour le CFRP et 128.8 mm pour l'acier doux.

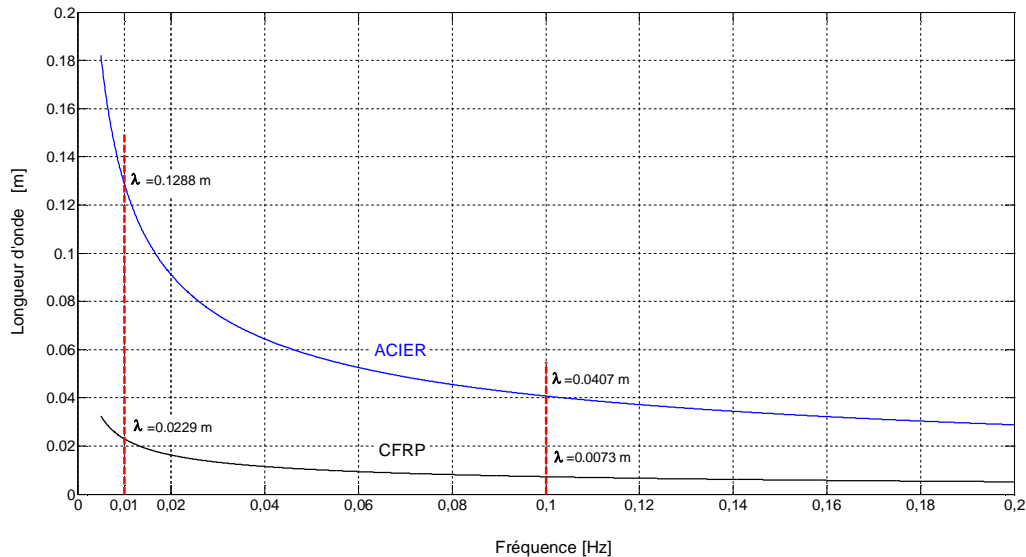


Figure 1-22 : Longueur d'onde thermique en fonction de la fréquence de modulation (CFRP et l'acier)

Il existe donc un lien direct entre la profondeur d'inspection et la fréquence de modulation du flux de chaleur. Les oscillations thermiques basses fréquences se propagent plus profondément dans la matière.

En outre, l'onde est atténuée (équation 1.13) par un facteur « $\exp\left(\frac{-z}{\mu}\right)$ ».

La longueur de diffusion informe donc aussi sur la portée de l'onde dans l'échantillon.

Elle est atténuée de 63.2%, 86.5% et 95% lorsqu'elle a parcouru, respectivement, une distance égale à μ , 2μ et 3μ dans le matériau.

On peut aussi 'visualiser' l'amortissement de l'oscillation thermique en fonction de la profondeur pour une fréquence et un matériau donnés.

Les figures 1.23 et 1.24 illustrent le taux de décroissance de l'amplitude de température pour le CFRP et l'acier doux aux fréquences respectives de 0.1 et 0.01 Hz.

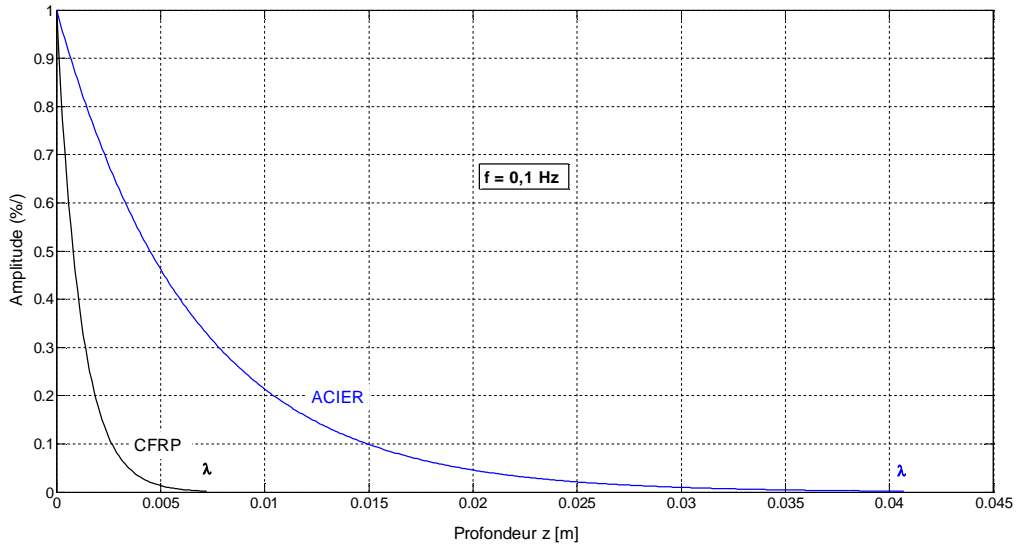


Figure 1-23 : Amortissement de l'onde thermique avec la profondeur. Fréquence de modulation $F=0.1 \text{ Hz}$

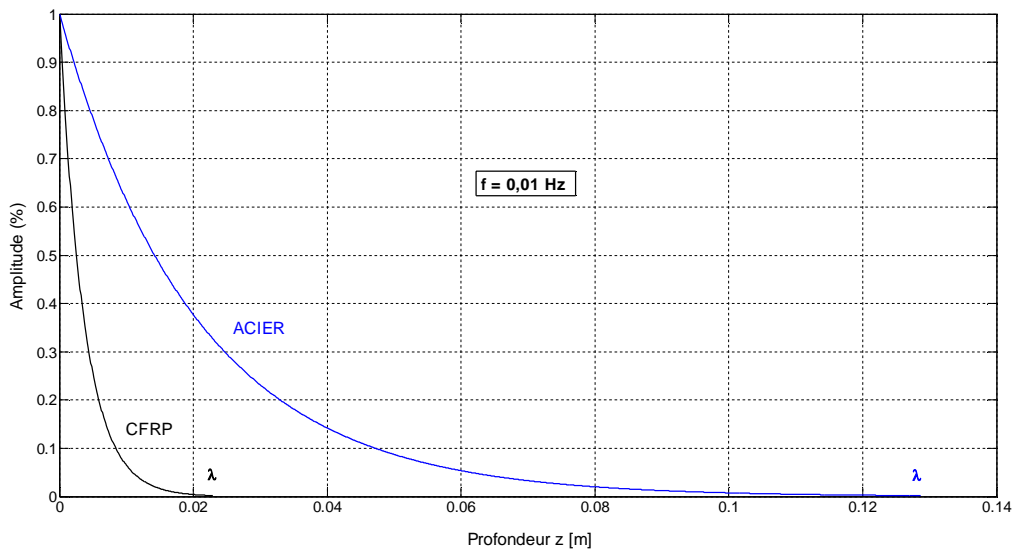


Figure 1-24 : Amortissement de l'onde thermique avec la profondeur. Fréquence de modulation $F=0.01 \text{ Hz}$

On constate que, à une profondeur donnée dans un matériau, plus la fréquence de modulation est grande, plus l'onde thermique est amortie.

L'équation (1-13) montre également que la réponse en température est retardée de $\frac{z}{\mu(\omega)} - \pi/4$ radians. Ce retard dépend de la profondeur « z » et vaut $-\pi/4$ radians en surface.

Par ailleurs, étant donné la nature harmonique du signal en thermographie lock-in, un traitement numérique approprié consiste en l'application d'une transformée de Fourier discrète (TFD) unidimensionnelle [53] :

$$F_n = \Delta t \sum_{k=0}^{N-1} T(k\Delta t) \exp\left(-\frac{i2\pi nk}{N}\right) = \text{Re}_n + i \text{Im}_n \quad (1.16)$$

i : nombre imaginaire

Δt : intervalle d'échantillonnage [s]

N : nombre de points d'échantillonnage (= nombre d'images d'une séquence vidéo)

n : incrément en fréquence, $n \in \{0, 1, \dots, N\}$

Re_n et Im_n : partie réelle et imaginaire de la transformée de Fourier F_n .

L'expression de l'amplitude « A_n » et de la phase « ϕ_n » s'obtiennent par :

$$A_n = \sqrt{\text{Re}_n^2 + \text{Im}_n^2} \quad \text{et} \quad \phi_n = \tan^{-1}\left(\frac{\text{Im}_n}{\text{Re}_n}\right) \quad (1.17)$$

En traitant chaque pixel d'une séquence d'images (thermogrammes), on obtient une séquence d'images en amplitude (amplitudegramme) et en phase (phasegramme) dans le domaine fréquentiel.

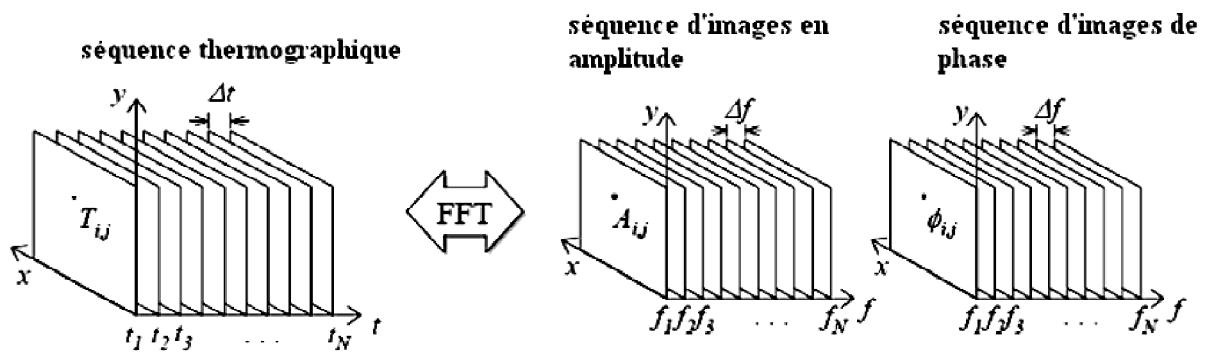


Figure 1-25 : Transformée de Fourier d'une séquence thermographique; images d'amplitude et de phase

En pratique, la transformée de Fourier rapide (FFT) est couramment utilisée pour le traitement numérique du signal. La Transformée de Fourier Rapide est une TFD calculée selon un algorithme permettant de réduire le nombre d'opérations, et en particulier, le nombre de multiplications à effectuer.

Pour une excitation purement sinusoïdale de fréquence « F », la transformée de Fourier donne théoriquement 2 images d'amplitude et 2 images de phase symétriques qui concentrent l'énergie du signal modulé. La notion de fréquence négative n'a de sens que pour représenter des signaux réels dans le domaine fréquentiel (figure 1-26).

La transformée de Fourier d'un signal sinusoïdal est donnée par :

$$\mathfrak{F}(\sin(2\pi Ft)) = -\delta(f - F) + \delta(f + F) \quad (1.18)$$

δ : fonction de Dirac

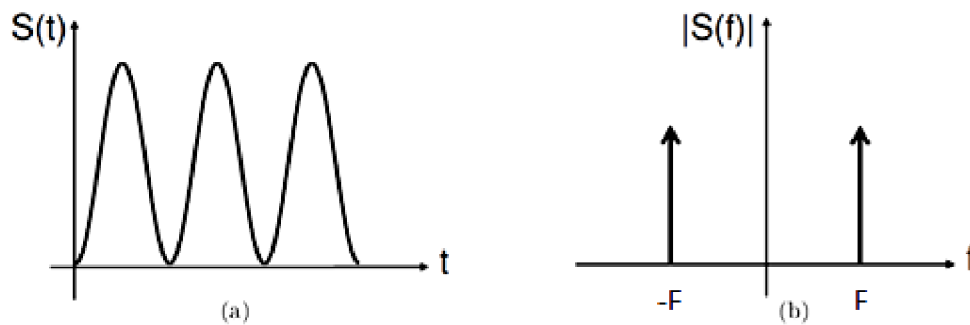


Figure 1-26 : Signal sinusoïdal a) Evolution temporelle b) Spectre fréquentiel par FFT (amplitude)

Les images thermographiques d'amplitude ou de phase obtenues aux fréquences $f=-F$ et $f=F$ contiennent une information identique.

Les images de phase, contrairement aux thermogrammes, sont moins sensibles aux réflexions dues à l'environnement, aux variations d'émissivité, à la non-uniformité de chauffe ou à la géométrie de surface [97],[53]. Le phasegramme est donc très utile pour les applications en CND.

Lorsque le signal est périodique et que l'intervalle de temps d'acquisition comprend un nombre entier de périodes, la FFT fonctionne parfaitement.

Le choix des paramètres dans le domaine temporel va également fixer les paramètres dans le domaine fréquentiel. En effet, la résolution fréquentielle maximale (ou pas fréquentiel) entre deux images après transformée de Fourier, est donnée par [24] :

$$\Delta f = \frac{1}{N\Delta t} = \frac{f_s}{N} \quad (1.19)$$

f_s : fréquence d'échantillonnage de la caméra [Hz]

N : nombre d'images de la séquence

La première image de phase ou d'amplitude est donc associée à la fréquence $f_1=\Delta f$.

Pour un taux d'acquisition donné de la caméra « f_s », la fréquence minimale possible détectable pour une onde thermique « f_1 » est donc directement liée au nombre d'images « N » et donc, à la durée du test.

Plus la durée d'acquisition est importante, plus basse est la fréquence minimum du signal thermique enregistrable.

La connaissance de ce paramètre est importante, car elle conditionne la profondeur de pénétration de l'onde thermique dans la matière (figure 1-22).

Pour obtenir une image de phase ou d'amplitude correspondant exactement à la fréquence d'excitation « F », on peut donc ajuster la durée du test, donc le nombre d'acquisitions, pour que cette fréquence soit un multiple entier du pas fréquentiel :

$$F = n\Delta f = n \cdot f_1 \quad (1.20)$$

n : entier positif

Dans ce cas, la $n^{\text{ème}}$ image de la séquence d'amplitudegrammes ou de phasegrammes correspond exactement à la fréquence de modulation de la source de rayonnement.

1.2.3 Thermographie de phase pulsée (PPT)

La thermographie de phase pulsée (Pulse Phase Thermography, PPT) est une technique qui combine certains aspects des méthodes de thermographie pulsée et modulée.

Elle exploite les avantages d'une excitation impulsionnelle (de courte durée) et d'une analyse fréquentielle (images de phase et d'amplitude).

Un pulse de chaleur, de type excitation en créneau, est constitué d'une série d'ondes thermiques de différentes fréquences.

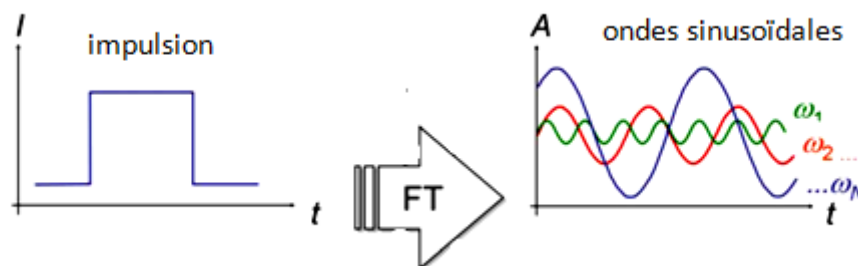


Figure 1-27 : Ondes thermiques générées dans l'échantillon par un pulse de chaleur [37]

L'excitation est donc du même type qu'en thermographie pulsée (PT), et la méthode ne nécessite pas de modulation par lampe chauffante. Le signal est enregistré en régime transitoire.

De la même façon qu'en thermographie modulée, la séquence de thermogrammes peut être traitée par transformée de Fourier discrète (TFD) sur chaque pixel pour obtenir des images de phase et d'amplitude.

Selon la théorie du signal, pour le cas idéal d'une impulsion de Dirac, l'énergie se répartit uniformément sur tout le spectre des fréquences, jusqu'à l'infini.

Pour un pulse en créneau de durée finie, l'énergie se concentre par contre seulement dans une partie du spectre avec une amplitude variable.

En effet, la transformée de Fourier de la fonction rectangle est un sinus cardinal :

$$\text{Rect}(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } -\frac{1}{2} \leq t \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.21)$$

$$\mathfrak{F}(\text{Rect}(t)) = \text{sinc}(\pi f) \quad (1.22)$$

Pour un créneau d'amplitude A compris entre $-\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}$, le résultat est illustré à la figure suivante:

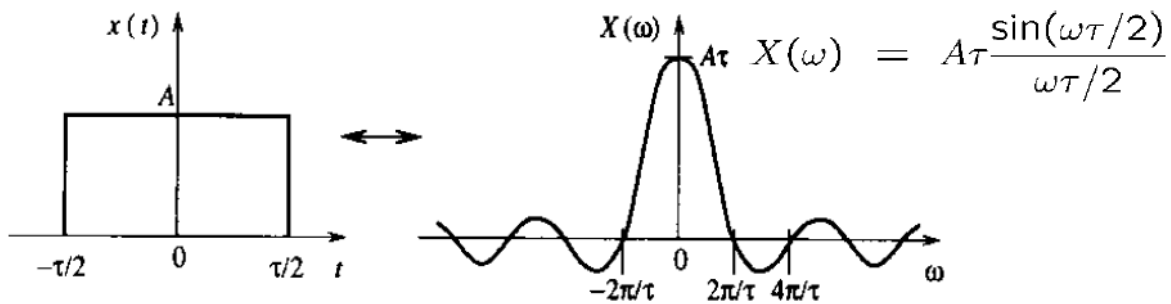


Figure 1-28 : Pulse rectangulaire et transformée de Fourier

La demi-largeur du pic central est inversement proportionnelle à la largeur du pulse.

Pour une stimulation thermique de plus longue durée, l'énergie spectrale se concentre donc essentiellement dans les basses fréquences (figure 1-29).

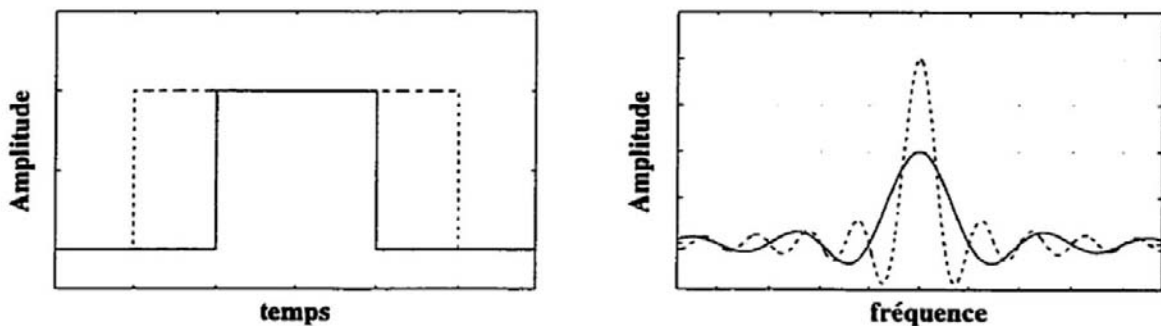


Figure 1-29 : Influence de la largeur d'un pulse rectangulaire dans le domaine fréquentiel [45]

Comme il a été vu précédemment que les basses fréquences se propagent plus profondément dans un matériau, un pulse thermique de longue durée améliorera la visibilité des défauts plus profonds.

L'algorithme de transformée de Fourier rapide FFT produit une séquence d'images symétriques dont le pas fréquentiel est déterminé par la relation (1.19).

La figure 1-30 montre l'allure d'une séquence de phasegrammes et l'évolution de la phase pour un pixel en zone saine « ϕ_{Sa} » et un pixel en zone défectueuse « ϕ_d ».

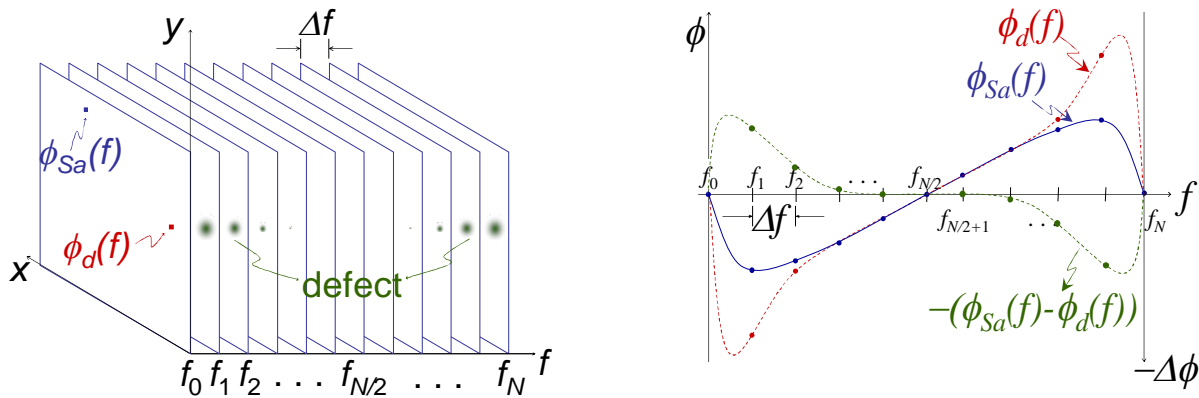


Figure 1-30 : Phasegrammes, phase d'un pixel en zone saine (ϕ_{Sa}) et défectueuse (ϕ_d) et contraste de phase [24]

Sur chaque phasegramme, il est possible de calculer le contraste de phase absolu entre la phase au droit d'un défaut et la phase au droit d'une zone saine. Le contraste de phase absolu s'obtient par :

$$\Delta\phi = \phi_d - \phi_{Sa} \quad (1.23)$$

ϕ_d : phase d'un pixel en zone défectueuse, ϕ_{Sa} : phase d'un pixel relevé en zone saine

Il existe une fréquence dite 'aveugle', notée « f_b » ('blind frequency'), pour laquelle le contraste s'annule.

Au paragraphe §1.2.2, on a montré qu'il existe une relation entre la longueur de diffusion thermique et l'amortissement de l'onde avec la profondeur. Il en résulte que la profondeur de détection d'un défaut est un multiple de la longueur de diffusion (dépendant du matériau) donnée par l'équation (1.14), soit :

$$z_{def} = C\mu = C \sqrt{\frac{\alpha}{\pi f_b}} \quad (1.24)$$

« C » est une constante dépendant du matériau, « μ » la longueur de diffusion et « α », la diffusivité.

Certains auteurs indiquent un coefficient de proportionnalité $C=1.8$ pour les images de phase et $C=1$ pour les images d'amplitude pour un CFRP. Ce coefficient est peu affecté par la taille du défaut, sa profondeur et ses propriétés thermiques. Pour un GFRP, on trouve dans la littérature $C=2.3$ pour les images de phase [37].

L'allure des courbes de phases ($\phi_{z_1}, \phi_{z_2}, \phi_{z_s}$) relatives à deux défauts de profondeur différente « z_1 » et « z_2 » avec $z_1 < z_2$, est illustrée à la figure 1-31.

Les contrastes de phases absolus ($\Delta\phi_{z_1}, \Delta\phi_{z_2}$) montrent, comme attendu, qu'un défaut plus profond possède une fréquence aveugle plus petite ($f_{b,z_2} < f_{b,z_1}$). En ordonnée, la valeur négative du contraste de phase est représentée par commodité. Les défauts peu profonds possèdent donc un intervalle de fréquence plus large de visibilité que les plus profonds.

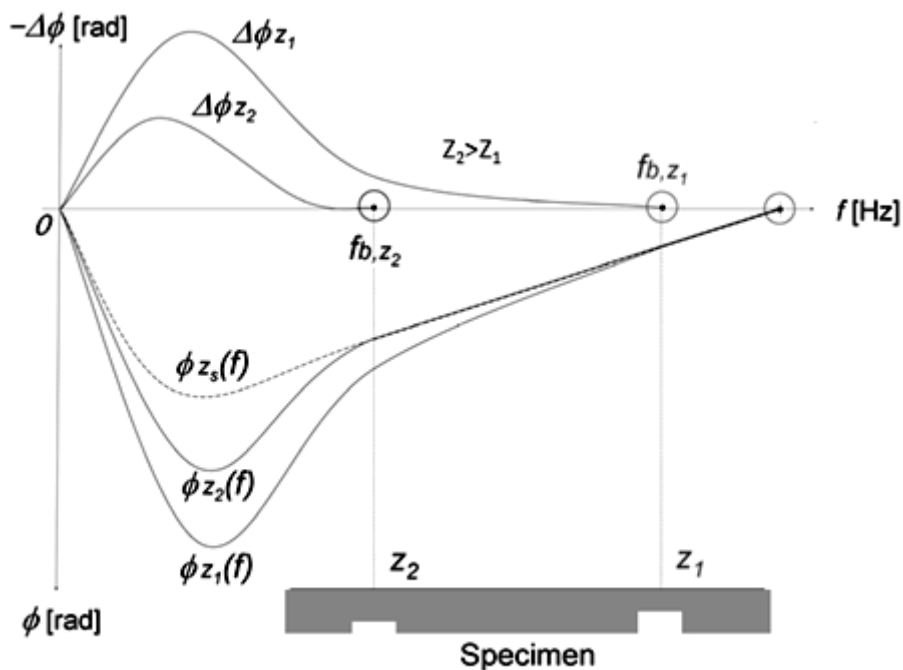


Figure 1-31 : Contraste de phase $\Delta\phi_{z_i} = \phi_{z_i} - \phi_{z_s}$ et fréquence aveugle f_{b,z_i} , 2 défauts de profondeur différente [38]

La difficulté pour déterminer la fréquence aveugle en PPT est de choisir les bons paramètres du pulse (durée et amplitude) qui produiront une réponse fréquentielle adéquate. Les paramètres d'échantillonnage doivent aussi être minutieusement sélectionnés : la durée de l'enregistrement « $w(t)$ » et l'intervalle de temps entre 2 images « Δt » doivent être choisis en fonction de la résolution fréquentielle et de la profondeur d'inspection désirées. Une méthode de détermination interactive de ces paramètres a été proposée par C. Ibarra-Castanedo [37].

1.2.4 Thermographie à modulation de fréquence (FMTWI)

La technique d'imagerie d'onde thermique à modulation de fréquence (Frequency Modulated Thermal Wave Imaging, FMTWI) est une méthode plus récente qui consiste à moduler en fréquence la source de chaleur de manière à pouvoir mieux contrôler certaines limitations rencontrées par les méthodes de thermographie optique conventionnelles, comme la résolution, la puissance maximum transmise, ou encore la profondeur de pénétration [78].

Pour un cycle de modulation linéaire en fréquence de durée « τ » (figure 1-32), le flux de chaleur déposé à la surface d'un matériau est de la forme [79]:

$$Q = Q_m \cos\left(\omega t + \pi \frac{Bt^2}{\tau}\right) \quad (1.25)$$

B: bande passante du signal [Hz]

τ : durée du cycle de modulation [s]

ω : fréquence angulaire initiale [rad/s]

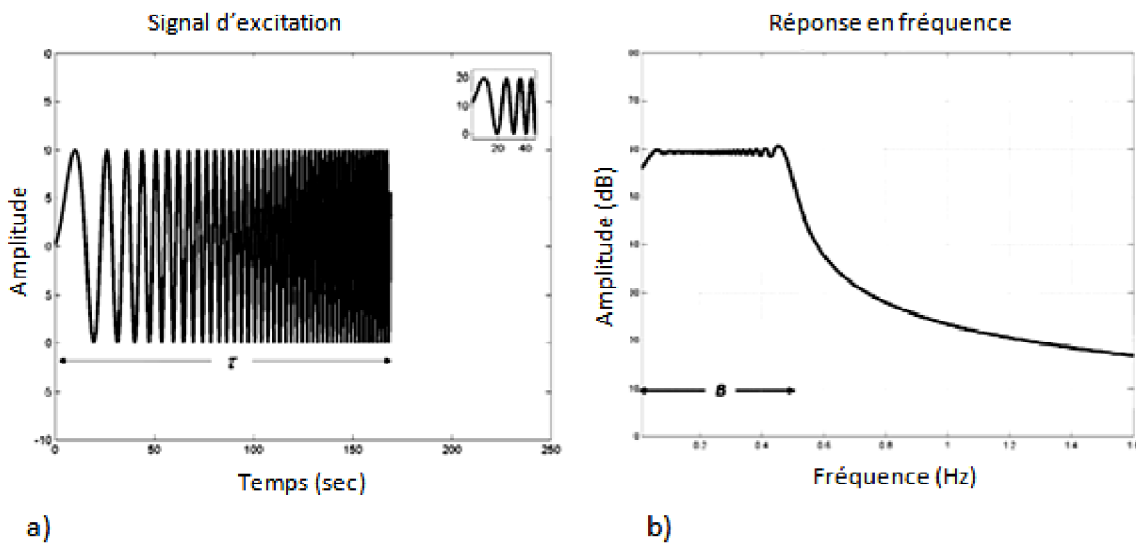


Figure 1-32 : a) Source thermique modulée en fréquence b) Réponse fréquentielle en dB [80]

La réponse temporelle en régime établi à une sollicitation thermique sinusoidale modulée linéairement en fréquence pour un solide isotrope semi-infini (cas unidirectionnel) s'obtient de façon analogue à celle détaillée pour la thermographie lock-in (annexe A.2), et en prenant comme solution de l'équation de la chaleur (1.7), une expression du type :

$$T(z, t) = \theta(z) e^{i\left(\omega t + \frac{\pi Bt^2}{\tau} - \varphi\right)} \quad (1.26)$$

Note : les variables « z » et « t » sont découplées car n'interviennent pas dans les mêmes termes.

En appliquant la loi de Fourier (Annexe A.1) et les conditions aux limites, on obtient :

$$T(z, t) = T_{\infty} + \frac{Q_m \mu}{k\sqrt{2}} \exp\left(\frac{-z}{\mu}\right) \cos\left(\omega t + \pi \frac{B}{\tau} t^2 - \frac{z}{\mu} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.27)$$

avec :

$$\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega + 2\pi \frac{Bt}{\tau}}} \quad (1.28)$$

μ : longueur de diffusion thermique du signal modulé en fréquence [m]

$\frac{Q_m \mu}{k\sqrt{2}}$: amplitude de variation initiale de température produite par la source de chaleur [K]

T_{∞} : température constante pour $z \rightarrow \infty$ (ou température initiale du corps à l'équilibre thermique)

Bien que l'équation (1.27) présente une certaine similitude avec la réponse d'une stimulation périodique modulée en amplitude (équation 1.13), la différence fondamentale réside dans le fait que la longueur de diffusion thermique varie avec le temps. Initialement (en $t=0$), elle est égale à la longueur de diffusion d'un signal périodique modulé en amplitude, voir équation (1.14).

En outre, la longueur de diffusion à un instant donné dépend aussi de la largeur de bande choisie « B ».

La longueur d'onde thermique vaut:

$$\lambda = 2\pi\mu = 2\pi \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega + 2\pi \frac{Bt}{\tau}}} \quad (1.29)$$

En conséquence, il est donc possible, avec cette méthode, de sonder toute l'épaisseur de la pièce en un seul balayage fréquentiel au lieu de tester successivement plusieurs fréquences fixes de modulation par thermographie lock-in (LT) dans la même bande de fréquence.

A cet égard, la technique 'FTMWI' présente des points communs avec la thermographie pulsée de phase, où toute une série de fréquences sont injectées dans l'échantillon au cours du même test (figure 1-27). Cependant, les harmoniques produites peuvent ne pas contenir suffisamment d'énergie pour permettre aux ondes thermiques de se propager assez profondément dans la matière.

L'intérêt de la méthode 'FTMWI' réside dans le fait que les fréquences de modulation sont générées successivement dans une bande spectrale choisie, ce qui permet non seulement de pouvoir sonder la pièce sur toute l'épaisseur en un seul test, mais également de concentrer l'énergie instantanée de la source de rayonnement sur chaque fréquence de l'intervalle en utilisant globalement moins d'énergie.

1.3 Limitation des techniques de contrôle par thermographie en CND

Les techniques de thermographie active permettent le contrôle des sollicitations appliquées au spécimen étudié (forme, intensité, fréquence, durée). Elles offrent pour un faible coût d'excellents résultats, notamment pour le contrôle des matériaux composites.

Ces techniques présentent l'avantage des méthodes d'imagerie plein champ. L'inspection s'effectue sur des zones de dimensions limitées par les caractéristiques du système de stimulation. Le traitement des images infrarouges ne pose pas de difficulté particulière et les algorithmes performants développés pour le traitement d'images dans le domaine visible sont également bien adaptés (ex. recherche de contour par détecteur de Canny).

Le tableau ci-dessous reprend les principales caractéristiques actuelles différenciant les méthodes de stimulation optique et vibratoire.

Table 1-3 : Différences principales entre thermographie optique et vibrothermographie

	Thermographie optique	Vibrothermographie
Applications en CND	Vide, décollement, délaminage, inclusion. Matériaux non métalliques.	Microfissure, décollement, délaminage, corrosion cachée. Matériaux métalliques ou non.
Particularités	Méthode sans contact. 2 techniques : réflexion-transmission	Méthode avec contact.
Inconvénients principaux	Sensible à la non-uniformité de chauffe et aux parties courbes (géométrie). Profondeur d'inspection limitée (quelques mm).	Manque de fiabilité des résultats et ondes stationnaires parasites.
Avantages principaux	Technique bien maîtrisée et éprouvée en CND. Facile à mettre en œuvre (peu coûteuse).	Potentiel élevé pour la détection de défauts difficilement détectables par les méthodes CND traditionnelles (fissure fermée, perpendiculaire à la surface, géométrie complexe).

A titre indicatif, le tableau 1-4 récapitule en outre quelques caractéristiques générales relatives aux différentes méthodes de thermographie optique et vibrothermographie.

En vibrothermographie, on distingue aussi les techniques pulsées, ou transitoires (VT : Vibrothermography, UBP : Ultrasound Burst Phase thermography) des techniques modulées (ULT : Ultrasound Lock-in Thermography et la wobblulation). Ces méthodes seront détaillées au chapitre 2.

Table 1-4 : Caractéristiques générales des méthodes de thermographie optique et vibrothermographique

	Méthode	Rapidité (*)	Caractérisation en taille	Caractérisation en profondeur	Energie instantanée	Rapport signal/bruit
Thermographie optique	PT (transitoire)	oui	bonne	oui (calibration)	élevée	faible
	LT (permanent)	non	très bonne	estimation seulement	faible	élevé
	PPT (transitoire)	oui	très bonne	oui	élevée	élevé
	FMTWI (transitoire)	moyenne	très bonne	estimation seulement	faible	élevé
Vibrothermographie	VT (transitoire)	oui	bonne	non	élevée	faible
	ULT (permanent)	non	bonne	oui	faible	élevé
	Wobulation (permanent)	moyenne	très bonne	non	faible	élevé
	UBP (transitoire)	oui	bonne	non	très élevée (>2 kW)	élevé

(*) Rapidité: oui : inférieure à quelques dizaines de secondes
 / moyenne : quelques minutes max. / non : test long ou répété

En conclusion, on constate que les méthodes de thermographie active possèdent chacune des caractéristiques spécifiques qu'il importe de prendre en considération pour une application en contrôle non destructif, et en fonction du but poursuivi.

Le chapitre suivant traite spécifiquement des techniques de vibrothermographie.

2 Vibrothermographie, mise en œuvre et mécanismes physiques

La vibrothermographie est une méthode de thermographie active basée sur une stimulation vibratoire. L'interaction des ondes élastiques avec un défaut peut produire, dans certaines conditions, un échauffement détectable par une caméra thermique. Le défaut se comporte alors comme une source interne de chaleur.

Au paragraphe 2.1, un rappel historique sur les développements de la méthode est proposé dans le but de mieux comprendre les objectifs de ce travail. Le paragraphe 2.2 décrit ensuite les différentes méthodes de vibrothermographie qui peuvent être catégorisées en deux groupes, à l'instar de la thermographie optique: les techniques pulsées et modulées. Le paragraphe 2.3 traite du couplage entre le transducteur vibratoire et l'échantillon. En particulier, il étudie le phénomène de chaos acoustique à l'origine de problèmes de reproductibilité des résultats et décrit une méthode alternative : le couplage par collage. Enfin, au paragraphe 2.4, les mécanismes physiques possibles sous-jacents aux échauffements vibrothermographiques sont discutés.

2.1 Historique

Le principe de la vibrothermographie a été mis en évidence il y a plus de quarante ans. A l'époque, les détecteurs utilisés étaient des thermocouples et ne permettaient pas d'envisager la vibrothermographie comme méthode d'inspection plein champ.

Les premières applications pertinentes de cette technique sont présentées par Henneke E.G. et Mignogna R.B. aux Etas-Unis en 1981. Le phénomène est mis en évidence dans des échantillons de nature différente comme des laminés, métaux, ou polymères [56].

Au même moment, les chercheurs anglais Pye C.J et Andams R.D. réalisent des expériences pour détecter des fissures de cisaillement dans des tubes et plaques composites (GFRP et CFRP), en utilisant les fréquences de résonance de ces pièces pour générer des contraintes plus élevées et pouvoir utiliser des excitateurs de plus faible puissance [72],[73].

Les Allemands Busse G. et Rantala J. développent en 1996 une nouvelle technique, la vibrothermographie modulée, appelée ULT (Ultrasound Lock-in Thermography). Il s'agit d'un système qui module l'amplitude de l'excitation et mesure la température en relation avec la fréquence de modulation. Ils montrent que cette méthode est efficace pour la détection de petits délaminages et fissures, notamment dans les CFRP [75]-[77].

Entre 1999 et 2002, Dillenz A. et al. investiguent les limitations et aptitudes de la vibrothermographie lock-in. Ils détectent des criques verticales dans des matériaux métalliques, céramiques et en aluminium (corrosion), des criques et délaminations dans des structures avec raidisseurs, criques autour de rivets, dommages d'impact, et décollements dans une structure sandwich en mousse polymère entre deux couches minces en CFRP [18]-[20],[83], [98],[99].

Dans la période 2000-2004, Favro L.D. et Han X. présentent une nouvelle technique, plus rapide, à partir d'un pulse sonique de haute énergie de quelques dizaines de millisecondes (burst ultrasonic thermography). Ils l'expérimentent sur des barreaux en alliage d'aluminium contenant des criques de fatigue et sur des CFRP contenant des délaminages inter-plis [21]. Cette technique a également montré sa capacité à détecter des criques d'orientation quelconque. Ils sont également les premiers à relever et étudier la présence d'harmoniques et sous-harmoniques de la fréquence d'excitation et suggèrent que la création du chaos acoustique améliore la détectabilité d'une fissure en vibrothermographie [27],[28]. Ils proposent un modèle de mécanisme chaotique pour la génération de vibrations complexes [29],[30].

L'utilisation de sources piézoélectriques de forte puissance (>1kW) a montré qu'il n'était pas toujours possible de garantir l'aspect non-destructif du test vibrothermographique. Barden T.J. et al. ont montré en 2006 qu'il est possible d'utiliser une ou plusieurs sources (simultanément) de faible puissance (quelques Watts), notamment dans les matériaux composites, en générant un plus long pulse [3]. Krapez J.C. et al. (2005) multiplient les sources ultrasonores de très faible puissance pour produire des ondes acoustiques surfaciques (de type ondes de Lamb) qui se propagent à longue distance dans une structure à paroi mince [42].

En 2007, Holland S. et al. ont construit et développé un exciteur à large bande entre 1 et 20 kHz, au lieu d'utiliser le traditionnel transducteur à fréquence fixe, souvent dérivé d'un appareil de soudage pour matières plastiques. Ils étudient la variation de l'échauffement avec la fréquence d'excitation sur une aube statorique métallique. Ils remarquent la présence de pics d'échauffement à certaines fréquences mais ne parviennent pas à les interpréter [33].

Zalameda J.N. et al. (2008) réalisent un premier essai de thermographie sonique sans contact (Air Coupled Acoustic Thermography, ACAT) sur une plaque en aluminium avec un trou borgne circulaire dont ils calculent les modes de vibration pour déterminer la fréquence d'excitation. Leur système comporte une source de type haut-parleur de gamme 800-2000Hz avec une modulation à 0.5Hz. Par cette méthode, ils détectent un décollement dans une structure sandwich de pale d'hélicoptère, indétectable par la thermographie optique [94],[95].

Dans cette thèse, nous montrerons que l'utilisation d'un shaker piézoélectrique hautes fréquences (1-100 kHz par exemple) avec couplage linéaire sans chaos acoustique (par collage du spécimen) constitue un dispositif approprié pour l'étude et le développement de la vibrothermographie, notamment pour améliorer sa fiabilité. En outre, un phénomène de résonance locale du délaminage a pu être identifié pour la première fois par l'analyse modale expérimentale et mis en relation avec les résultats vibrothermographiques obtenus (chapitre 3). Ce résultat est aussi important dans la mesure où les causes physiques à l'origine du phénomène d'échauffement observé par vibrothermographie font encore débat aujourd'hui [58],[59],[80].

2.2 Techniques de vibrothermographie

2.2.1 Vibrothermographie pulsée (VT)

La vibrothermographie pulsée, ou en mode impulsion, est une technique de thermographie active où l'échantillon est stimulé mécaniquement par des vibrations au moyen d'un transducteur. Les fréquences utilisées sont généralement comprises entre 10 et 100 kHz. Entre 0 et 20 kHz, on parle aussi de thermographie sonore (ou thermosonique) et au-delà de 20 kHz, plutôt de thermographie ultrasonique.

Un schéma de principe de test classique par vibrothermographie est illustré à la figure suivante.

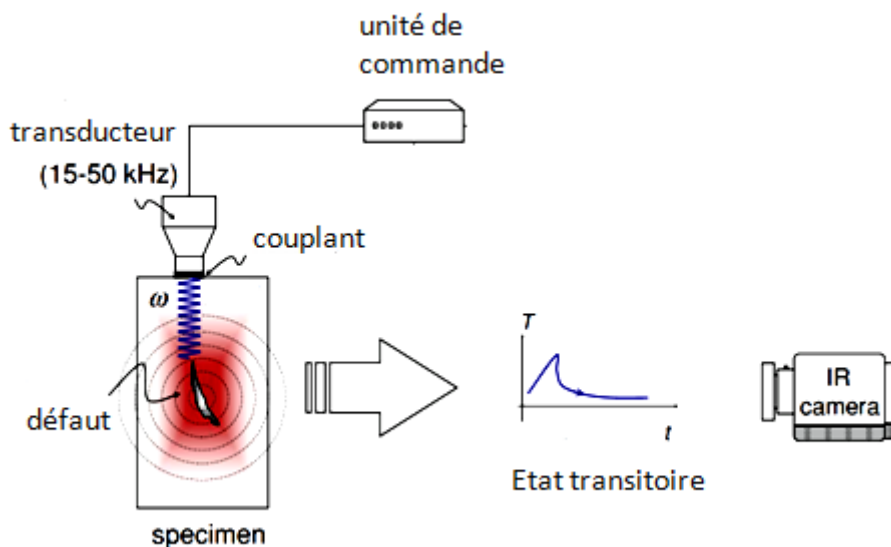


Figure 2-1 : Schéma de principe : vibrothermographie pulsée [36]

Avec la stimulation, un défaut peut convertir l'énergie vibratoire en énergie thermique sous l'effet de la friction entre les faces du défaut, de la dissipation par hystérésis viscoélastique dans la zone autour de celui-ci, ou encore par déformation plastique [67]. Un défaut tel qu'une fissure ou délaminage par exemple, peut donc se comporter, comme une source de chaleur interne.

Cette chaleur se propage ensuite par diffusion jusqu'à la surface où apparaît un gradient thermique au droit du défaut, détectable par une caméra thermique.

Contrairement aux procédés de thermographie optique, la vibrothermographie consiste à stimuler mécaniquement un défaut, sans apport externe de chaleur. La technique est donc peu influencée par la température ambiante et est exempte du problème récurrent de la non-uniformité de chauffe. Les pièces de géométrie complexe, sensibles à ce problème, sont donc plus aisées à inspecter.

Comme en thermographie pulsée (PT), l'enregistrement de thermogrammes permet de détecter un défaut à partir des gradients de température relevés en surface.

En vibrothermographie, la température au droit d'un défaut est comparée directement à la température du matériau avant stimulation, soit la température ambiante « T_{amb} », ce qui améliore le rapport signal sur bruit par rapport à la thermographie optique.

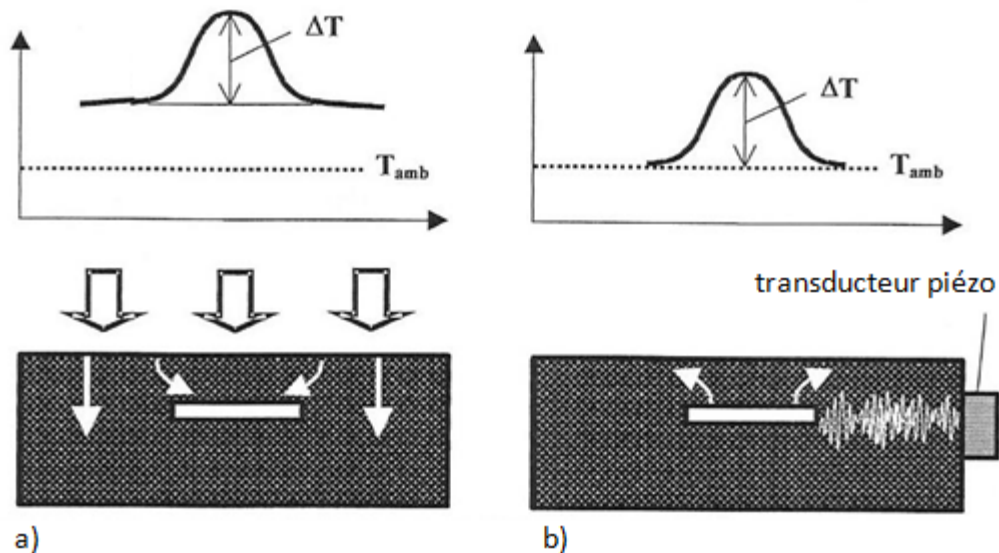


Figure 2-2 : Courbe de température au droit d'un défaut par a) Stimulation optique b) Stimulation vibratoire [54]

La technique vibrothermographique requiert que les deux côtés du défaut soient libres de vibrer. Des porosités de type bulle d'air par exemple, ne sont en principe pas détectables. Par contre, une fissure perpendiculaire à la surface d'inspection peut être détectée, ce qui présente un cas difficile pour la plupart des méthodes CND.

Le moyen d'excitation le plus utilisé en vibrothermographie est le transducteur piézoélectrique avec couplage par mise en pression de l'échantillon contre le transducteur. La nature des surfaces en contact et la pression de couplage sont des paramètres importants influençant la qualité des résultats et la reproductibilité du test. Cet aspect important de la vibrothermographie sera traité au paragraphe 2.3.

La durée d'un test en vibrothermographie pulsée dépend, comme en thermographie optique, de la cinétique thermique du matériau, elle varie donc typiquement de quelques millisecondes pour les matériaux métalliques, à quelques secondes pour ceux qui présentent des cinétiques plus lentes comme des laminés époxy. En raison de la diffusion latérale du front thermique autour du défaut, il peut être nécessaire de limiter le test à quelques secondes.

Dans les matériaux composites comme le CFRP par exemple, la chaleur s'accumule près du défaut, et y reste localisée un certain temps. Il n'y a pas de temps de contraste maximum, comme observé en thermographie pulsée au cours du refroidissement, car le défaut lui-même émet de la chaleur continûment qui est détectable par une caméra thermique.

Le type de signal vibratoire couramment injecté est purement sinusoïdal, mais un contact sous pression engendre du chaos acoustique dans l'échantillon, caractérisé par la présence d'harmoniques et sous-harmoniques de la fréquence du signal d'excitation.

Le type de transducteur utilisé dans les laboratoires de recherche est généralement un appareil de soudage pour matière plastique détourné de son usage commercial (figure 2-3). Les fréquences de ces appareils disponibles sur le marché sont typiquement 15, 20, 30, 35 et 40 kHz.

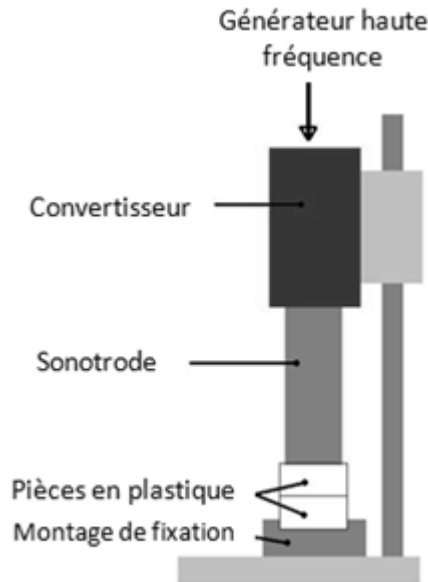


Figure 2-3 : Appareil commercial de soudage des plastiques utilisé en vibrothermographie

La sonotrode, tête du convertisseur acoustique contenant les disques piézoélectriques, est la pièce métallique appliquée contre l'échantillon et qui sert à amener l'énergie vibratoire dans la zone de travail.

Le dispositif employé ici utilise un shaker piézoélectrique qui présente l'avantage de pouvoir être contrôlé dans une bande de fréquence étendue. Deux shakers de type Wilcoxon® (modèles F-7 et F7-1 de gamme respective 500 Hz-20 kHz et 1-80kHz) ont été utilisés. Ce choix est plus adéquat dans l'optique d'étudier et utiliser la vibrothermographie en l'absence de chaos acoustique.

2.2.2 Vibrothermographie modulée (ULT)

Comme en thermographie lock-in, la vibrothermographie lock-in (ou Ultrasound Lock-in Thermography, ULT), consiste à moduler la fréquence porteuse de la stimulation vibratoire par un signal de très basse fréquence de l'ordre d'une fraction de Hertz.

Il est nécessaire également, pour ce type de test, de synchroniser le déclenchement de la caméra thermique avec le démarrage de l'excitation vibratoire.

Dans le cas présent, le défaut lui-même génère une onde thermique du même type que celle réfléchiée par celui-ci en thermographie lock-in. La différence principale provient du fait qu'elle émane directement de la discontinuité sans parcourir un aller-retour à partir de la surface d'inspection, et sans perte d'énergie par réflexion (figure 2-4). Cette caractéristique rend en pratique la méthode vibrothermographique plus apte à la détection de défauts plus profonds.

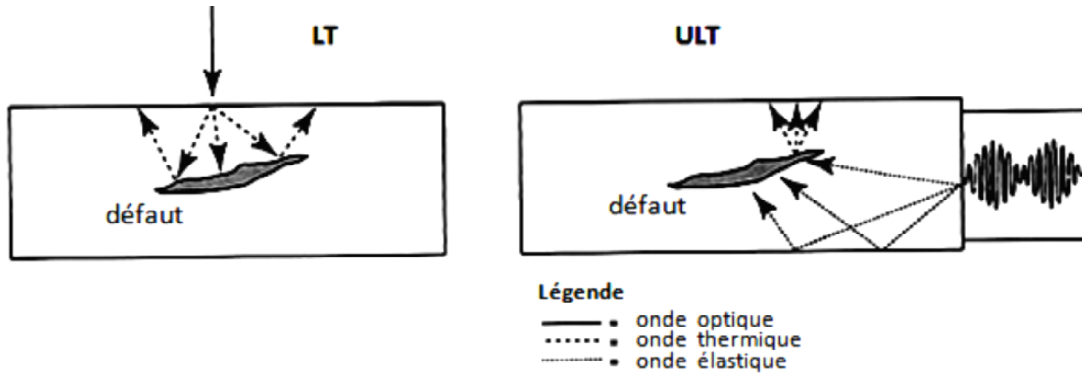


Figure 2-4 : Comparaison du trajet des ondes thermiques en LT et ULT [52]

Comme en thermographie, deux types de modulation du signal vibratoire sont possibles : la modulation d'amplitude AM ou la modulation de fréquence FM d'une onde porteuse (figure 2-5). Cette dernière technique est aussi appelée wobulation (ou vobulation), terme couramment utilisé en électronique.

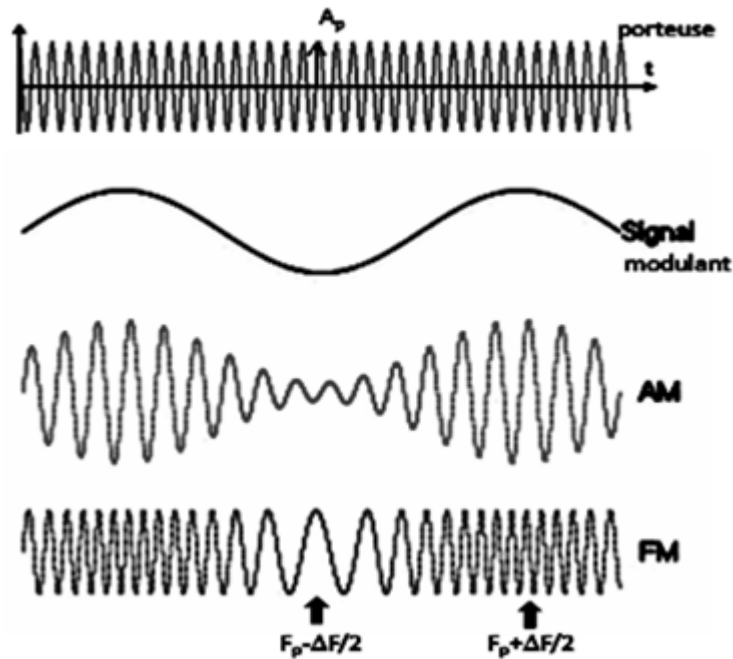


Figure 2-5 : Onde porteuse et modulation d'amplitude AM ou de fréquence FM

L'indice de modulation « m » en AM, est la mesure du rapport de l'amplitude de l'onde modulante « A_m » à celle de l'onde porteuse « A_p ». On l'exprime généralement en pourcents.

$$m = \frac{A_m}{A_p} \quad (2.1)$$

A_m : amplitude du signal modulant

A_p : amplitude de la porteuse

L'indice de modulation « m » en FM, est défini par le rapport entre l'excursion de fréquence « ΔF » de la porteuse et la fréquence de l'onde modulante « F_m ».

$$m = \frac{\Delta F}{F_m} \quad (2.2)$$

ΔF : excursion de fréquence

F_m : fréquence de modulation

Dans ce cas, la fréquence oscille entre deux valeurs centrées autour de la fréquence porteuse « F_p » :

$$F_{\min, \max} = F_p \pm \Delta F \quad (2.3)$$

Le schéma d'installation classique d'un test en vibrothermographie modulée (figure 2-6) est le même que celui en vibrothermographie pulsée, mais nécessite une unité de commande capable de générer un signal modulé en amplitude ou en fréquence (avec un générateur de fonctions par exemple).

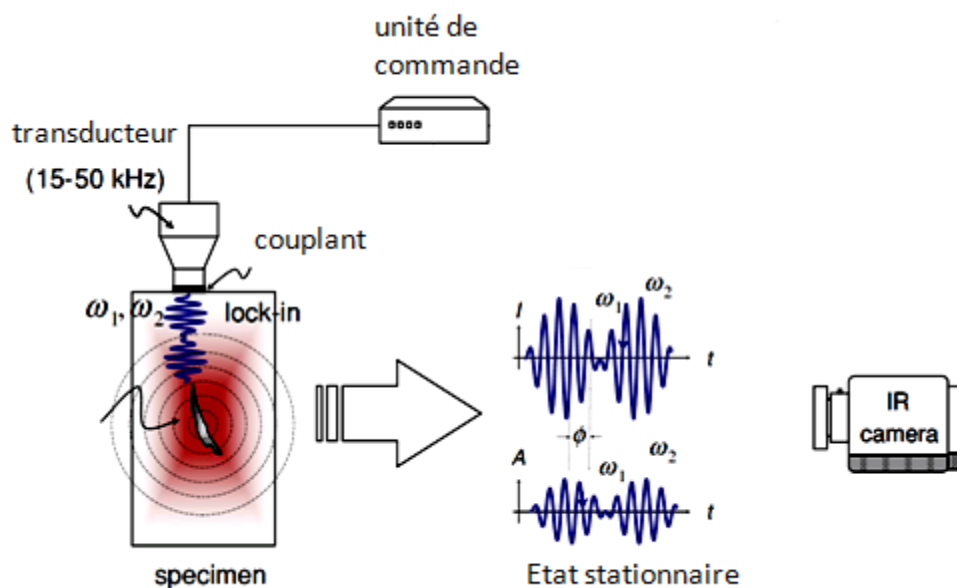


Figure 2-6 : Schéma de principe : vibrothermographie modulée (ULT) [36]

Comme en thermographie optique, on utilise une transformée de Fourier rapide FFT pour obtenir des images de phase et d'amplitude.

La durée du test dépend du nombre de cycles réalisés et de la fréquence de l'onde modulante.

De même qu'en thermographie lock-in, une évaluation quantitative des mesures est possible pour déterminer la profondeur d'un défaut à partir du déphasage entre le signal de référence du shaker et le signal thermique relevé au droit du défaut en régime établi (figure 1-19).

Les techniques de modulation AM (lock-in) et FM (wobulation) seront étudiées et discutées en détail au chapitre 5. Leur utilité et leur complémentarité en vibrothermographie seront démontrées pour la caractérisation en taille et en profondeur des défauts de délaminage.

2.2.3 Vibrothermographie pulsée de phase (UBP)

La vibrothermographie pulsée de phase (Ultrasound Burst Phase Thermography, UBP), comme la thermographie pulsée de phase (PPT), combine certaines spécificités des techniques pulsée et modulée. L'utilisation d'un pulse de très courte durée permet d'engendrer une série d'ondes thermiques dans un matériau [101]. Les composantes spectrales du signal pendant la période de refroidissement contiennent l'information relative à différentes profondeurs de défaut. Comme le contenu énergétique d'un signal thermique associé à un défaut est situé dans une bande spectrale limitée, et que le bruit se distribue sur tout le spectre, on peut donc améliorer le rapport signal sur bruit en sélectionnant les images de phase ou d'amplitude après une transformée de Fourier. Ainsi, comme en vibrothermographie lock-in (ULT), la vibrothermographie pulsée de phase (UBP) permet d'améliorer la détectabilité des défauts par filtrage du signal thermique.

Le pulse vibratoire peut être mono-fréquentiel ou modulé en fréquence.

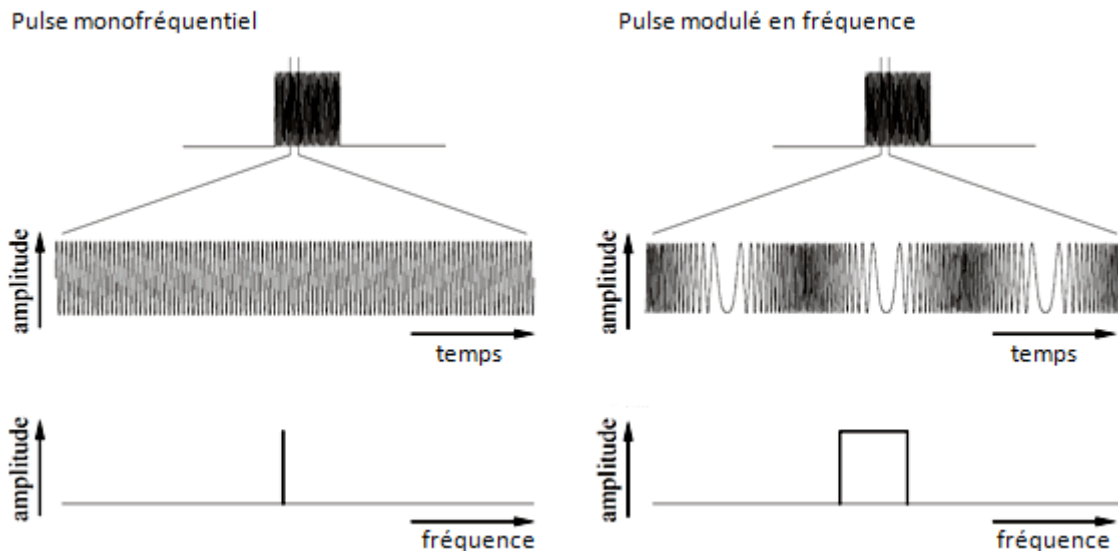


Figure 2-7 : Excitation par pulse monofréquentiel et pulse modulé en fréquence [100]

L'intérêt de la modulation de fréquence réside dans le fait que le balayage permet généralement de

limiter l'apparition d'éventuelles ondes stationnaires, en cas de résonance du système vibrant. Ces ondes 'parasites' peuvent altérer la qualité de l'image thermique (figure 5-18).

Enfin, il faut signaler que la vibrothermographie pulsée de phase nécessite une puissance instantanée importante, ce qui présente toujours un risque d'endommagement de l'échantillon.

2.3 Couplage et chaos acoustique

2.3.1 Configuration classique de test

Un équipement de test en vibrothermographie comporte essentiellement un transducteur de vibrations et une caméra infrarouge. Généralement, la stimulation est réalisée au moyen d'un transducteur piézoélectrique. Un appareil de soudage par ultrasons pour matière plastique est fréquemment utilisé pour engendrer des vibrations dans l'échantillon.

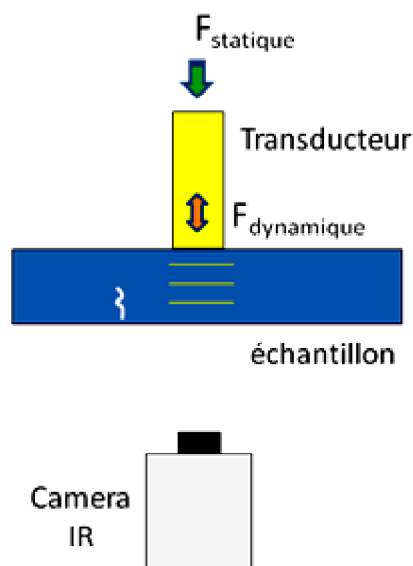


Figure 2-8 : Equipement de base en vibrothermographie

Le couplage entre le transducteur et l'échantillon est réalisé par l'application d'une force statique (figure 2-8) qui peut engendrer la création de chaos acoustique causé par la non-linéarité du contact. Selon l'intensité de la force, une série d'harmoniques et sous-harmoniques de la fréquence d'excitation sinusoïdale (typiquement 20 ou 40 kHz) apparaît généralement. L'excitation vibratoire du spécimen prend l'allure d'un spectre discret [22].

Ce phénomène est de prime abord bénéfique pour la détection d'un défaut car une multitude de fréquences le font interagir en émettant de la chaleur (figure 2-9). L'application d'une force statique peut être réalisée par un piston pneumatique avec contrôle de la pression de couplage.

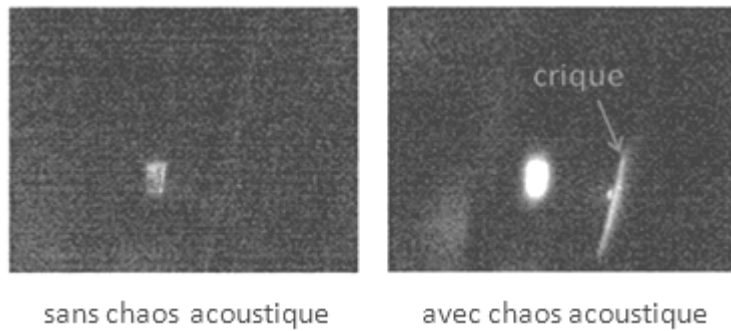


Figure 2-9 : Test vibrothermographique sur disque de turbine en Ti à 40 kHz (sans et avec chaos acoustique) [28]

Le choix de la pression est un paramètre difficile à déterminer a priori, et est en pratique basé sur l'expérience.

Ce dispositif nécessite un appui muni d'une isolation vibratoire pour éviter que les vibrations ne soient transmises au banc de test (figure 2-10).

Une meilleure isolation du spécimen améliore grandement la possibilité de détecter des défauts et réduit le niveau de puissance qui doit être injecté [68],[86]. A cet effet, on peut utiliser, par exemple, une rondelle de liège et une pastille en Teflon[®] insérées entre l'échantillon et la butée métallique.

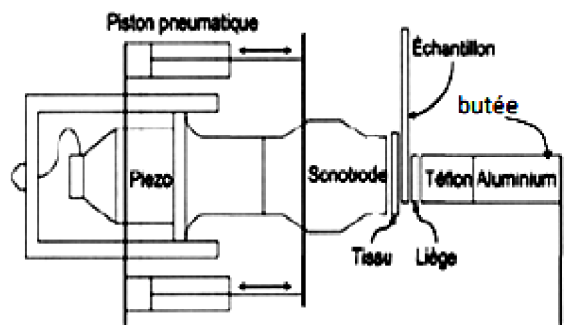


Figure 2-10 : Schéma classique de banc de test vibrothermographique [67]

Un tissu imbibé d'eau situé entre la sonotrode et l'échantillon est parfois utilisé comme couplant afin d'adapter l'impédance de couplage et obtenir un bon transfert de l'énergie vibratoire dans l'échantillon (figure 2-11).

Un mauvais couplage peut aussi entraîner un échauffement parasite d'interface avec une dégradation de la capacité de détection [67].

Un bon couplage doit prévoir un matériau d'impédance intermédiaire placé entre la sonotrode et l'échantillon.

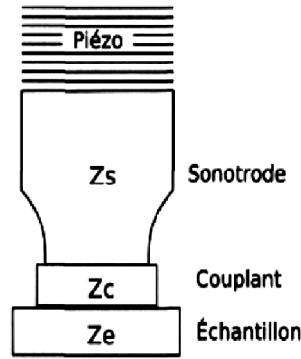


Figure 2-11 : Impédance de couplage entre échantillon et sonotrode [67]

L'impédance caractéristique « Z » d'un milieu, en $[\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}]$ est définie comme le produit de sa densité « ρ » en $[\text{kg}/\text{m}^3]$ par la vitesse de l'onde mécanique le traversant « v » en $[\text{m}/\text{s}]$.

$$Z = \rho v \quad (2.4)$$

Par analogie en électricité, l'impédance caractéristique du matériau de couplage « Z_c » doit idéalement coïncider avec la moyenne géométrique de l'impédance du matériau de l'échantillon « Z_e » et celle du matériau de la sonotrode « Z_s ».

$$Z_c = \sqrt{Z_s Z_e} = \sqrt{\rho_s v_s \cdot \rho_e v_e} \quad (2.5)$$

Le couplant doit aussi servir de barrière ou protection contre toute détérioration de la pièce et permettre de limiter tout échauffement parasite à l'interface. Il doit être plus souple que le matériau de l'échantillon.

La photo suivante montre un exemple d'installation vibrothermographique. Deux cylindres pneumatiques exercent une pression contrôlée du transducteur contre le spécimen.

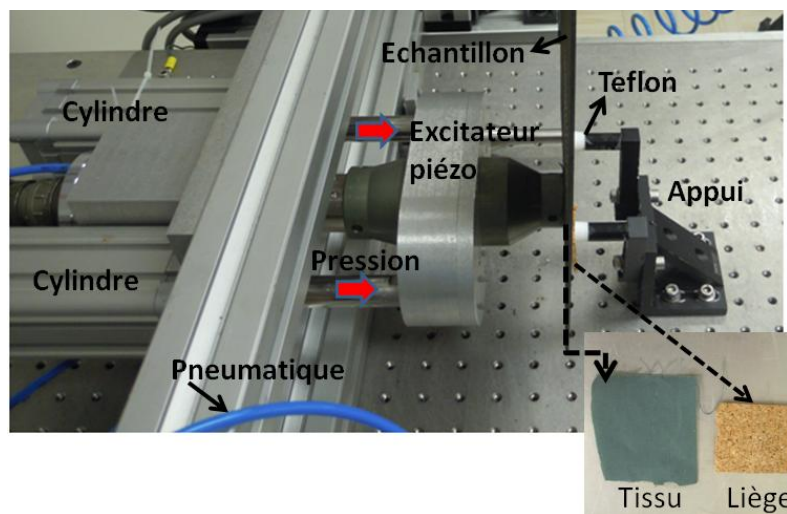


Figure 2-12 : Banc de test vibrothermographique et couplage par pression pneumatique (Université de Laval)

Dans la littérature, d'autres façons d'appliquer une force statique de couplage sont mentionnées comme l'utilisation d'un ressort réglable ou encore d'un contrepoids.

La figure suivante illustre ces deux possibilités.

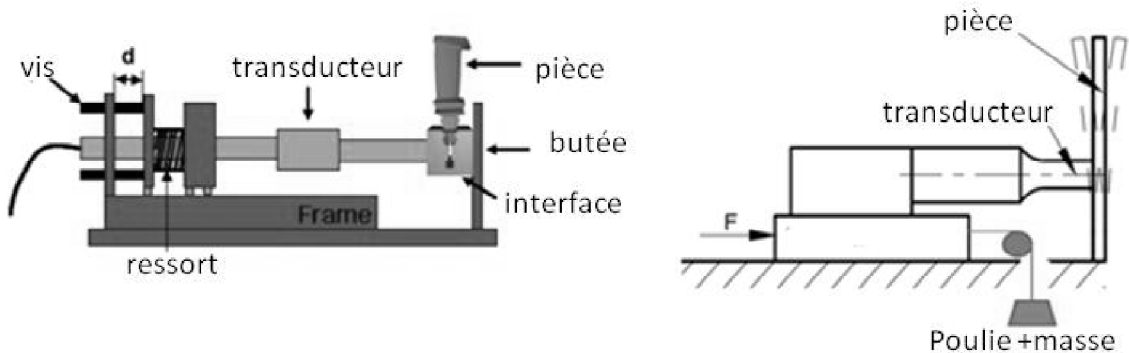


Figure 2-13 : Contrôle de la force statique de couplage a) par ressort [38] b) avec contrepoids [96]

L'intensité de la pression appliquée est choisie pour améliorer la génération du chaos acoustique dans la pièce et donc, la réponse thermique du défaut [22]. Des valeurs allant généralement de 100 à 200 kPa sont mentionnées dans la littérature. Plus elle est élevée, plus le risque d'endommager l'échantillon est important [66].

Afin de bien comprendre physiquement les caractéristiques du chaos acoustique, une étude théorique s'impose. Celle-ci vise à déterminer les paramètres d'influence et la sensibilité de la réponse du système à de légères variations de ces facteurs.

2.3.2 Etude du chaos acoustique et modélisation

2.3.2.1 Systèmes linéaire et chaotique

Un système linéaire présente une parfaite proportionnalité de la sortie « $s(t)$ » par rapport à l'entrée « $e(t)$ ».

Si l'entrée est un signal sinusoïdal, la sortie, en régime permanent, est une sinusoïde de même fréquence, mais généralement déphasée.

Un système est dit chaotique si une petite variation en entrée entraîne une variation totalement imprévisible des résultats en sortie. La notion de chaos, liée à la physique du problème, est indépendante du modèle mathématique utilisé.

En vibrothermographie, la stimulation est généralement produite par un transducteur piézoélectrique de fréquence fixée. Le signal d'entrée est dans ce cas, purement sinusoïdal. Mais les caractéristiques et la nature du contact non-linéaire avec le spécimen engendrent normalement le phénomène de chaos acoustique qui permet d'exciter l'échantillon dans une large bande spectrale sous la forme d'un spectre discret ou spectre de raies (figure 2-14).

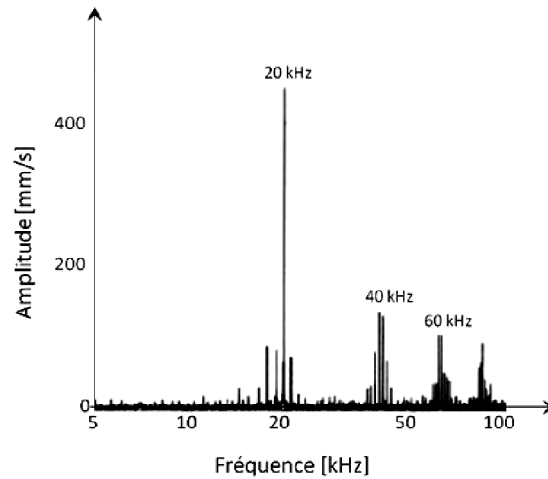


Figure 2-14 : Chaos acoustique relevé par vibromètre laser. Transducteur de 20kHz [67]

Un contact par collage ne produit, par contre, pas de chaos acoustique. Dans ce cas, il est utile de pouvoir effectuer un balayage fréquentiel sur une large gamme de fréquence. L'intérêt réside dans le fait que chaque fréquence est testée successivement de manière contrôlée. Les détails de cette mise en œuvre sont discutés au paragraphe 2.3.3.

Au paragraphe suivant, un modèle de système vibrant pour l'étude du chaos acoustique en vibrothermographie va permettre de mieux comprendre les causes du manque de reproductibilité et préciser les facteurs qui peuvent l'influencer.

2.3.2.2 Système non-linéaire

Les non-linéarités dans une structure peuvent avoir des origines diverses. On distingue [15] :

- Les non-linéarités géométriques, pour lesquelles les forces appliquées dépendent de l'amplitude des déplacements, particulièrement si ceux-ci sont grands.
- Les non-linéarités liées au matériau, dont les caractéristiques peuvent varier en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation, du temps,...
- Les non-linéarités de contact, dues d'une part à la création ou l'absorption de jeux au cours du mouvement, et d'autre part au frottement entre des surfaces en mouvement relatif.

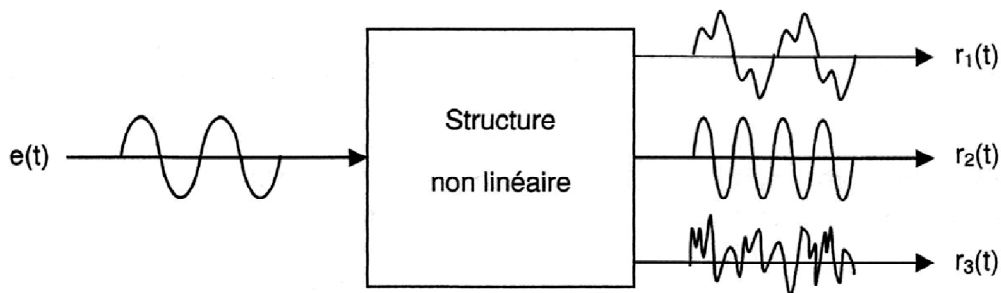


Figure 2-15 : Réponses possibles à une excitation sinusoïdale pour une structure non-linéaire [15]

La réponse d'un système non-linéaire peut prendre des formes variées. Par exemple, pour une excitation sinusoïdale, on peut obtenir, en régime permanent (voir figure 2-15) :

- Une réponse périodique de même fréquence que l'entrée, mais non sinusoïdale : $r_1(t)$
- Une réponse sinusoïdale de fréquence différente de l'entrée : $r_2(t)$
- Une réponse chaotique, sans périodicité discernable, avec de brusques changements du comportement : $r_3(t)$

En vibrothermographie, ce sont essentiellement les non-linéarités de contact qui dominent. Etant donné les faibles déplacements et déformations aux fréquences utilisées, on peut admettre l'hypothèse de linéarité matérielle et géométrique.

Le problème posé est donc non-linéaire en raison de l'évolution des conditions aux limites avec le chargement. Le transducteur produit une force dynamique, et il est lui-même soumis à une force statique de couplage (figure 2-16a).

Modélisation du couplage

Les modèles dynamiques sur base d'oscillateurs (système masse-ressort-amortisseur visqueux) à 1 ou 2 degrés de liberté (d.d.l) permettent d'étudier la génération d'harmoniques et sous-harmoniques engendrées par le contact de deux pièces en mouvement : la partie mobile du transducteur et le spécimen [29]. Des paramètres comme la raideur et l'amortissement du système étant difficiles à évaluer, nous reprendrons des valeurs proposées par Zengh et al. [96] afin d'étudier l'influence de la fréquence d'excitation, de la force statique, des raideurs et amortissements des oscillateurs sur la réponse en fréquence du système.

La partie mobile de l'excitateur peut être modélisée par un oscillateur de masse M_1 , de raideur K_1 et de coefficient d'amortissement R_1 . L'échantillon repose sur des appuis fixés au banc de test, et est modélisé par un oscillateur de masse M_2 , de raideur K_2 et de coefficient d'amortissement R_2 .

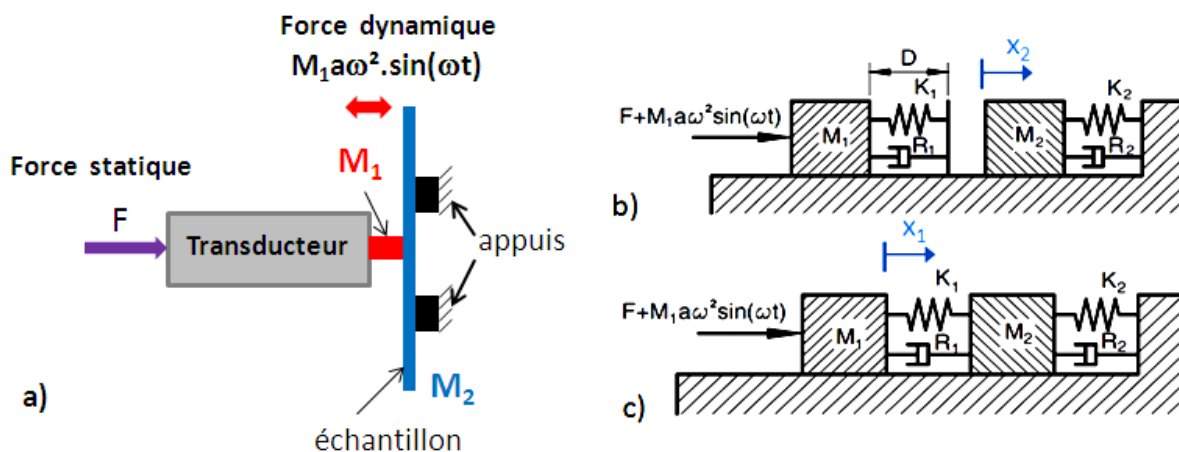


Figure 2-16 : a) Modèle à 2 d.d.l du système vibrothermographique b) Perte du contact c) Contact sans jeu

Au niveau du chargement, la masse M_1 est soumise à la force statique de couplage F et à la force dynamique générée par le transducteur piézoélectrique. La masse M_2 est tantôt en contact avec la masse M_1 (figure 2-16c), tantôt libre d'osciller indépendamment (figure 2-16b).

On définit le repère x_2 par la position d'équilibre de la masse M_2 au repos, et le repère x_1 par la position de la masse M_1 lorsqu'elle entre en contact avec la surface de l'échantillon M_2 repéré à sa position d'équilibre (figure 2-16c).

Lorsque $x_1 - x_2 \leq 0$, les masses M_1 et M_2 oscillent séparément sans interaction. La masse M_1 est soumise à un régime forcé et la masse M_2 est en oscillations libres.

Les équations du mouvement sont données par la théorie des vibrations:

$$\ddot{x}_1 = \frac{F}{M_1} + a\omega^2 \sin(\omega t) \quad (2.6)$$

$$\ddot{x}_2 = -\frac{R_2}{M_2} \dot{x}_2 - \frac{K_2}{M_2} x_2 \quad (2.7)$$

a : amplitude des vibrations de la masse M_1 [m]

ω : fréquence angulaire de l'excitation [rad/s]

Quand $x_1 - x_2 > 0$, les deux masses sont en contact (jeu nul), et des forces d'interaction proportionnelles au déplacement relatif $x_1 - x_2$ et à la vitesse relative $\dot{x}_1 - \dot{x}_2$ agissent sur les masses M_1 et M_2 .

Les équations du mouvement deviennent, dans ce cas :

$$\ddot{x}_1 = \frac{F}{M_1} + a\omega^2 \sin(\omega t) - \frac{R_1}{M_1} (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) - \frac{K_1}{M_1} (x_1 - x_2) \quad (2.8)$$

$$\ddot{x}_2 = -\frac{R_1}{M_2} (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) - \frac{K_1}{M_2} (x_1 - x_2) - \frac{R_2}{M_2} \dot{x}_2 - \frac{K_2}{M_2} x_2 \quad (2.9)$$

La résolution numérique de ces équations différentielles a été effectuée sous Matlab® au moyen d'un algorithme adapté à la résolution de systèmes raides. Les paramètres initiaux suivants ont été choisis à titre d'exemple pour mener cette étude (Zengh et al. [96]).

- $f = \omega / 2\pi = 20$ kHz Fréquence d'excitation
- $F = 10$ N Force statique de couplage
- $a = 100 / \omega^2$ m Amplitude de la vibration ($a \cdot \sin(\omega t)$)
- $M_1 = M_2 = 1$ kg Masses des oscillateurs
- $K_1 = 10^9$ N/m, $K_2 = 2 \cdot 10^8$ N/m Raideurs
- $R_1 = 10^3$ N.s/m, $R_2 = 10$ N.s/m Amortissements

Avec les conditions initiales pour la masse M_1 : $x_1 = 0, \dot{x}_1 = 0.01 a\omega$ (vitesse initiale non nulle) et pour la masse M_2 : $x_2 = \dot{x}_2 = 0$ (échantillon immobile au départ).

La durée de l'excitation choisie pour le calcul vaut 0.4 seconde et la tolérance de l'erreur relative pour chaque itération est fixée à 10^{-12} .

- Résultats du modèle numérique à 2 d.d.l.

La réponse temporelle de la vitesse de l'échantillon x_2 est donnée à la figure suivante.

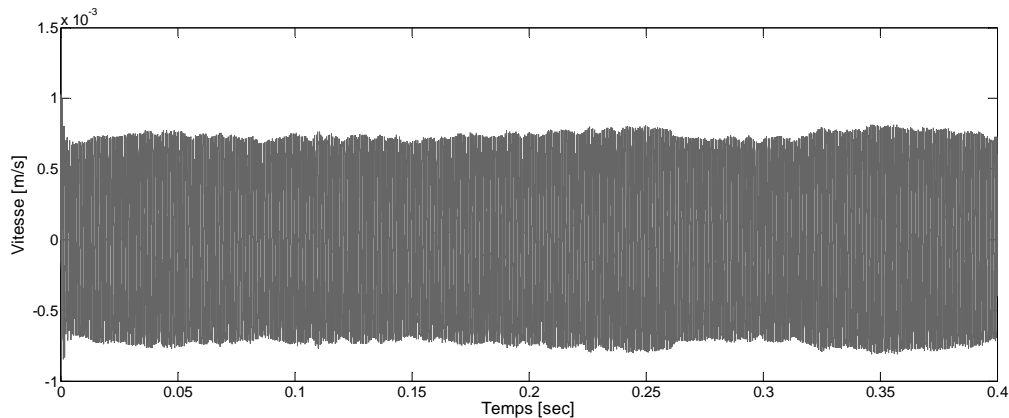


Figure 2-17 : Evolution temporelle de la vitesse de l'échantillon sur 0.4 seconde pour une excitation à 20 kHz

Après transformée de Fourier (dans l'intervalle 0.1-0.4 seconde, pour éliminer les phénomènes transitoires initiaux), on obtient la réponse fréquentielle donnée entre 0 et 70 kHz.

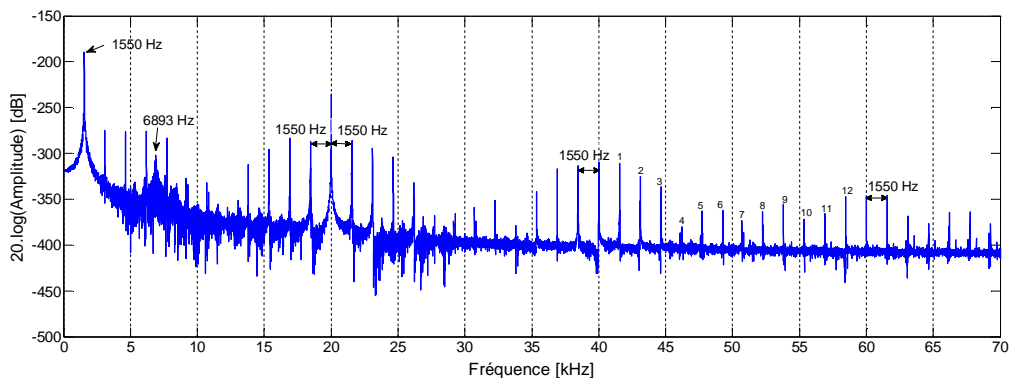


Figure 2-18 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 20 kHz, F=10N (force statique)

On observe un premier pic d'amplitude importante à 1550 Hz, puis un autre à la fréquence d'excitation de 20 kHz, ainsi qu'aux harmoniques à 40 et 60 kHz (2^{ème} et 3^{ème} multiples).

Ensuite, une série de raies latérales à intervalles réguliers de 1550 Hz autour des pics caractérise le spectre étudié. On distingue 12 raies dans les bandes 0-20 kHz, 20-40 kHz et 40-60 kHz. L'amplitude des raies décroît à mesure que l'on s'éloigne d'un 'pic principal'. En outre, les pics principaux sont aussi plus amortis à fréquence élevée.

On note également que l'intervalle de fréquence entre les raies remarquables correspond à la fréquence du premier pic à 1550 Hz. En outre, un autre pic, plus amorti, se distingue à 6893 Hz entre deux raies.

Afin de tenter de fournir une interprétation des résultats exposés ci-dessus, une étude analytique du système linéaire, plus simple, en oscillations libres est menée sur le modèle illustré à la figure 2-19. Il s'agit d'étudier le modèle à 2 d.d.l non amorti et sans jeu.

M_1 et M_2 sont reliées par la raideur K_1 , et la raideur K_2 relie la masse M_2 au bâti.

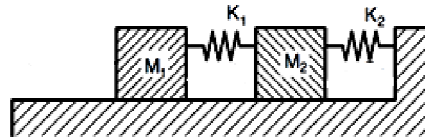


Figure 2-19 : Système linéaire à 2 d.d.l en oscillations libres, sans jeu et non amorti

Les pulsations propres du système non amorti s'obtiennent aisément à partir du calcul de la matrice de raideur normalisée par rapport à la masse [90] :

$$[\hat{K}] = [M]^{-1/2}[K][M]^{-1/2} = \begin{bmatrix} \frac{k_{11}}{m_1} & \frac{-k_{12}}{\sqrt{m_1 m_2}} \\ \frac{-k_{12}}{\sqrt{m_1 m_2}} & \frac{k_{22}}{m_2} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

avec $k_{11} = K_1 + K_2$, $k_{22} = k_{12} = K_1$ et $m_1 = M_2$, $m_2 = M_1$

L'équation caractéristique de $[\hat{K}]$ ou équation aux valeurs propres prend la forme:

$$|[\hat{K}] - \lambda[I]| = 0 \quad (2.11)$$

$[I]$ désigne la matrice identité, et λ_i les valeurs propres.

En utilisant les valeurs numériques définies précédemment, on obtient :

$$\lambda_1 = \omega_1^2 = 0,095 \cdot 10^9 \text{ rad/s}^2 \text{ et } \lambda_2 = \omega_2^2 = 2,105 \cdot 10^9 \text{ rad/s}^2$$

Les fréquences de résonance du système non amorti sont donc $f_1=1551$ Hz (mode fondamental) et $f_2=7302$ Hz.

Ce modèle simple permet de remarquer que le chaos acoustique est principalement constitué de raies qui sont les multiples de la première fréquence de résonance du système sans jeu à 2 d.d.l. Le modèle numérique montre donc que le mode fondamental est quasiment non amorti.

La deuxième fréquence de résonance $f_2 = 7302$ Hz peut être associée au pic $F_2=6893$ Hz observé sur le spectre fréquentiel (figure 2-18). Ce deuxième mode est visiblement plus amorti que le premier.

Un amortissement modal 'apparent' δ_2 peut être évalué [90]:

$$F_2 = f_2 \sqrt{1 - \delta_2^2} \quad (2.12)$$

On en déduit la valeur $\delta_2=0.33$ ($=1/3$) de l'amortissement observé pour le deuxième mode. Il faut signaler que cet amortissement ne provient pas de R_2 mais est lié à la non-linéarité de contact. En effet, en introduisant une valeur nulle pour R_2 dans la simulation, le spectre de raies de la figure 2-18 reste pratiquement inchangé.

- Influence de la fréquence d'excitation

En modifiant uniquement la fréquence d'excitation pour 15 kHz, puis 25 kHz (au lieu de 20 kHz), on obtient les résultats présentés aux figures suivantes.

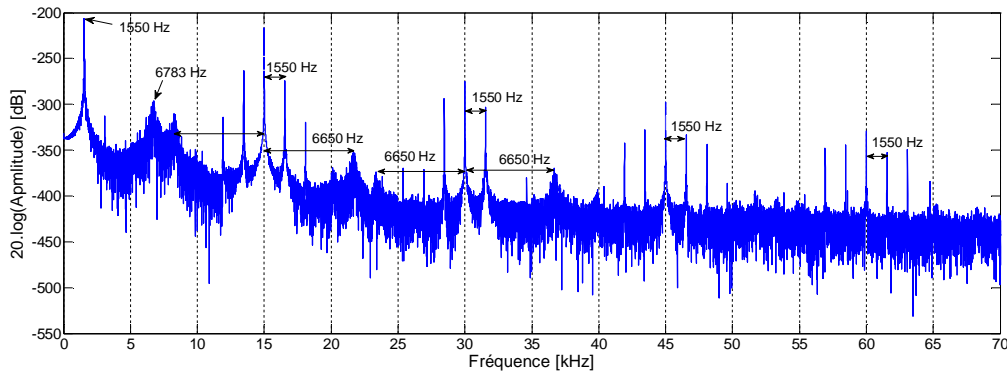


Figure 2-20 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 15 kHz, F=10N

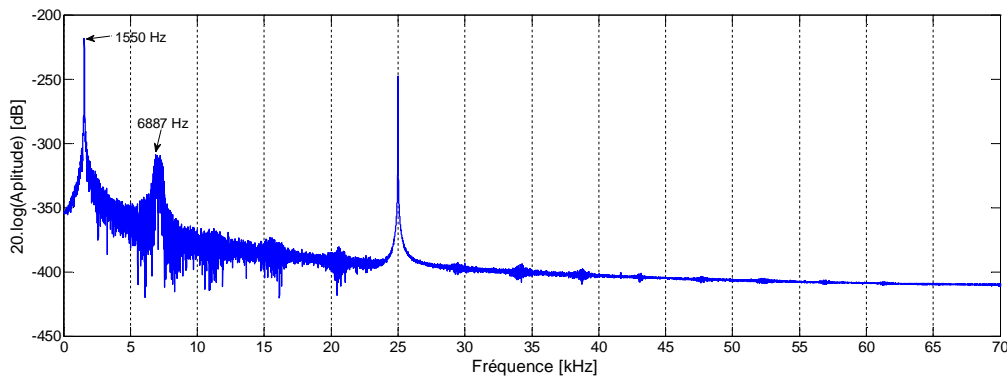


Figure 2-21 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 25 kHz, F=10N

Avec une excitation à 15 kHz, on observe de même, pour cette fréquence et ses harmoniques, un pic central entouré de raies espacées de 1550 Hz (figure 2-20). On remarque en outre, l'apparition d'un pic plus amorti à 6783 Hz et plusieurs raies espacées d'environ 6650 Hz autour des pics à 15 et 30 kHz. Ces fréquences, proches de $f_2=7302$ Hz, semblent donc correspondre à la seconde résonance du système (le décalage fréquentiel pourrait s'expliquer par la non-linéarité).

Enfin, pour une fréquence d'excitation de 25 kHz (figure 2-21), on constate seulement la présence d'un pic à 25kHz, ainsi qu'aux deux fréquences de résonance à 1550 et 6887 Hz. Ce résultat peut s'interpréter par le fait que lorsque la fréquence augmente, l'amplitude 'a' ($=100/\omega^2$) diminue, ce qui engendre moins d'effet non-linéaire lié au contact.

- Influence de la force statique

Pour illustrer l'influence de la force statique, on reprend le dernier cas testé à la fréquence de 25 kHz (situation sans chaos acoustique), et l'on diminue la grandeur de la force statique en prenant $F=4N$ dans le modèle. Le résultat obtenu est présenté ci-dessous.

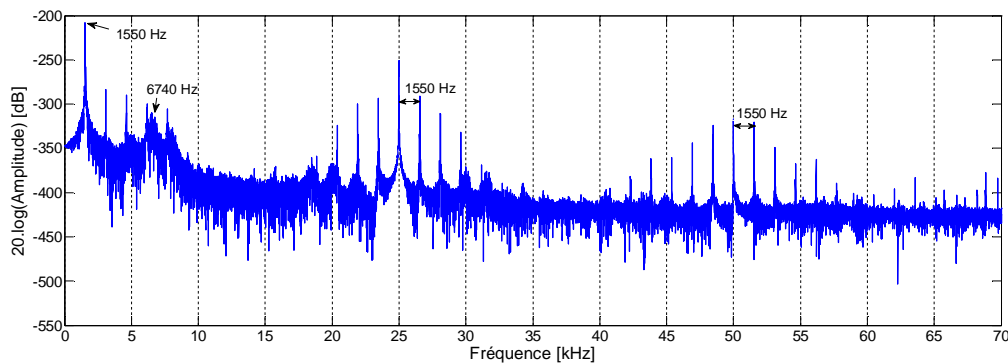


Figure 2-22 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 25 kHz, $F=4N$

Il montre qu'il existe un lien entre la force statique de couplage et la présence ou non de chaos acoustique pour une fréquence donnée. En effet, plus la force statique est petite devant la force dynamique ($F \ll M_1 a \omega^2$), plus il y a du jeu et donc un contact non-linéaire.

Le chaos acoustique, dans ce cas-ci, est caractérisé par des pics à la fréquence d'excitation et ses harmoniques (25 et 50 kHz), ainsi qu'aux deux fréquences de résonance du système à 2 d.d.l. (1550 Hz et 6470 Hz). Une série de raies également espacées de 1550 Hz est présente sur une grande partie spectre étudié (figure 2-22).

- Influence de la raideur (K_2)

Pour discuter de l'influence de la raideur K_2 (entre l'échantillon et le bâti), on a choisi de repartir du cas initial avec une excitation à 20 kHz et une force statique $F=10N$. En effet, dans ce cas, les résultats obtenus montrent très bien l'incidence de la variation de K_2 . Si l'on divise par deux cette raideur, on obtient le résultat de la figure 2-23. Les deux fréquences de résonance du système, pour 1110 Hz et 6820 Hz, sont toujours identifiées sur le spectre. En outre, le nombre de raies a augmenté par rapport à la figure 2-18, car l'espacement entre celles-ci a diminué. On compte cette fois 17 raies entre deux harmoniques consécutives de la fréquence d'excitation, comme par exemple dans l'intervalle 40-60 kHz.

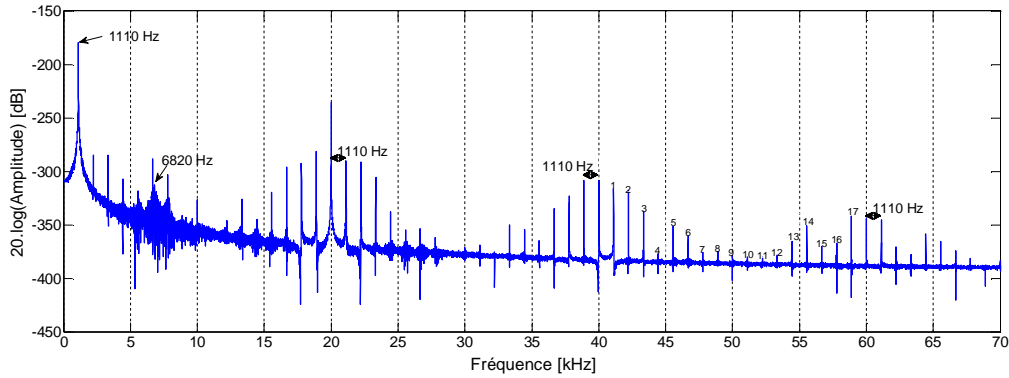


Figure 2-23 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 20 kHz, $F=10N$, $K_2=10^8 N/m$

Cela s'explique par le fait que les termes de la matrice de raideur normalisée du modèle analytique changent de valeur (équation 2.10), et le problème aux valeurs propres fournit :

$f_1=1112$ Hz (fréquence fondamentale) et $f_2=7208$ Hz.

On confirme en effet, à la figure 2-23, la présence d'un premier pic à 1110 Hz. Pour un intervalle de 20 kHz, on doit donc avoir $\frac{20000}{1110} - 1 = 17$ raies.

Multiplions maintenant par deux la raideur initiale K_2 .

Les fréquences de résonance calculées par la relation (2.11) sont: $f_1=2136,5$ Hz et $f_2=7498.5$ Hz.

La résolution numérique donne le spectre à la figure 2-24 où l'on distingue les deux fréquences de résonance du système pour 2130 Hz et 7240 Hz.

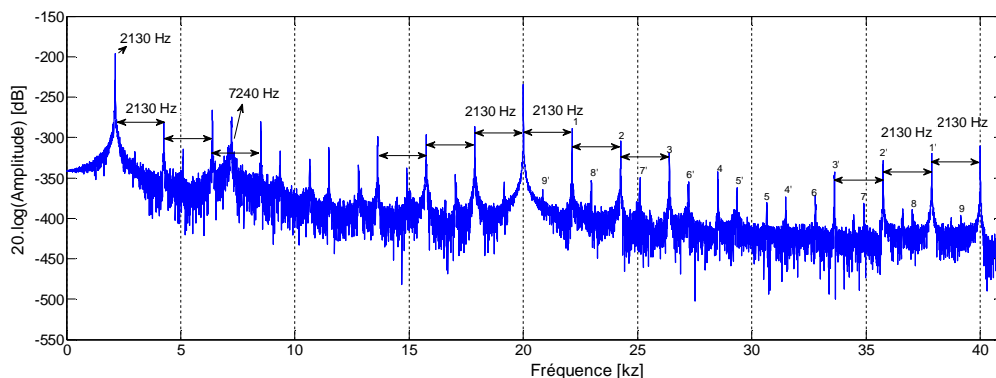


Figure 2-24 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 20 kHz, $F=10N$, $K_2=4.10^8 N/m$

Le domaine du spectre compris entre 0 et 41 kHz est représenté ici pour plus de clarté. On constate entre 20 et 40 kHz, une série de 9 raies espacées de 2130 Hz à partir de 20 kHz, mais également une deuxième série de 9 raies à partir de 40 kHz avec le même intervalle de fréquence (symbole prime). La même constatation a lieu entre 0 et 20 kHz.

Ce résultat était passé inaperçu précédemment, en raison de la superposition des raies des deux séries dans l'intervalle entre deux pics.

Pour résumer, d'après les observations ci-dessus, en notant « F_{ex} » la fréquence d'excitation et « F_r » une fréquence de résonance du système (la fondamentale domine car peu amortie), il est possible d'avoir dans chaque intervalle de fréquence entre 2 harmoniques de la fréquence d'excitation, un nombre de raies (associé à cette résonance) égal à :

$$n = 2 \cdot \left(\frac{F_{ex}}{F_r} - 1 \right) \quad (2.13)$$

où $\frac{F_{ex}}{F_r} - 1$ est arrondi par excès à l'entier supérieur.

En outre, plus on s'éloigne d'un pic principal, plus l'amplitude des raies latérales diminue.

Leur distribution fait penser aux bandes latérales supérieure et inférieure, caractéristiques d'une porteuse modulée en amplitude (transmission radio). On observe la raie de la porteuse et les raies de quelques harmoniques de la modulation. En d'autres termes, tout se passe comme si la fréquence d'excitation et ses harmoniques étaient 'modulées' par la fréquence fondamentale du système, et dans une moindre mesure, ses harmoniques.

De façon générale, sans prendre en compte le phénomène d'amortissement, le spectre discret associé à la fréquence de résonance « F_r » est constitué de raies de fréquences « F_{mp} » qui satisfont:

$$F_{mp} = mF_{ex} \pm pF_r \quad (2.14)$$

avec $m=0,1,2,\dots$ et $p=1,2,\dots$

- Influence de la masse de l'échantillon (M_2)

L'équation (2.10) montre encore que les masses du système interviennent aussi dans la matrice de raideur normalisée $[R]$, donc influencent directement la valeur des fréquences de résonance. Si l'on divise par cinq la masse M_2 (échantillon de 200g), les autres paramètres étant ceux de la situation initiale, on obtient le résultat suivant :

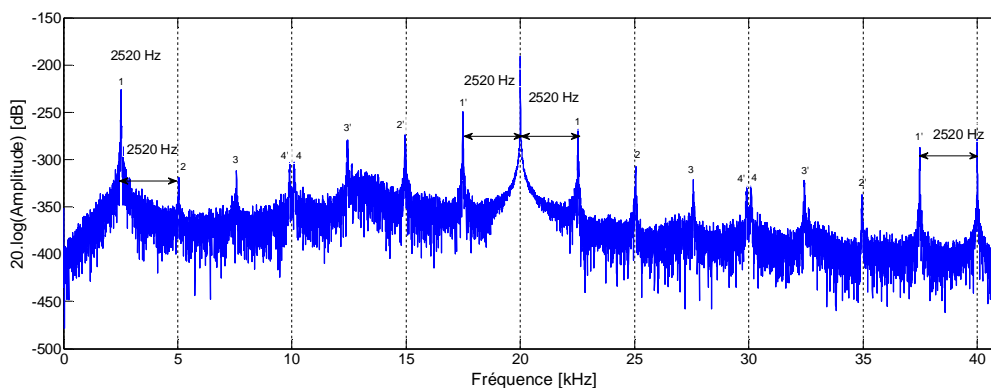


Figure 2-25 : Réponse fréquentielle de l'échantillon pour une excitation à 20 kHz, $F=10N$, $M_2=0.2Kg$

Les fréquences de résonance du système non amorti à 2 d.d.l deviennent : $f_1=2889$ Hz et $f_2=12400$ Hz.

A la figure 2-25, on relève un premier pic lié à la fréquence fondamentale du système, $F_1=2520$ Hz.

L'écart de 369 Hz (f_1-F_1) indique que l'amortissement modal apparent δ_1 n'est, cette fois, plus négligeable :

$$F_1 = f_1 \sqrt{1 - \delta_1^2} \quad (2.15)$$

On obtient $\delta_1=0.49$, ce qui donne un mode fondamental assez amorti.

En outre, on ne distingue plus de pic marquant pour la seconde résonance f_2 , celle-ci étant trop amortie.

Par ailleurs, on remarque ici aussi la présence de deux séries de raies entre deux pics (harmoniques de la fréquence d'excitation) dont seules les 4 premières (sur 7 prévues) sont identifiées, les autres étant trop amorties.

- Conclusions

Une caractéristique importante d'un test vibrothermographique classique, mettant en jeu du chaos acoustique, est la difficulté de prédire et reproduire dans des conditions identiques, les résultats obtenus.

En effet, plusieurs paramètres, contrôlables en théorie, mais très 'sensibles' en pratique, influencent les caractéristiques du spectre discret, et donc finalement le résultat du test vibrothermographique. Une faible variation de l'un de ceux-ci, comme la force statique appliquée, la masse de l'échantillon, l'excitateur utilisé, ou encore les raideurs et amortissements de couplage peut influencer fortement la réponse spectrale, c'est à dire le nombre, l'amplitude, et la fréquence des raies.

Pour pallier à cet inconvénient, un monitoring vibratoire (par exemple, avec une jauge de déformation) peut être mis en place afin de juger si la qualité du spectre discret, en terme de d'énergie transmise au spécimen, est suffisante, et si le test peut être accepté [64].

Cette solution, rendant le test vibrothermographique plus fiable, nécessite le développement d'un processus itératif plus coûteux en temps (figure 2-26) et l'emploi de mesures de calibration sur des échantillons à l'identique de la pièce à tester, avec défauts de taille connue.

Morbidini et al. [61],[62] ont par exemple proposé un critère de comparaison (développé initialement pour la détection de criques dans les métaux) sur base du calcul d'un indice d'échauffement, 'Heating Index, HI' :

$$HI(\tau) = \int_0^\tau e^{k(t-\tau)} \sum_i \frac{f_i}{f_0} \varepsilon_i^2(t) dt \quad (2.16)$$

τ : durée du test [s], t : variable d'intégration temporelle

k : constante de temps (selon la profondeur inspectée, obtenue par calibration)

ε_i : amplitude de déformation cyclique à la fréquence de la raie f_i

f_0 : fréquence fixe de l'excitateur [Hz]

L'idée repose sur le fait que, toutes autres choses restant égales par ailleurs (les caractéristiques du défaut et les propriétés thermiques du spécimen [4],[8]), l'augmentation de température relevée en vibrothermographie sur une crique ne dépend plus que de la fréquence de vibration et du carré de la déformation cyclique [60]. Ils émettent également l'hypothèse que l'amortissement introduit par une discontinuité est constant.

Le terme « f_i/f_0 » représente le 'poids' de la raie dont l'énergie de déformation associée est proportionnelle à « ε_i^2 ». La somme des contributions des raies du spectre permet d'évaluer une grandeur qui caractérise le contenu énergétique du spectre discret. L'exponentielle décroissante tient compte de la durée de l'excitation et du temps mis par la chaleur pour arriver en surface par diffusion.

Une quantité proportionnelle à l'énergie de déformation du matériau peut aussi être mesurée au moyen, par exemple, d'une jauge de contrainte, un vibromètre laser, ou un simple microphone ultrasonique [39].

La valeur de l'indice d'échauffement étant en relation avec l'augmentation de température attendue à la surface d'un défaut, on définit, pour une pièce avec défauts calibrés, une valeur seuil « HI_{thr} » à atteindre pour conclure ou non, à la présence de défaut et la validité (fiabilité) du résultat obtenu (figure 2-26). La valeur de cet indice est obtenue par une procédure de pré-calibration effectuée sur des échantillons intégrant un panel de défauts, pour une durée de test et une caméra de sensibilité données.

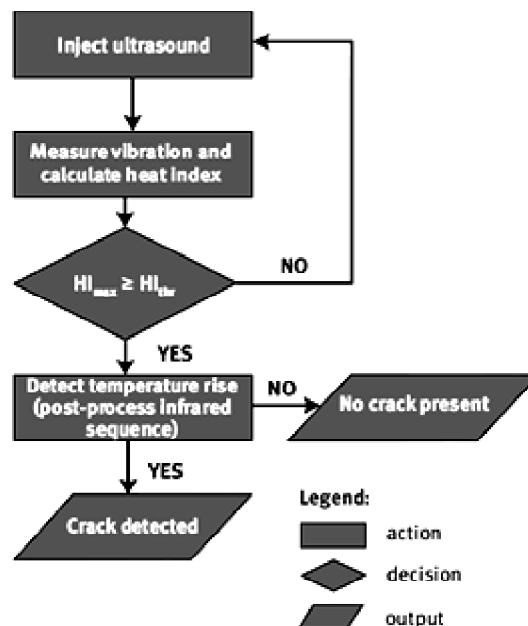


Figure 2-26 : Schéma décisionnel de validation de test par calcul d'indice d'échauffement (HI) [63]

La valeur de l'indice d'échauffement mesurée « HI_{max} » au cours d'un test sous monitoring doit être supérieure à la valeur seuil « HI_{thr} », sinon, le test doit être recommencé en changeant éventuellement les conditions expérimentales comme la force statique de couplage par exemple.

2.3.3 Méthode alternative d'excitation sans chaos acoustique

La nouvelle approche utilisée dans cette thèse consiste en l'élimination du chaos acoustique par collage direct du spécimen sur la tête d'un shaker piézoélectrique. Le collage permet un lien rigide entre l'excitateur et la pièce. Les appuis ne sont plus nécessaires, sauf pour une pièce massive, qui peut simplement reposer sur quelques pastilles en Teflon[®] par exemple (isolation vibratoire).

Un shaker piézo présente l'avantage de pouvoir contrôler le signal vibratoire dans une large bande de fréquence. Deux shakers de type Wilcoxon[®] F7 (500Hz-20kHz) et F7-1 (1-80kHz) sont utilisés pour cette étude.

L'excitateur produit la force dynamique s'exerçant sur une masse réactive (figure 2-27). Ce composant mécanique relativement lourd est amené à osciller par le signal de commande d'un amplificateur de puissance. La force de réaction est appliquée à l'échantillon mis en contact avec la tête du dispositif.

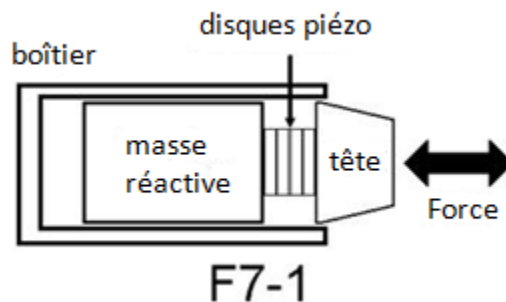


Figure 2-27 : Schéma de principe d'un shaker piézoélectrique (Wilcoxon[®])

Le shaker piézo utilise des disques de céramique (éléments PZT empilés, Plomb-Zirconium-Titane) qui changent d'épaisseur proportionnellement au voltage appliqué. Ces disques sont pris en sandwich entre la masse réactive et la tête plus légère qui s'attache au spécimen.

Bien que le déplacement soit très petit aux fréquences d'utilisation, l'emploi de plusieurs disques et de tensions de commande élevées (800 Vrms) peut produire des forces dynamiques importantes. Le pilotage du shaker requiert un réseau d'adaptation d'impédance à la sortie de l'amplificateur.

Le shaker de modèle F7 possède, en outre, un capteur de force et un accéléromètre situés dans la tête de celui-ci.

La photo suivante (figure 2-28) illustre un exemple de montage de banc de test vibrothermographique utilisé pour les applications expérimentales menées au chapitre 5.

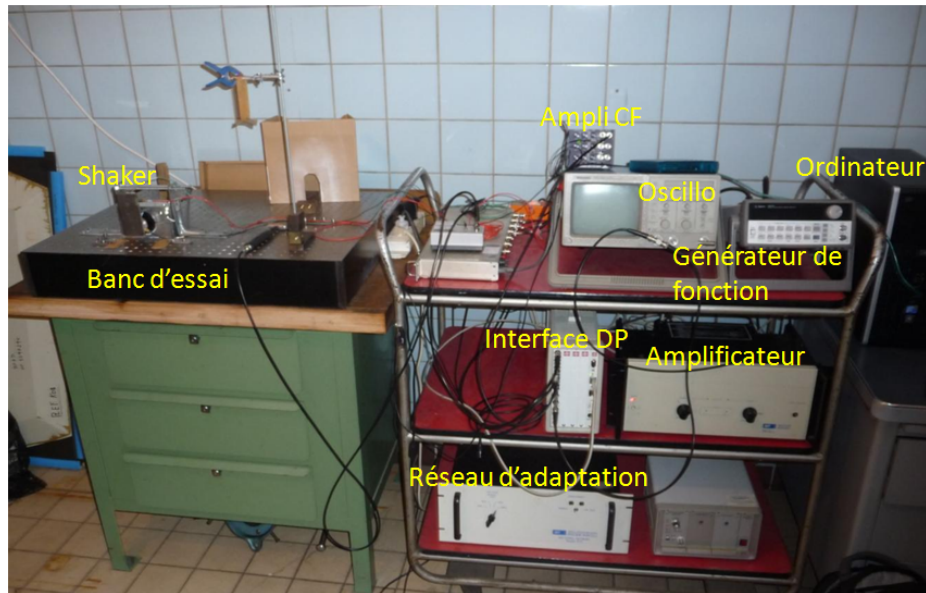


Figure 2-28 : Banc et installation de test vibrothermographique

Deux configurations de montage sont présentées schématiquement ci-après.

Dans la première (figure 2-29), un ordinateur est connecté à une interface Data Physics® (ou DP). Celle-ci envoie le signal vibratoire à l'amplificateur de puissance relié au réseau d'adaptation qui alimente l'élément piézoélectrique du shaker. En outre, l'interface DP réalise l'acquisition de signaux du capteur de force et d'éventuels accéléromètres (dont celui situé dans la tête du shaker) pour les calculs de fonction de réponse en fréquence (FRF). Un logiciel de type Signalcalc730® permet de traiter les signaux envoyés et reçus par le DP.

L'interface DP déclenche, en même temps que le shaker, un générateur de fonctions (GF) connecté au trigger de la caméra thermique pour le réglage du taux d'acquisition. La caméra Xenics® Gobi-384 est elle-même reliée à l'ordinateur ou un PC portable. Les images sont traitées par un logiciel commercial Xeneth® et peuvent être exportées dans Matlab® pour d'autres traitements spécifiques (par exemple sous IR-view®).

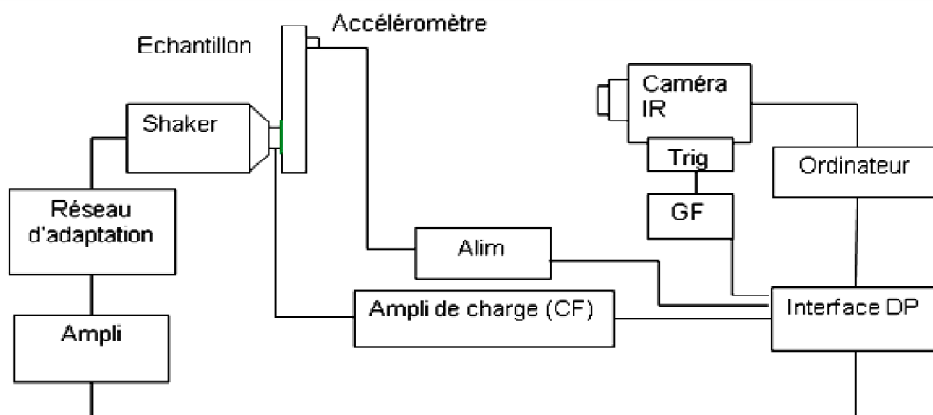


Figure 2-29 : Schéma d'installation vibrothermographique (VT) avec shaker de type Wilcoxon® F7

Dans l'exemple suivant de configuration utilisé en vibrothermographie lock-in (figure 2-30), on utilise un générateur de pulses carrés pour déclencher simultanément les triggers de deux générateurs de fonction (GF). Le premier fournit un signal sinusoïdal basse fréquence (signal modulant) qui module la fréquence porteuse d'un autre générateur placé en série. Ce dernier est relié à l'amplificateur de puissance connecté au réseau d'adaptation alimentant l'élément piézoélectrique. Le second déclenche le générateur de fonction qui active le trigger de la caméra au taux d'acquisition choisi.

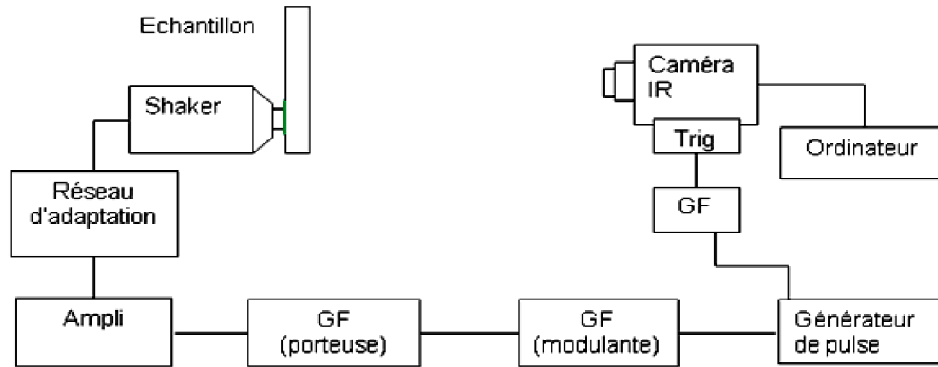


Figure 2-30 : Schéma d'installation vibrothermographique (LT) avec shaker de type Wilcoxon® F7-1

Le collage du spécimen est réalisé au moyen d'une colle cyanoacrylate à haute résilience. C'est un adhésif renforcé élastomère dont la flexibilité et la tenue au pelage sont augmentées, améliorant la résistance aux chocs. Son utilisation est prévue pour mieux supporter les différences de température importantes et les vibrations répétées.

Elle permet le collage d'une grande variété de métaux, de plastiques, de matériaux élastomériques et stratifiés therm durcissables, à l'exception des mousses. Le décollement et le nettoyage du spécimen peuvent être réalisés en utilisant un peu d'acétone.

Les photos ci-dessous illustrent deux cas de montage, l'un réalisé par collage d'une plaque CFRP directement sur la tête du shaker (figure 2-31a), et l'autre par serrage de la plaque CFRP contre la tête au moyen d'un serre-joint, donc sans contrôle de la force statique appliquée (figure 2-31b).

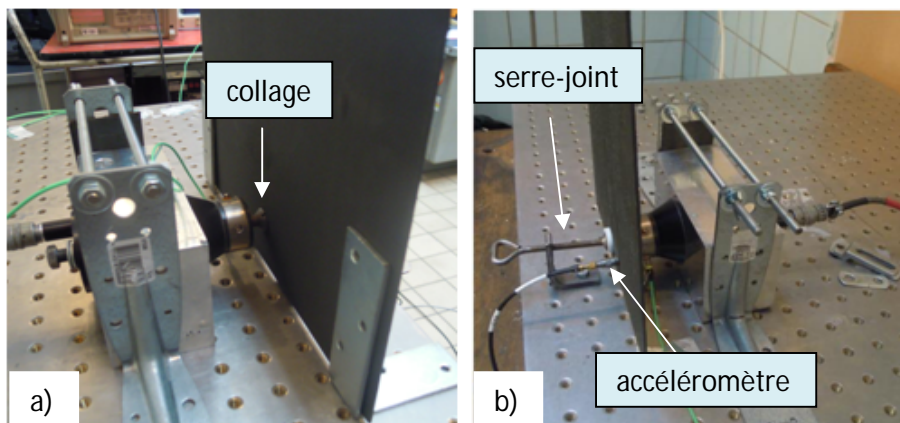


Figure 2-31 : Test vibrothermographique avec couplage par a) plaque CFRP collée b) plaque CFRP appuyée

Les résultats ci-dessous (figure 2-32) montrent, pour ces deux cas, la réponse fréquentielle (accélération en « g ») d'un accéléromètre collé sur la plaque pour une excitation sinusoïdale à 10 kHz. A la figure (2-32a), cas de la plaque collée, on observe un seul pic à 10 kHz. La figure (2-32b), montre pour la plaque sous chargement statique, l'apparition de raies également espacées autour des fréquences de 10, 20 et 30 kHz, en accord avec la théorie exposée au paragraphe §2.3.2.

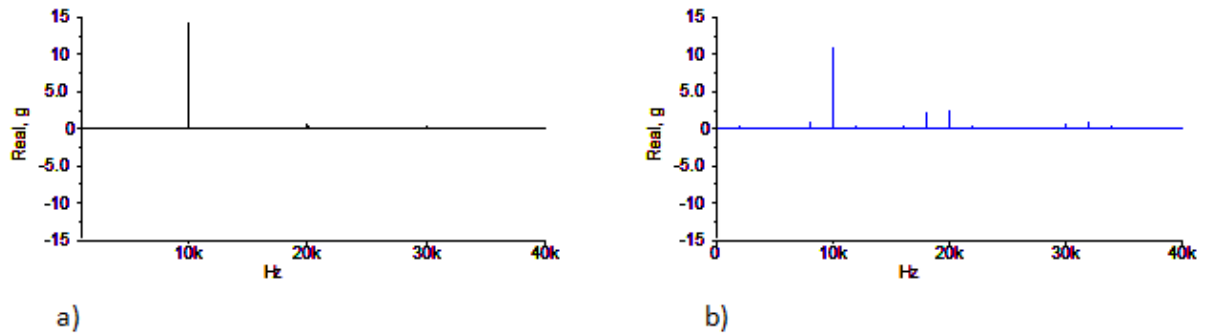


Figure 2-32 : Réponses de l'accéléromètre en 'g' pour a) plaque collée b) plaque appuyée

Cette comparaison expérimentale confirme bien la disparition du chaos acoustique pour le couplage collé.

2.4 Mécanismes de génération de chaleur en vibrothermographie

Il existe plusieurs mécanismes physiques pouvant expliquer la génération de chaleur en vibrothermographie. On distingue principalement la dissipation par frottement, la dissipation viscoélastique et la dissipation plastique.

2.4.1 Dissipation par frottement

Lorsque les ondes mécaniques transmises par un exciteur rencontrent une discontinuité, elles peuvent entraîner un déplacement relatif des faces ou bords d'un défaut. L'énergie mécanique due au contact par frottement est transformée en énergie thermique par amortissement de Coulomb, et le défaut se comporte comme une source interne de chaleur.

Généralement, la quantité de chaleur générée par frottement au niveau d'une discontinuité interne comme un délaminage est difficile à déterminer, car il est ardu de connaître la réponse vibratoire localement et les caractéristiques de la microstructure de la matière à l'endroit du défaut.

Le frottement dépend des propriétés des surfaces en contact comme la rugosité de surface, la température, la force normale « F_n » et la vitesse relative des surfaces « v » [49].

Les irrégularités de bords en vis-à-vis produisent des zones de points de contact où se déroulent les interactions.

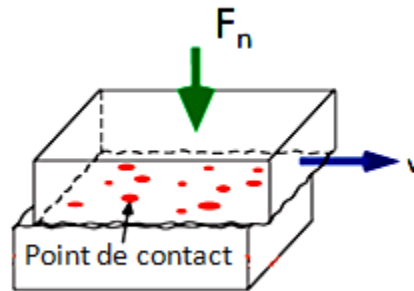


Figure 2-33 : Zone de frottement entre 2 faces d'un délaminage

La force tangentielle d'amortissement ou force de friction, agit dans le sens opposé à la vitesse (figure 2-34a).

L'effet résultant du frottement des aspérités de surface au niveau des points de contact provoque un échauffement interne localisé.

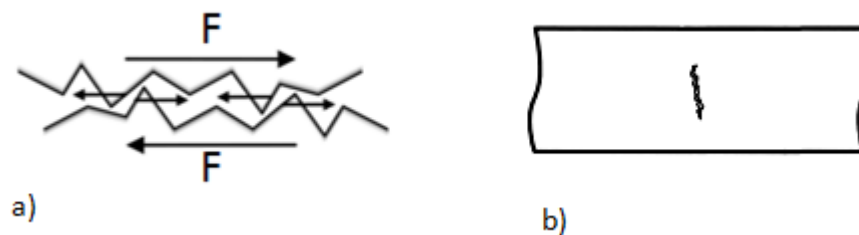


Figure 2-34 : a) Force tangentielle entre aspérités b) Crique verticale (perpendiculaire à la surface)

Par ce mécanisme, l'échauffement d'une fissure verticale (figure 2-34b), perpendiculaire à la surface d'observation reste détectable en vibrothermographie, alors qu'il s'agit d'un cas très difficile pour la plupart des méthodes de contrôle non-destructif conventionnelles.

Dans un laminé, le délaminage est souvent issu d'un processus de coalescence par fissuration matricielle transverse [6]. La détection d'une microfissure interne verticale, précurseur d'un délaminage, peut donc être de grande importance.

Un 'frottement' intervient lorsque deux surfaces en contact sont mises en mouvement l'une par rapport à l'autre, produisant une force qui s'oppose au mouvement.

En première approximation, lorsque deux solides glissent l'un contre l'autre, la force tangentielle « F_t » est indépendante de la vitesse de glissement « v » et déterminée par la loi de Coulomb.

$$F_t = \mu F_n \quad (2.17)$$

« μ » désigne le coefficient de frottement (adimensionnel), et « F_n » la force normale en [N].

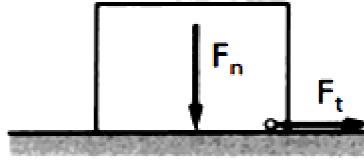


Figure 2-35 : Forces normale F_n et tangentielle F_t caractéristiques du frottement

Le rapport entre la force tangentielle « F_t » et la force normale « F_n » est le coefficient de frottement. Le coefficient de frottement statique « μ_s » est généralement un peu plus élevé que le coefficient de frottement dynamique « μ_d » caractérisant le mouvement relatif.

L.J. Pieczonka & al. utilisent un modèle numérique pour simuler l'échauffement obtenu en vibrothermographie à partir d'un coefficient de frottement faisant la transition progressive entre les coefficients de frottement statique et dynamique [69]:

$$\mu = \mu_d + (\mu_s - \mu_d)e^{-C \cdot |v|} \quad (2.18)$$

où « C » est une constante et « v » la vitesse de glissement relative des surfaces en contact.

La puissance dissipée par frottement est donnée par le produit de la force tangentielle et de la vitesse de glissement. La puissance calorifique s'obtient par la loi de Coulomb [49]:

$$\dot{Q} = \mu F_n v \quad (2.19)$$

Plus précisément, la puissance totale est la somme des puissances élémentaires émises par chaque aspérité 'i', de vitesse relative « v_i » soumise à une force normale « $F_{n,i}$ ». De façon plus générale, l'équation s'écrit :

$$\dot{Q} = \sum_i \mu_i F_{n,i} |v_i| u(F_{n,i}) \quad (2.20)$$

$F_{n,i} = F_{n,i}^s + F_{n,i}^d$: somme des forces normales statique et dynamique au niveau de l'aspérité 'i'

μ_i : coefficient de frottement au niveau de l'aspérité 'i'

$u(F_{n,i})$: fonction échelon unitaire (=1 pour $F_{n,i} \geq 0$ et =0 pour $F_{n,i} < 0$)

S. Holland et al. [34] ont en outre émis l'hypothèse que l'échauffement pourrait être dû, en grande partie, à l'énergie de cisaillement causée par le glissement local des aspérités (figure 2-36).

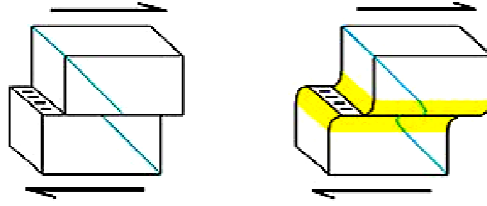


Figure 2-36 : Cisaillement causé par le glissement local des aspérités

La loi de Coulomb implique donc un changement instantané du signe de la force de frottement lorsque la vitesse s'annule.

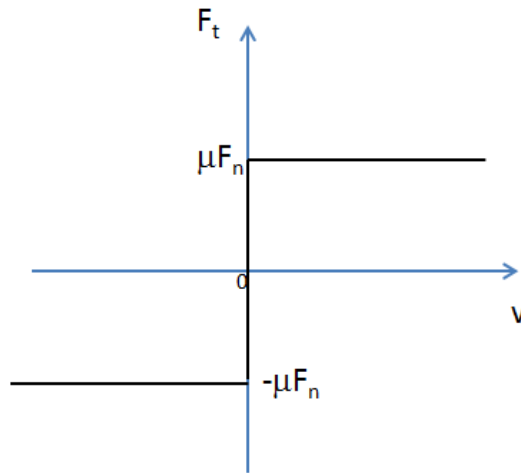


Figure 2-37 : Illustration de la loi de Coulomb pour une oscillation

Pour une sollicitation sinusoïdale, le graphique de la force tangentielle en fonction du déplacement prend donc la forme simple d'un rectangle.

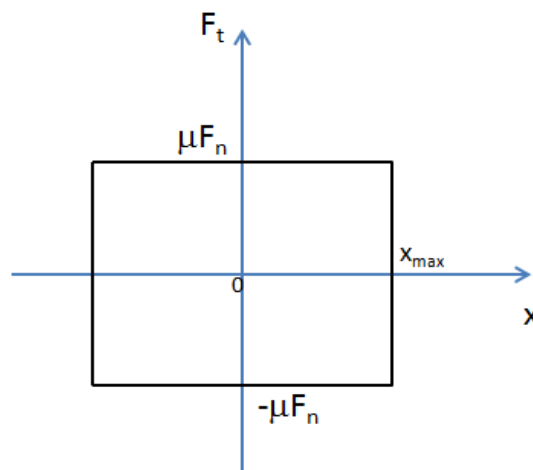


Figure 2-38 : Force tangentielle en fonction du déplacement sur un cycle

L'énergie dissipée par cycle se calcule aisément. En notant « x_{\max} », l'amplitude des oscillations de glissement, on a :

$$E_{\text{diss. par cycle}} = 4\mu F_n x_{\max} \quad (2.21)$$

La puissance moyenne dissipée s'obtient en multipliant l'énergie par la fréquence d'excitation :

$$\langle \dot{Q} \rangle = 4f\mu F_n x_{\max} \quad (2.22)$$

Comme précédemment, la formule peut être développée en une somme pour tenir compte de la contribution de chaque aspérité individuellement.

Il est intéressant de noter que la puissance thermique est directement proportionnelle à la fréquence d'excitation.

En vibrothermographie, la génération de chaleur par mécanisme de friction intervient aussi bien dans les matériaux métalliques que non-métalliques. Mabrouki et al. ont mis en évidence, grâce à un modèle numérique, le rôle joué par la friction dans l'échauffement de microfissures de 0.1mm de long dans un échantillon en acier [49].

Dans le cas de laminés époxy, ce phénomène est responsable, au moins en partie, des échauffements observés sur des délaminages ou des fissures matricielles [80].

2.4.2 Dissipation viscoélastique

Les matériaux viscoélastiques, comme les polymères de type résine époxy par exemple, sont largement utilisés dans les composites pour former une nouvelle structure suffisamment rigide et amortie [88].

Ce type de matériau est caractérisé par un comportement situé entre celui d'un matériau purement élastique et d'un matériau purement visqueux.

Il en résulte, pour une sollicitation sinusoïdale, un déphasage angulaire « δ » entre les contraintes et les déformations, appelé angle de perte, compris entre 0° et 90° [47].

Pour un échantillon soumis à une sollicitation cyclique sinusoïdale de contrainte « σ » (figure 2-39), on peut écrire :

$$\sigma = \sigma_0 \sin(\omega t) \quad (2.23)$$

La déformation transmise avec un retard δ (déphasage) se note :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(\omega t - \delta) \quad (2.24)$$

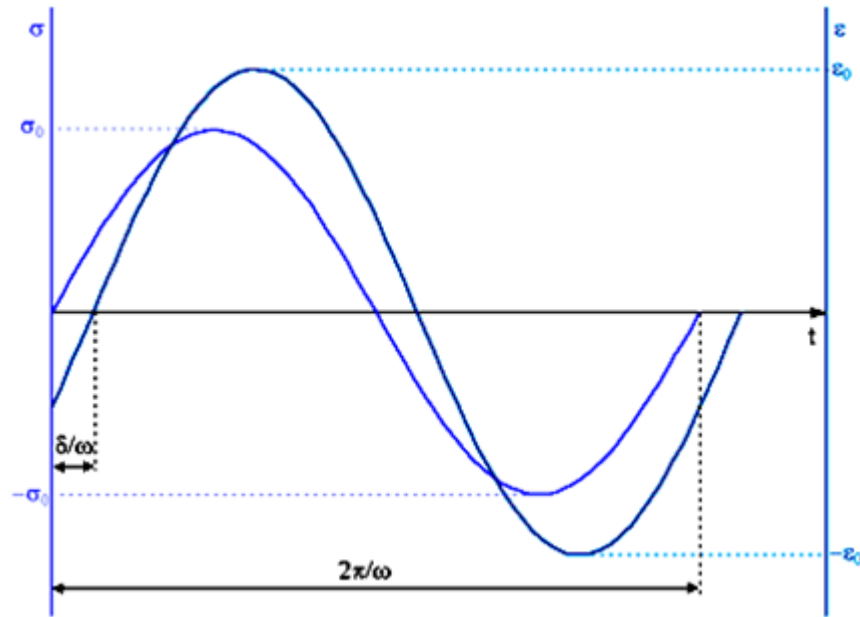


Figure 2-39 : Retard de la déformation sur la contrainte d'un matériau viscoélastique

La relation contrainte-déformation d'un matériau viscoélastique peut s'exprimer plus commodément en définissant la contrainte et la déformation sous forme complexe:

$$\sigma^* = \sigma_0 e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad \varepsilon^* = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \delta)} \quad (2.25)$$

Le module élastique complexe E^* est défini par :

$$E^* = \frac{\sigma^*}{\varepsilon^*} = \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right) e^{i\delta} = \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right) (\cos\delta + i\sin\delta) \quad (2.26)$$

On distingue :

$$E' = \frac{\sigma_0 \cos\delta}{\varepsilon_0} \quad : \text{ module élastique} \quad (2.27)$$

$$E'' = \frac{\sigma_0 \sin\delta}{\varepsilon_0} \quad : \text{ module visqueux} \quad (2.28)$$

« E' » aussi appelé module de stockage, traduit le comportement élastique conservatif du matériau (réponse en phase avec l'excitation). Il mesure l'énergie emmagasinée et restituée au cours d'un cycle.

« E'' » appelé module de perte, caractérise le comportement visqueux (réponse en quadrature de phase avec l'excitation). Il mesure l'énergie dissipée en chaleur durant le cycle.

Le facteur de perte est défini comme le rapport entre le module visqueux et le module élastique, et représente la fraction d'énergie dissipée durant la déformation dynamique. Il mesure l'amortissement intrinsèque du matériau viscoélastique.

$$\eta = \operatorname{tg}\delta = \frac{E''}{E'} \quad (2.29)$$

Le module complexe prend donc la forme :

$$E^* = E' + iE'' = E'(1 + i\eta) \quad (2.30)$$

Il peut être représenté dans le plan complexe, son argument est le déphasage « δ ».

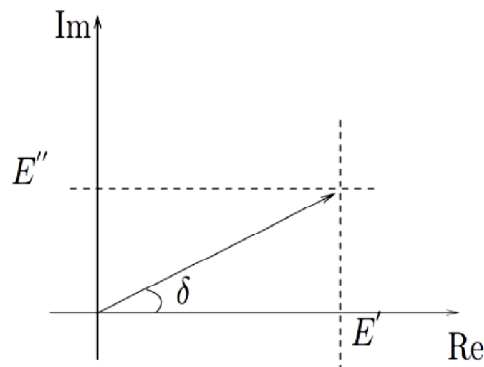


Figure 2-40 : Module élastique complexe et déphasage angulaire

Les relations (2.23) et (2.24) sont les équations paramétriques d'une ellipse dans le plan (σ - ε). La forme de l'ellipse change avec l'évolution du facteur de perte, fonction de la fréquence et de la température [88].

L'énergie dissipée en chaleur au cours d'un cycle d'hystérésis est liée aux propriétés d'amortissement hystérétique du matériau viscoélastique.

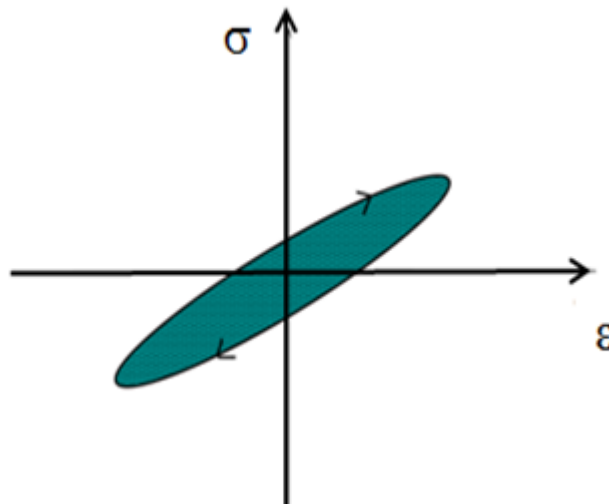


Figure 2-41 : Hystérésis viscoélastique dans le diagramme contrainte-déformation

Elle correspond à l'aire de l'ellipse, soit :

$$E_{\text{diss.par cycle}} = \oint \sigma d\varepsilon = \pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \delta \quad (2.31)$$

En outre, selon l'équation (2.27), on a : $\sigma_0 = \frac{E' \varepsilon_0}{\cos \delta}$

Et en remplaçant dans l'équation (2.31) et avec (2.29), il vient :

$$E_{\text{diss.par cycle}} = \pi E' \varepsilon_0^2 \eta \quad (2.32)$$

Par ailleurs, l'énergie potentielle élastique maximale égale (comportement élastique linéaire):

$$E_{p,\text{max}} = E' \frac{\varepsilon_0^2}{2} \quad (2.33)$$

D'après les équations (2.32) et (2.33), le coefficient de perte « η » (qui traduit l'effet amortisseur) vaut le rapport de l'énergie dissipée au cours d'un cycle à l'énergie potentielle maximum multipliée par 2π .

$$\eta = \frac{E_{\text{diss.par cycle}}}{2\pi E_{p,\text{max}}} \quad (2.34)$$

A l'instar du module élastique complexe, on peut aussi définir une viscosité complexe par [18]:

$$\mu^* = \mu' - i\mu'' = \frac{\sigma^*}{\dot{\varepsilon}^*} \quad (2.35)$$

avec, selon (2.25), $\dot{\varepsilon}^* = i\omega\varepsilon^*$ (vitesse de déformation complexe)

A partir de l'expression du module complexe (2.26), on en déduit :

$$E' = \omega\mu'' \quad \text{et} \quad E'' = \omega\mu' \quad (2.36)$$

Et le facteur de perte s'écrit :

$$\eta = \text{tg} \delta = \frac{E''}{E'} = \frac{\mu'}{\mu''} \quad (2.37)$$

En remplaçant E' et η dans l'équation (2.32), on obtient :

$$E_{\text{diss.par cycle}} = \pi \omega \mu' \varepsilon_0^2 \quad (2.38)$$

μ' : partie réelle de la viscosité

ε_0 : amplitude de la déformation sinusoïdale (figure 2-39)

Le terme imaginaire de la viscosité est absent puisque la composante élastique ne consomme ou ne fournit globalement aucune énergie.

La puissance de dissipation moyenne s'obtient en divisant l'énergie dissipée par la période $2\pi/\omega$:

$$\langle \dot{Q} \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0^2 \omega^2 \mu' \quad (2.39)$$

Un raisonnement analogue peut être effectué pour une déformation de cisaillement en définissant un module de cisaillement complexe G^* .

La puissance dissipée augmente donc directement avec le carré de l'amplitude de la déformation et le carré de la fréquence ($\omega=2\pi f$). En comparaison, la puissance générée par friction (équation 2.22) n'est que directement proportionnelle à la fréquence. En conséquence, en vibrothermographie, pour un matériau viscoélastique à base de polymère comme un laminé époxy, la dissipation d'origine viscoélastique doit prendre relativement plus d'importance que la dissipation par friction avec la fréquence.

En outre, à la fréquence de résonance locale d'un délaminage inter-plis de laminé, les contraintes et déformations dynamiques sont plus importantes dans cette zone et peuvent provoquer des échauffements plus élevés par effet d'hystérésis viscoélastique, détectables avec une caméra thermique. Ce phénomène est étudié au chapitre 3.

Enfin, il faut noter que l'échauffement d'origine viscoélastique est négligeable dans la plupart des métaux [84].

2.4.3 Dissipation plastique

Le travail viscoélastique dont il est question au paragraphe précédent représente l'énergie mécanique due à tous les phénomènes dissipatifs réversibles d'un point de vue mécanique, c'est-à-dire sans déformation plastique macroscopique résiduelle.

Le travail plastique par cycle correspond au travail mécanique dû à la plasticité macroscopique au cours du cycle (irréversibilité mécanique de la déformation).

Pour un matériau purement élastique, la boucle d'hystérésis est fermée et son aire est nulle, il n'y a pas de dissipation d'énergie (figure 2-42a).

Avec un matériau visco-élastique, la déformation est réversible d'un point de vue mécanique et la boucle d'hystérésis est fermée (figure 2-42b). Il y a dissipation de l'énergie en chaleur.

Enfin, un matériau élasto-plastique de type parfaitement plastique est déformé plastiquement à partir d'une certaine contrainte. La boucle d'hystérésis reste ouverte en fin de cycle. De l'énergie est dissipée (surface grise, figure 2-42c) et stockée lors de la plastification (déformation plastique résiduelle).

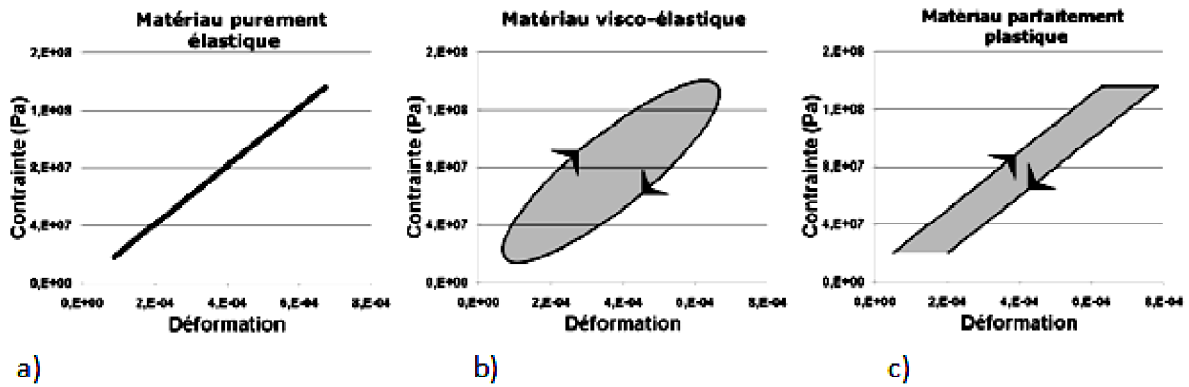


Figure 2-42 : Exemples d'hystérésis de matériaux a) élastique b) visco-élastique c) parfaitement plastique [16]

Le modèle élasto-plastique parfait est surtout utilisé du point de vue académique pour simplifier la résolution analytique des problèmes posés.

De manière générale, un matériau ductile élasto-plastique (comme un matériau métallique) soumis à une déformation plastique, subit un écrouissage correspondant à la formation, la multiplication et le déplacement de dislocations non réversibles.

La quantité d'énergie mise en jeu au cours d'un essai de traction, avec dépassement de la limite d'élasticité « σ_Y », est visualisable sur la courbe de chargement du matériau [32].

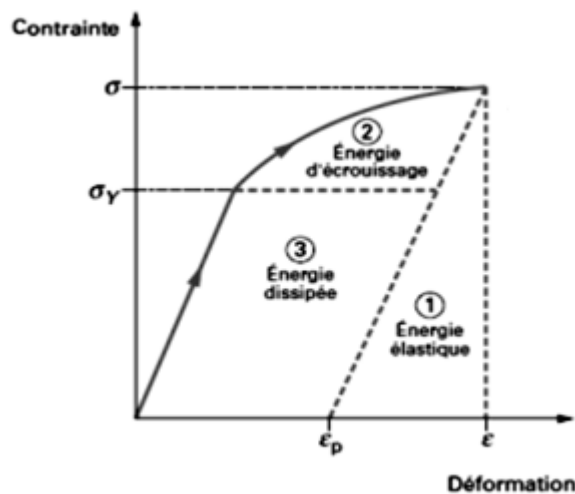


Figure 2-43 : Courbe contrainte-déformation d'un matériau élasto-plastique et énergies mises en jeu [74]

Lors de la relaxation, on récupère seulement l'énergie élastique restituée au déchargement par effet thermoélastique. Il reste, d'une part, l'énergie d'écrouissage liée au durcissement et stockée dans le matériau sous forme d'énergie potentielle d'interaction irréversible, et d'autre part, l'énergie dissipée sous la forme de chaleur. Il en résulte que seule une partie de l'énergie perdue après déchargement est transformée en énergie thermique.

Dans le cas de sollicitations alternées, on constate une évolution de la réponse mécanique au fil des cycles. Trois cas peuvent se présenter lorsque la sollicitation engendre de la plasticité (figure 2-44).

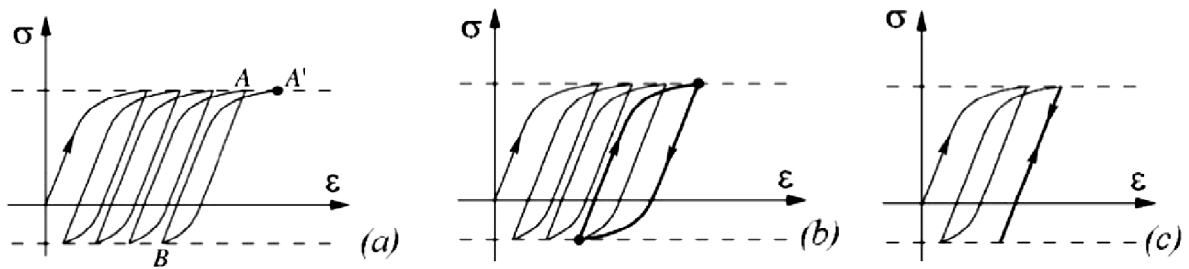


Figure 2-44 : Hystérésis par a) déformation progressive b) accommodation c) adaptation

Le premier correspond à une accumulation progressive de la déformation résiduelle après chaque cycle, menant rapidement à la rupture du matériau (figure 2-44a). Le second, pour un chargement plus modéré, conduit à une stabilisation du cycle d'hystérésis (phénomène d'accommodation, figure 2-44b). Enfin, si le cycle stabilisé est totalement élastique, on parle d'adaptation (figure 2-44c).

Des cas particuliers peuvent se présenter. Un écrouissage cinématique est caractérisé par la stabilisation du cycle dès la fin du premier cycle. Pour un écrouissage isotrope, il y a augmentation de la limite élastique après chaque cycle, ce qui provoque une dilatation du domaine d'hystérésis [65].

Quelle que soit l'évolution plastique, l'effet thermoplastique est prépondérant aux endroits de concentration de contraintes au niveau des discontinuités dans la matière.

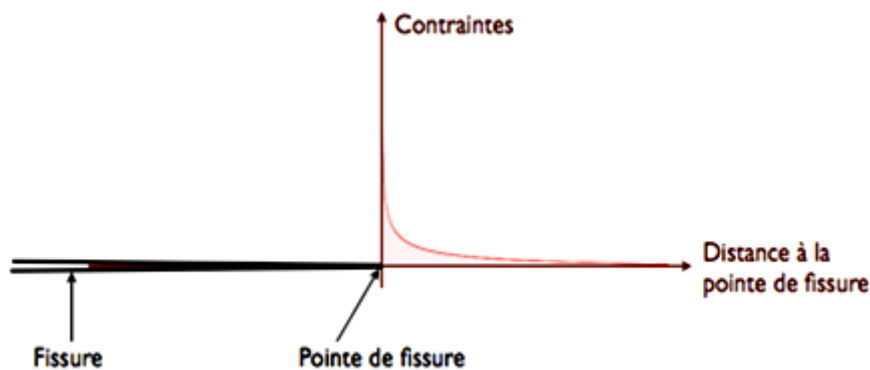


Figure 2-45 : Phénomène de concentration de contrainte en pointe de fissure

Une fissure peut donc générer de la chaleur dans la zone de plasticité qui s'étend au-delà de la pointe de celle-ci.

En vibrothermographie, la génération de chaleur par déformation plastique est essentiellement reportée pour les tests de matériaux métalliques et attribuée aux interactions dans le domaine élasto-plastique d'une fissure [7],[80].

Les contraintes dynamiques utilisées dans la plupart des expérimentations doivent être suffisamment petites pour éviter de provoquer un dommage supplémentaire au spécimen, comme la propagation d'une fissure [13].

2.4.4 Conclusions

L'échauffement produit en vibrothermographie par une discontinuité dans un matériau peut être le résultat de l'action simultanée de plusieurs sources de dissipation mécanique d'origine différente. Actuellement, il subsiste toujours un manque de compréhension et un doute concernant l'importance relative des causes physiques responsables des échauffements observés en vibrothermographie pour certains matériaux [13],[35],[57],[58],[59].

Des études récentes ont montré qu'un échauffement local dans un matériau métallique incluant une fissure, est essentiellement généré par le frottement des bords de celle-ci et la déformation plastique locale [13],[49]. La génération de chaleur par friction est limitée à l'étendue de la fissure, alors que la dissipation plastique s'étend au-delà. Certains auteurs font cependant l'hypothèse que l'échauffement d'une fissure est entièrement dû à la dissipation plastique dans la zone élastoplastique de celle-ci [7],[50],[80].

L'échauffement par dissipation viscoélastique est négligeable dans la plupart des métaux, mais peut par contre, être une source de chaleur importante pour les matériaux à base de polymère [48]. Ce mécanisme d'échauffement ne requiert pas, a priori, de contact entre les bords d'un défaut. Cette discontinuité dans la matière crée localement une zone de plus forte contrainte et de déformation sous la stimulation vibratoire. L'amplitude des oscillations passant par un maximum à la résonance, des fréquences d'excitation coïncidant avec les fréquences de résonance de la pièce testée [59], ou mieux, les résonances locales du défaut lui-même, sont donc a priori favorables pour 'activer' ce mécanisme de dissipation [17],[87].

A cette fin, le chapitre suivant est consacré à la mise en évidence de résonances locales sur un laminé CFRP, et l'établissement d'un lien avec les pics d'échauffement vibrothermographiques observés à ces fréquences.

3 Délaminage et résonance locale en vibrothermographie

3.1 Introduction

Il existe de nombreux mécanismes d'endommagement possibles au sein d'une structure composite, en raison de l'anisotropie et de l'hétérogénéité des matériaux constitutifs. En considérant les dommages d'origine mécanique dans les laminés à fibres continues, on distingue deux principaux modes de ruine.

- ruine par rupture de fibres
- ruine par délaminage

De ces deux modes de ruine, le délaminage est le plus dangereux (figure 3-1), car il peut survenir pour des chargements relativement faibles, et la sensibilité à ce type de défaut dépend fortement de la conception et de la fabrication du composite.

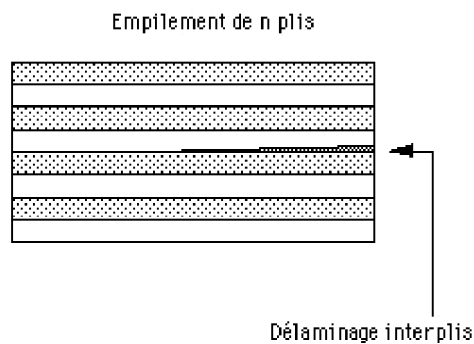


Figure 3-1 : Délaminage inter-plis dans un laminé

Le délaminage inter-plis est lié à une rupture de la matrice par cisaillement. Les dégradations conduisent à la formation d'une délamination qui débute à l'échelle microscopique par coalescence de microfissures matricielles [6],[25],[43],[91].

Ce chapitre vise à prouver l'existence de résonances locales d'une délamination et à montrer le lien avec les résultats obtenus par vibrothermographie. Cette démarche est rendue possible expérimentalement grâce à la nature du couplage linéaire par collage de l'échantillon (§2.3.3). Au paragraphe 3.2, un spectre d'échauffement vibrothermographique est relevé pour une plaque en CFRP sur les deux faces d'un délaminage. Les résultats d'un modèle théorique de la délamination par l'analyse modale numérique (éléments finis) sont exposés au paragraphe 3.3. L'analyse modale expérimentale du délaminage de la plaque est menée au paragraphe 3.4. Enfin, tous ces résultats sont repris et comparés au paragraphe 3.5 afin de mettre en évidence le rôle joué par une résonance locale en vibrothermographie, notamment par le biais de la dissipation viscoélastique.

3.2 Vibrothermographie et spectre d'échauffement

3.2.1 Fabrication d'un laminé CFRP et test vibrothermographique

Une plaque laminée en fibres de carbone (CFRP) de huit plis symétrique $[90/0_3]_s$ contenant des inserts artificiels (délaminages simulés) a été conçue en autoclave pour cette étude (figure 3-2). Les plis sont du type HexPly®_6376C_HTS(12K)_10_35%.

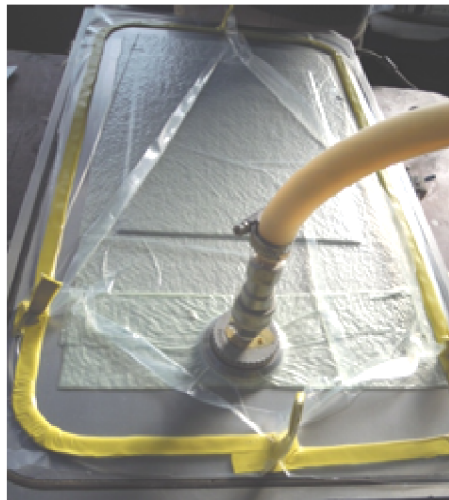


Figure 3-2 : Plaque laminée CFRP, mise en pression à l'autoclave

Six inserts artificiels carrés : A,B,C,D,E,F, (figure 3-3a) ont été introduits dans cette plaque (dimensions 300x200mm) entre le 3^{ème} et le 4^{ème} pli (A : 2 films Teflon® de 25 mm de côté insérés entre 2 tapes Kapton® scellés, B : 2 films Mylar de 25 mm de côté insérés entre 2 tapes Kapton® scellés, C : un film Teflon® de 25 mm de côté, D : un tape Teflon® replié de 25 mm de côté, E : un tape Flash Breaker replié de 23 mm de côté, F : un tape Kapton® replié de 25mm de côté).

Le choix des inserts correspond à divers matériaux usuels rencontrés en construction aéronautique et spatiale. Les défauts A et B sont des 'matelas' emprisonnant deux films carrés de Teflon® ou de Mylar susceptibles de s'échauffer avec le frottement. Bien que la résine ne puisse assurément s'insérer dans le matelas (température de fusion du Kapton® supérieure à la température de cuisson en autoclave), l'inconvénient est que l'épaisseur de ce type de défaut est plus importante. Les inserts artificiels C et D en film et tape Teflon® sont traditionnellement utilisés dans la fabrication de plaques étalons en CND. Les tapes de type Flash Breaker et Kapton® (E et F) ont été testés car ils peuvent présenter un danger réel d'insertion accidentelle lors de maintenances en phase de conception.

La figure 3-3b illustre un exemple de résultat brut (sans traitement d'image) de test vibrothermographique sur cette plaque pour une excitation sinusoïdale pure à 15.5 kHz.

Six zones carrées de 40mm de côté (A,B,C,D,E et F), ont été définies à l'emplacement des défauts sur l'image thermique pour le calcul de la température moyenne d'échauffement des pixels de ces zones (figure 3-3b).

Une zone 'saine' supplémentaire, G, est définie afin de retrancher le faible échauffement global de la plaque de la mesure de l'échauffement du défaut.

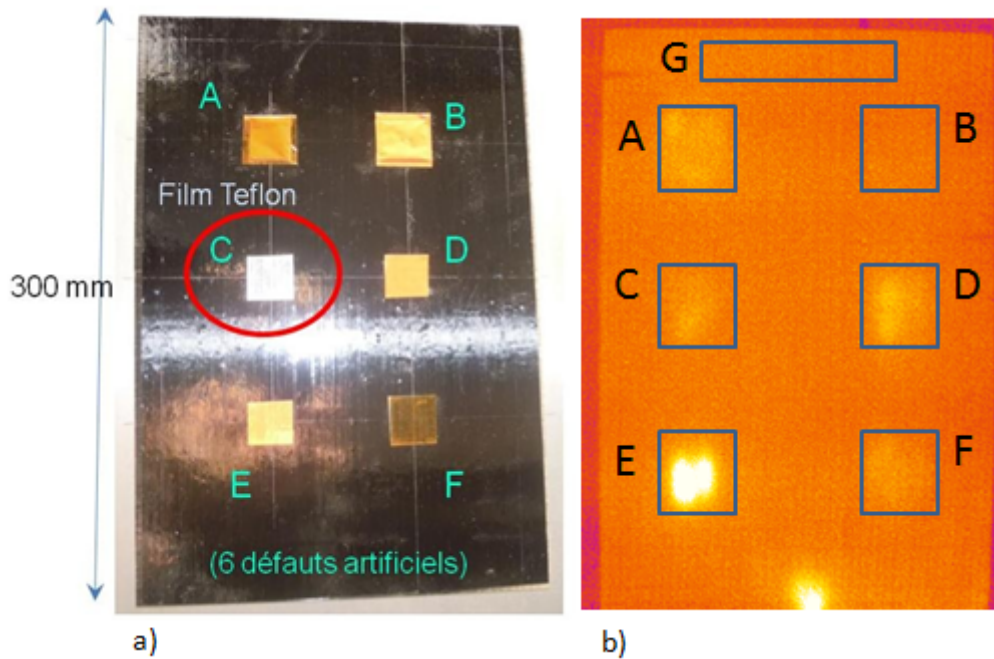


Figure 3-3 : a) Plaque CFRP et inserts artificiels b) Zones de calculs d'échauffements (15.5 kHz)

D'après l'image thermique à la figure 3-3b, quelques constatations peuvent être faites:

- L'échauffement des défauts pour une excitation monofréquentielle n'est pas uniforme, et les contours relevés ne sont pas carrés.
- L'échauffement dépend fortement de la nature de l'insert artificiel (propriétés thermiques et mécaniques différentes). On distingue ici deux cas extrêmes pour la fréquence testée. Le défaut B est pratiquement indétectable alors que le défaut E subit un échauffement relativement plus important que les autres (vitesse d'échauffement de l'ordre de 0.5°C par seconde).
- Il existe parfois un échauffement d'interface entre le spécimen et le shaker (au bas de la plaque).

La recherche du spectre vibrothermographique est menée au paragraphe suivant à partir des résultats de l'insert en film Teflon® (défaut C, figure 3-3a). La raison de ce choix est motivée par les propriétés d'isolation thermique du Teflon®. En effet, dans l'optique de mettre en évidence le rôle joué par la résonance locale dans l'échauffement interne d'origine viscoélastique, il convient de pouvoir mesurer séparément l'échauffement effectif sur chacune des faces du délaminage.

3.2.2 Spectre d'échauffement vibrothermographique

Afin d'établir un spectre d'échauffement vibrothermographique, on réalise une série de mesures d'échauffement à différentes fréquences d'excitation.

Des séquences vidéo de 4 secondes ont été enregistrées selon la technique dite du 'sinus incrémenté' entre 8 et 20 kHz avec un pas de 100 Hz, et la vitesse moyenne d'échauffement sur la zone du défaut a été calculée en °C/sec.

Le spectre d'échauffement obtenu pour l'insert en film Teflon® (défaut C) est représenté à la figure 3-4.

Le Teflon® est couramment employé en thermographie pour la confection de défauts artificiels. En outre, il simule bien une fine lame d'air isolante et possède de bonnes propriétés anti-adhésives et un faible coefficient de frottement, propriétés intéressantes pour vérifier l'hypothèse d'échauffement par hystérésis viscoélastique à la résonance.

Deux spectres d'échauffement (courbes en rouge et bleue, figure 3-4) ont donc été établis pour les deux côtés du délaminage, en déplaçant simplement la caméra infrarouge.

La courbe en bleu représente la vitesse d'échauffement en degré par seconde en observant le délaminage du côté le plus mince créé par la discontinuité (sous-plaque de 3 plis d'épaisseur, voir figure 3-5) et la courbe en rouge, la vitesse d'échauffement relevée du côté opposé (sous-plaque de 5 plis d'épaisseur).

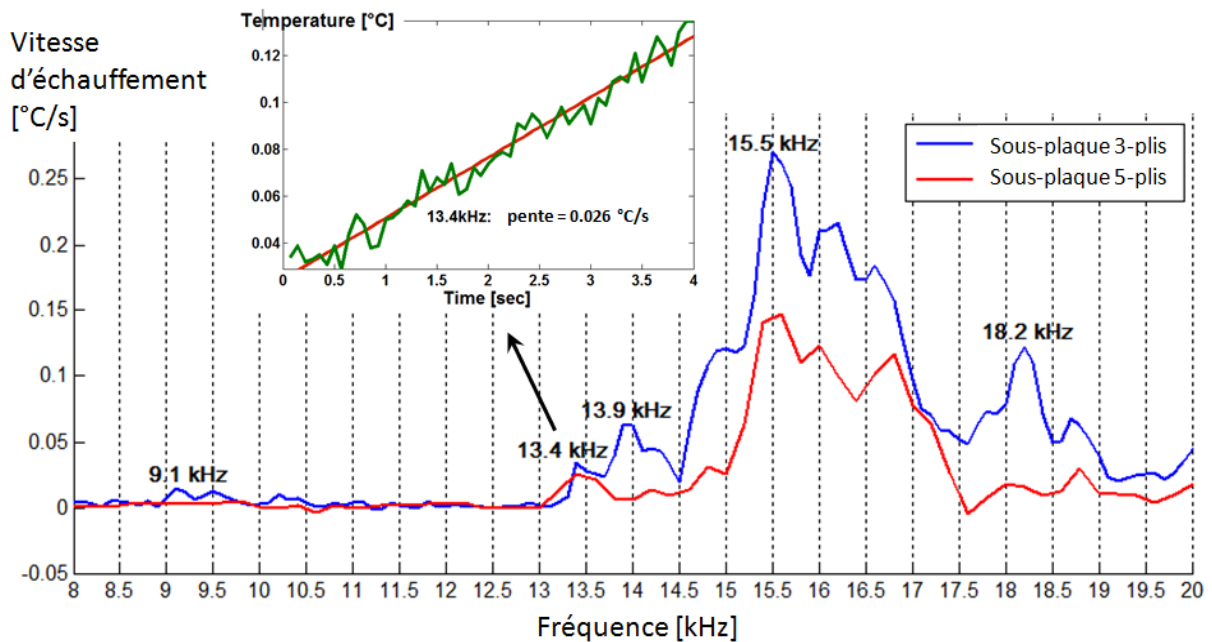


Figure 3-4 : Spectre de vitesse d'échauffement au droit d'un délaminage (relevé des 2 côtés)

Les vitesses sont déterminées par les pentes des droites de régression de la courbe de température en fonction du temps. Un exemple est illustré à la figure 3-4 pour le test sinusoïdal à la fréquence de 13.4 kHz (côté 5 plis) où l'on obtient une vitesse d'échauffement de 0.026°C/s (ou 26 mK/s).

Les résultats montrent que sur la majeure partie du spectre, la courbe bleue se situe au-dessus de la rouge, ce qui peut s'expliquer par la plus faible épaisseur du délaminage de ce côté, le volume de la sous-plaque chauffée étant plus petit.

Quelques pics remarquables peuvent être relevés.

Le premier petit pic d'échauffement est situé vers 9.1 kHz sur la courbe bleue (côté 3 plis) et 13.4 kHz sur la courbe rouge (côté 5 plis).

Le pic le plus élevé se situe à 15.5 kHz avec une vitesse d'échauffement de $\pm 1/4^{\circ}\text{C}$ par seconde du côté 3 plis et environ la moitié du côté 5 plis. On distingue également deux autres pics de plus faible amplitude à droite de ceux-ci, peut-être dus à un dé-triplement de pics. Tous ces pics font partie d'une zone d'échauffement importante et étendue dans l'intervalle de 14.5 à 17.5 kHz. La similitude des deux courbes dans celui-ci (de même que pour le pic à 13.4 kHz) est caractéristique d'une interaction entre les deux côtés du délaminage (frottement).

Enfin, on remarque que certains pics d'échauffement n'apparaissent que d'un seul côté, comme ceux à 9.1, 13.9 ou 18.2 kHz (courbe bleue). Cela pourrait s'expliquer par le fait qu'une des deux sous-plaques entre en résonance et s'échauffe principalement par dissipation viscoélastique.

3.3 Analyse modale numérique sur un délaminage

3.3.1 Modèle de résonance locale pour une sous-plaque encastrée (FEM1)

Dans un laminé, une délamination peut être modélisée, en première approximation, comme deux plaques séparées de faibles dimensions, libres de vibrer sans contact, et d'entrer en résonance indépendamment l'une de l'autre. Ces petites plaques ou 'sous-plaques' (figure 3-5) sont, en première hypothèse, considérées comme encastrées sur leur périmètre. Cette idée fut proposée par les Américains Lin et Henneke en 1990 [48].

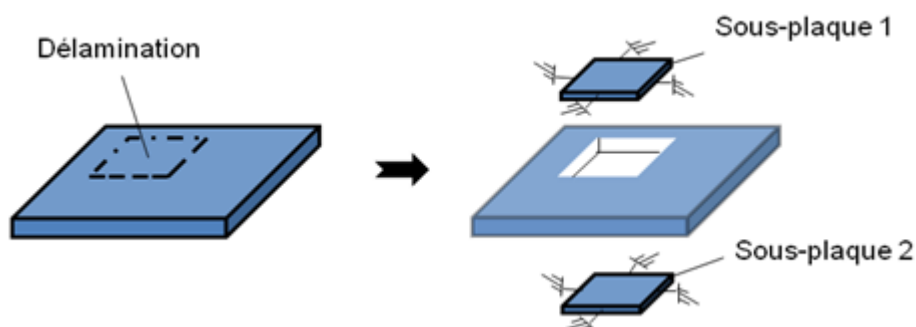


Figure 3-5 : Modélisation d'une délamination par 2 sous-plaques laminées encastrées

Il faut remarquer que, dans l'hypothèse évoquée ci-dessus, on évite la prise en compte, complexe, des conditions limites de type "continuité cinématique" sur les bords du défaut, et des non-linéarités de contact au niveau de l'interface du délaminage.

L'analyse modale par éléments finis sous Samcef® a été menée pour une plaque laminée carrée encastrée de 25 mm côté, avec les propriétés matérielles du composite carbone "HexPly®_6376C_HTS(12K)_10_35%" résumées au tableau 3-1. Le délaminage est situé entre les plis n°3 et 4 du laminé symétrique à 8 couches de type $[90/0_3]_s$.

Etant donné la faible épaisseur relative des sous-plaques constitutives du délaminage, des éléments de coques composites ont été choisis pour le modèle.

Table 3-1 : Propriétés matérielles du pli CFRP (Heply®_6376C)

CFRP (pli orthotrope)	Indice 1: axe de fibres	2,3: axes transverses
Module de Young	$E_1 = 140 \text{ GPa}$,	$E_2 = E_3 = 9.2 \text{ GPa}$
Coefficient de Poisson	$\nu_{12} = \nu_{13} = 0.335$	$\nu_{23} = 0.38$
Module de cisaillement	$G_{12} = G_{13} = 4.4 \text{ GPa}$	$G_{23} = 3.3 \text{ GPa}$
Masse volumique	$\rho = 1580 \text{ kg/m}^3$	
Epaisseur de pli	$t = 0.268 \text{ mm}$	

Les vues en plan des premières déformées modales jusqu'à 27 kHz (courbes 2-D d'iso-déplacement), pour la sous-plaque de 3 plis $[90/0_2]$ et de celles de 5 plis $[90/0_4]$ sont reprises ci dessous.

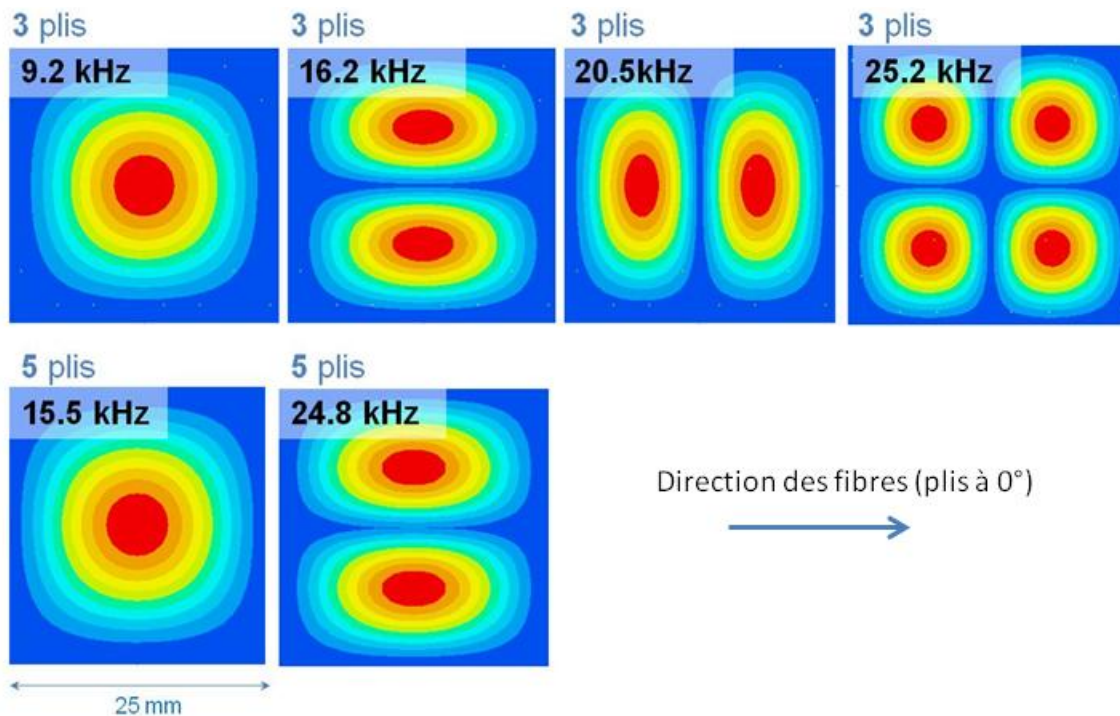


Figure 3-6 : Résonances locales des sous-plaques (CFRP) d'un délaminage carré de 25 mm (FEM1)

La sous-plaque la plus mince possède un mode fondamental à 9.2 kHz, un mode à deux ventres à 16.2 kHz, le deuxième mode à 2 ventres pour 20.5 kHz, et enfin, un mode à 4 ventres pour 25.2 kHz. Etant donné l'anisotropie du CFRP, il n'y a pas de mode double (fréquences confondues pour 2 modes).

La sous-plaque plus épaisse a une fréquence fondamentale à 15.5 kHz et un premier mode à 2 ventres pour 24.8 kHz. Cette plaque étant plus raide (2 plis supplémentaires), il est normal d'obtenir un décalage de fréquence pour les modes correspondants.

3.3.2 Modèle de résonance locale pour une sous-plaque intégrée (FEM2)

Dans un second modèle (FEM2), on prend en compte la raideur de l'échantillon en y intégrant une sous-plaque du délaminage (figure 3-7). Les deux parties sont assemblées à l'aide de l'option 'gluing' de Samcef® qui assure la continuité physique du laminé. Le spécimen ne possède aucun appui et est donc étudié en conditions libre-libre.

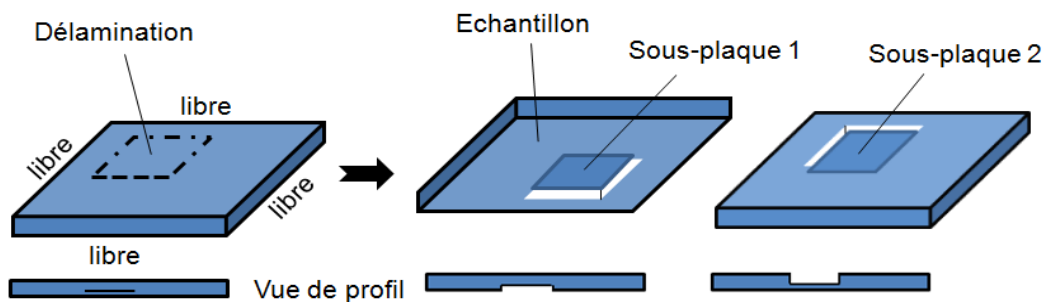


Figure 3-7 : Modélisation du délaminage par sous-plaques intégrées dans l'échantillon (FEM2)

Dans le cas présent, les conditions limites cinématiques des sous-plaques sont respectées. Le modèle est cependant plus souple que dans la réalité car une seule sous-plaque est intégrée dans l'échantillon à la fois. La prise en compte des deux sous-plaques simultanément dans le spécimen est un problème difficile qui nécessiterait de connaître les caractéristiques géométriques de l'interstice entre les sous-plaques, et ne sera pas traité ici.

Les modes propres locaux des sous-plaques du délaminage ont été extraits parmi plusieurs centaines de modes propres numériques de l'échantillon. Ces modes particuliers sont illustrés à la figure 3-8. Les déformées modales des deux sous-plaques (inférieures à 27 kHz) sont visibles au centre de chaque image.

Pour la sous-plaque de 3 plis, on relève la fréquence fondamentale à 8.5 kHz, ensuite, le premier mode à 2 ventres pour 14.5 kHz, le deuxième mode à 2 ventres pour 18.4 kHz et enfin, le mode à 4 ventres à 23.5 kHz. Pour la sous-plaque de 5 plis, on obtient une fréquence fondamentale pour 13.2 kHz et un premier mode à 2 ventres à 23 kHz.

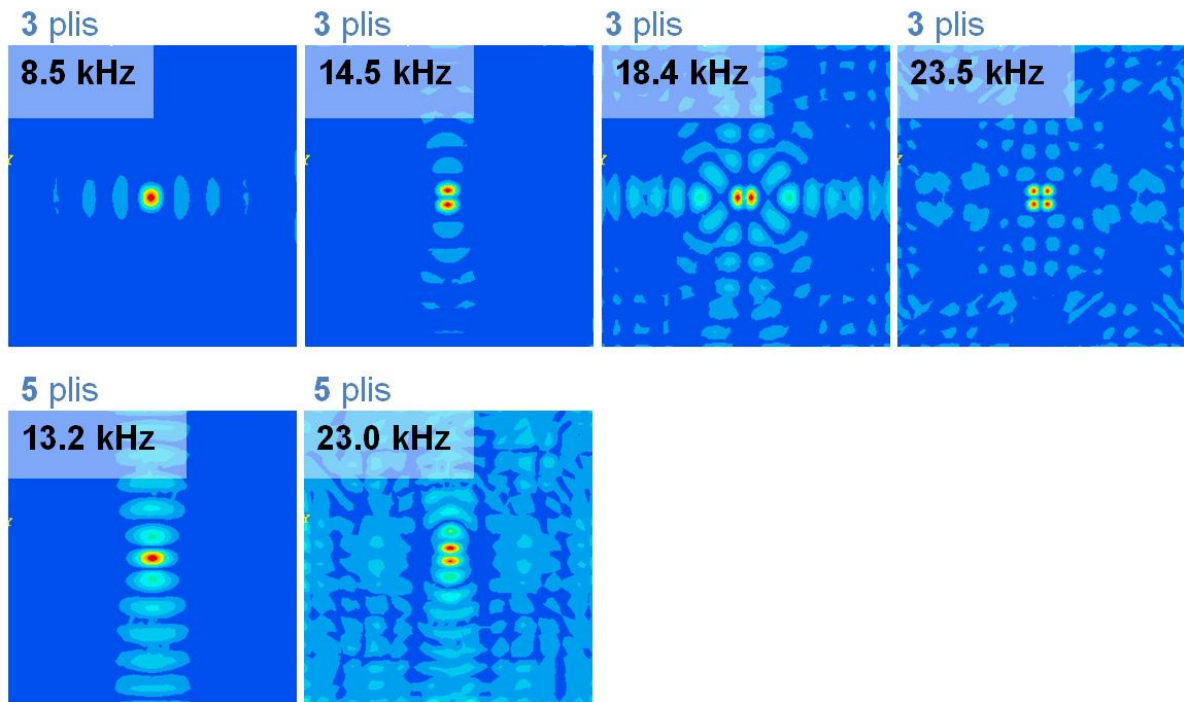


Figure 3-8 : Résonances locales des sous-plaques (CFRP) du délaminage intégrées à l'échantillon (FEM2)

3.3.3 Comparaison des deux modèles numériques (FEM1 & FEM2)

Le tableau 3-2 ci-dessous reprend les fréquences de résonance respectives pour les deux modèles. La moyenne des fréquences obtenues par les deux modèles FEM1 et FEM2 est reprise également.

On note $M(x,y)$, la déformée modale où « x » représente le nombre de ventres de vibration selon l'axe des fibres des plis à 0° et « y », le nombre de ventres de vibration selon l'axe transverse.

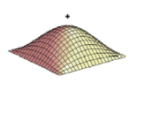
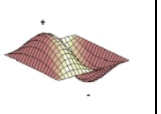
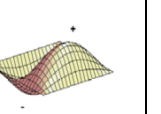
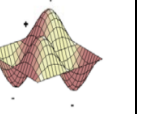
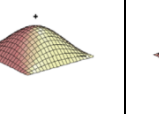
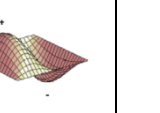
D'après ces résultats, on constate bien que chaque fréquence de résonance du modèle FEM2 (plus souple) est inférieure à celle du mode correspondant pour le modèle FEM1 (baisse de 0.7 kHz pour le mode fondamental du laminé 3 plis et d'environ 2 kHz pour les autres).

Dans la réalité, on s'attend à trouver une fréquence de résonance locale des sous-plaques entre celles prédites par les deux modèles.

En effet, dans le premier modèle (FEM1), l'encastrement des sous-plaques est une hypothèse forte qui conduit à surestimer les fréquences de résonance.

Le deuxième modèle (FEM2) étant dépourvu de l'une des sous-plaques devrait par contre sous-estimer les fréquences de résonance.

Table 3-2 : Fréquences de résonance locale des sous-plaques du délaminage (FEM1 & FEM2)

	Sous-plaque : 3 plis				Sous-plaque : 5 plis	
	M(1,1)	M(1,2)	M(2,1)	M(2,2)	M(1,1)	M(1,2)
						
FEM 1	9.2 kHz	16.2 kHz	20.5 kHz	25.2 kHz	15.5 kHz	24.8 kHz
FEM 2	8.5 kHz	14.5 kHz	18.4 kHz	23.5 kHz	13.2 kHz	23.0 kHz
Moyenne	8.9 kHz	15.4 kHz	19.5 kHz	24.4 kHz	14.4 kHz	23.9 kHz

En comparant les résultats théoriques repris à la table 3-2 à ceux obtenus expérimentalement en vibrothermographie à la figure 3-4, on peut faire la constatation suivante. Si l'on s'en tient à la moyenne des résultats obtenus pour les 2 modèles, on remarque pour la sous-plaque de 3 plis, une assez bonne correspondance pour les 2 premiers modes (8.9 et 15.4 kHz) avec la présence de 2 pics vibrothermographiques (9.1, 15.5 kHz). Pour la sous-plaque de 5 plis, le mode fondamental prévu pour 14.4 kHz peut être mis en relation avec le pic relevé à 13.4 kHz car il est intéressant de remarquer que la courbe correspondante (en rouge à la figure 3-4) ne comporte aucun autre pic en-deçà de cette fréquence.

Une discussion plus détaillée et éclairée sera faite au paragraphe 3.5 sur base de nouveaux résultats obtenus par une analyse modale expérimentale menée sur les deux faces du délaminage.

3.4 Analyse modale expérimentale sur un délaminage

3.4.1 Méthode et dispositif expérimental

L'analyse modale expérimentale (AME) a pour but l'identification de paramètres modaux d'une structure à partir d'essais dynamiques. Dans cette étude, nous cherchons à mettre en évidence expérimentalement l'existence de modes de résonance locale des sous-plaques constitutives d'une délamination dans le stratifié CFRP décrit au paragraphe 3.2.1.

La méthode présente l'avantage d'être très fiable, car l'expérimentateur "voit" le mode identifié, la fréquence de résonance étant repérée précisément par un critère de phase. La résonance de phase se produit lorsque la réponse et l'excitation sont en quadrature (figure 3-9) [90].

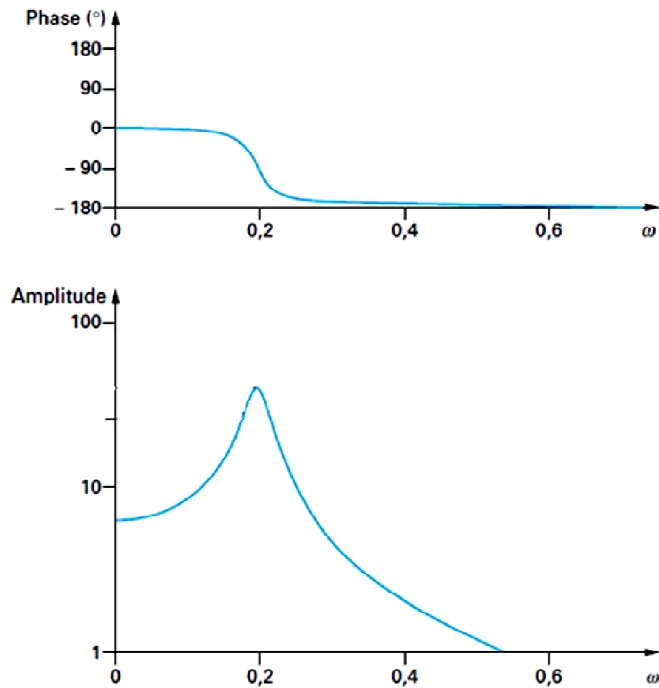


Figure 3-9 : Amplitude et phase de la réponse à la résonance d'un système à un degré de liberté [71]

Un vibromètre laser et un analyseur de signaux (LMS Scadas[®]) sont utilisés pour réaliser les acquisitions de 225 points de mesure sur un carré de 8 cm de côté, centré sur la délamination carrée de 2,5 cm (figure 3.10a). Le délaminage choisi est celui constitué d'un insert artificiel en Teflon[®] (défaut C à la figure 3-3a). Les points de mesure sont matérialisés par des petits autocollants réfléchissants de $\pm 1 \text{ mm}^2$ de surface, espacés de 5mm, et visés par le laser (figure 3.10b). Le shaker est collé derrière la plaque CFRP au moyen d'une colle cyanoacrylate haute performance.

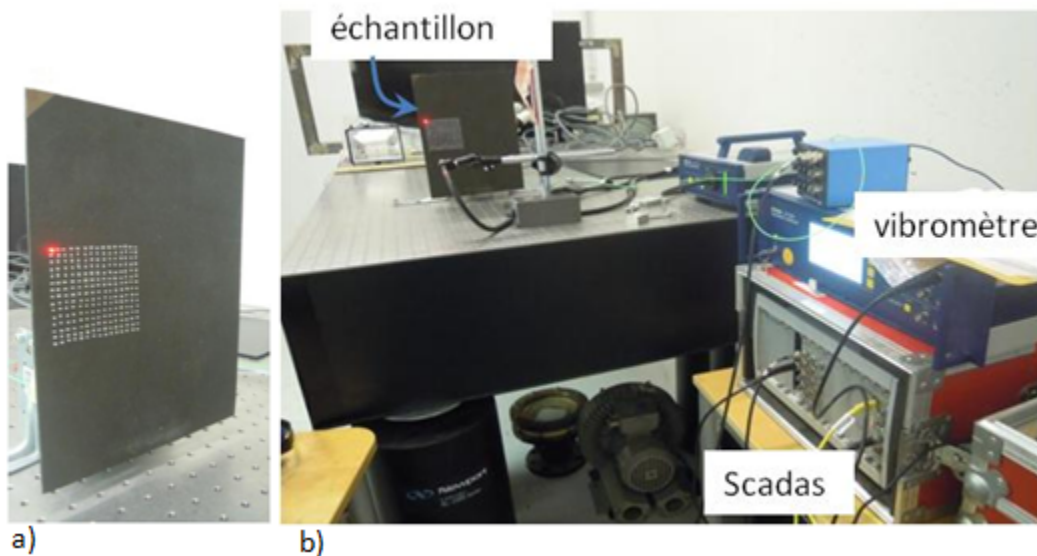


Figure 3-10 : a) Plaque CFRP et points de mesure pour l'AME b) Banc d'essai avec vibromètre laser et analyseur

3.4.2 Identification de la résonance locale

Pour chaque point de mesure, les fonctions de réponse en fréquence (FRF) ont été calculées, en terme de mobilité, par moyennage de 10 tests 'chirp' consécutifs de 0.64 seconde dans la bande 5-20 kHz (20 kHz étant la limite du système d'acquisition utilisé). Le signal chirp employé est un balayage linéaire sinusoidal très rapide d'amplitude constante entre deux fréquences (figure 3-11).

La mobilité s'obtient par le quotient de la réponse en vitesse par la force d'excitation (mesurée par un capteur de force situé dans la tête du shaker), elle s'exprime en [m/s/N].

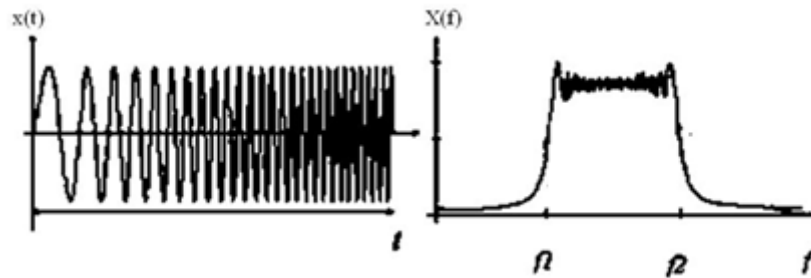


Figure 3-11 : Signal 'chirp' dans le domaine temporel et fréquentiel

La géométrie du maillage de la sous-plaque (côté 5 plis) est illustrée à la figure 3.12. La zone pleine centrale montre l'emplacement du délaminage. Quatre points de cette zone ont été choisis (P0707, P0807, P0708, P0808) afin d'illustrer l'identification modale de quelques résonances locales.

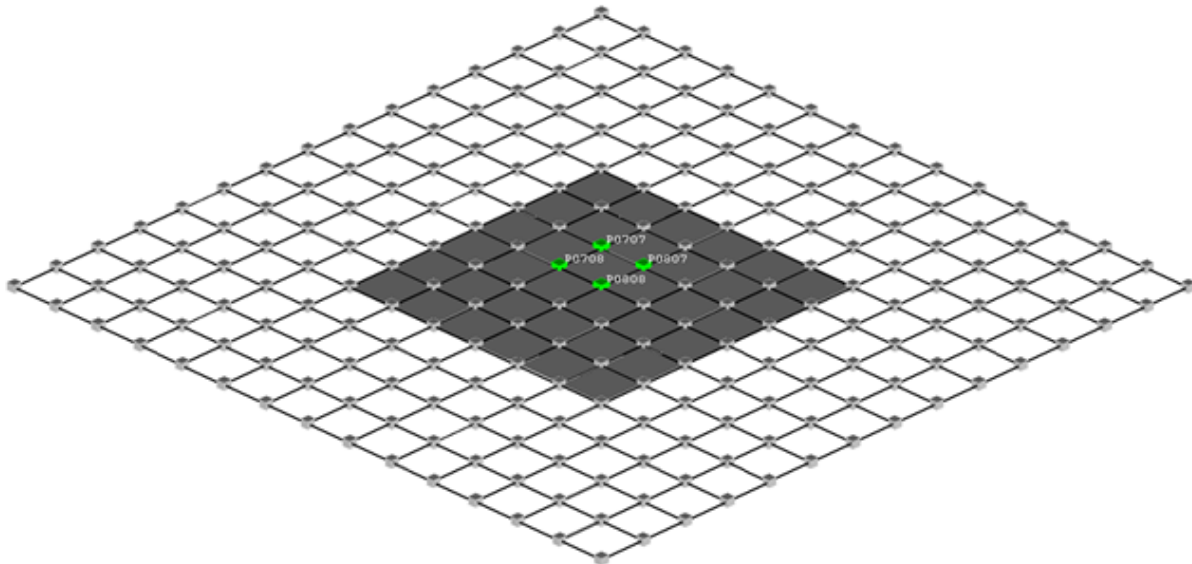


Figure 3-12 : Maillage de la série de 225 points de mesure pour l'AME, délaminage au centre

Sous-plaque de 5 plis

La figure 3.13 montre les 4 FRF des points de la zone délaminée de la sous-plaque de 5 plis. La courbe en rouge représente la moyenne des 225 FRF enregistrées (sur et autour de la zone de délaminage). Par commodité, seule la bande de fréquence entre 12 et 20 kHz est représentée, car la résonance locale du mode fondamental est supérieure à 12 kHz. La figure 3-14 présente les courbes de phase.

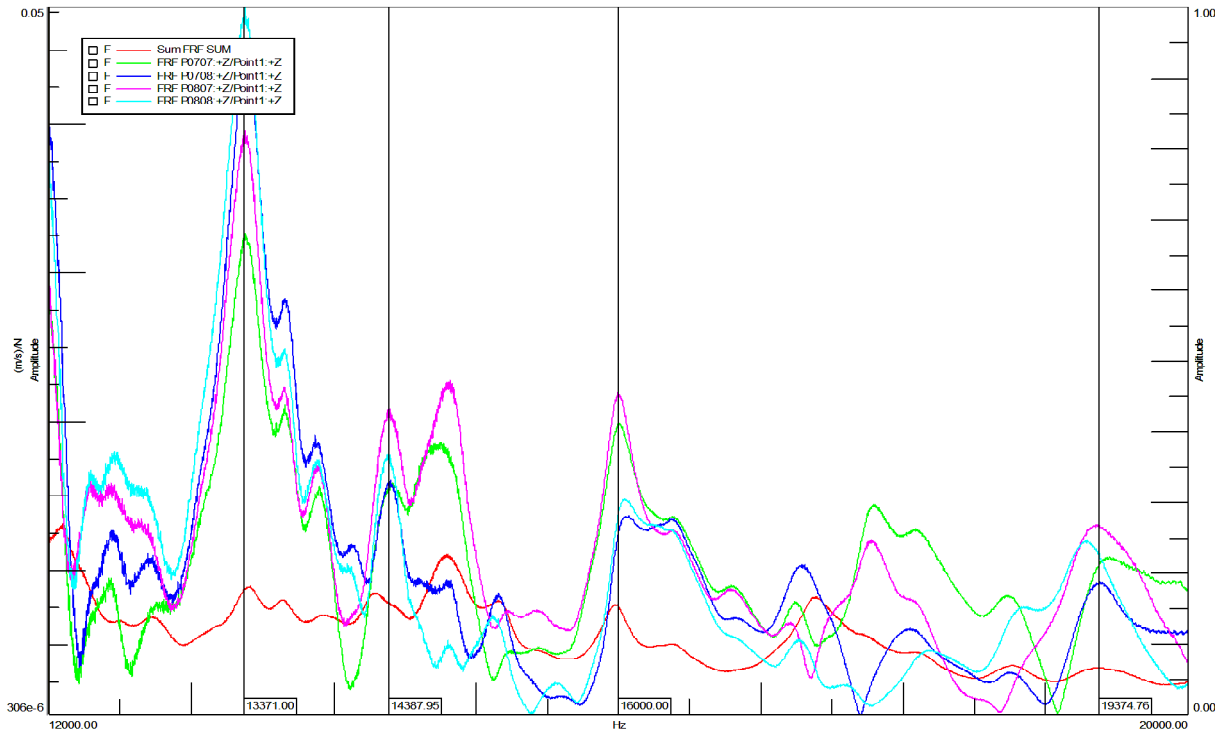


Figure 3-13 : Spectre d'amplitude (FRF) : mobilités de 4 points (sous-plaque de 5 plis)

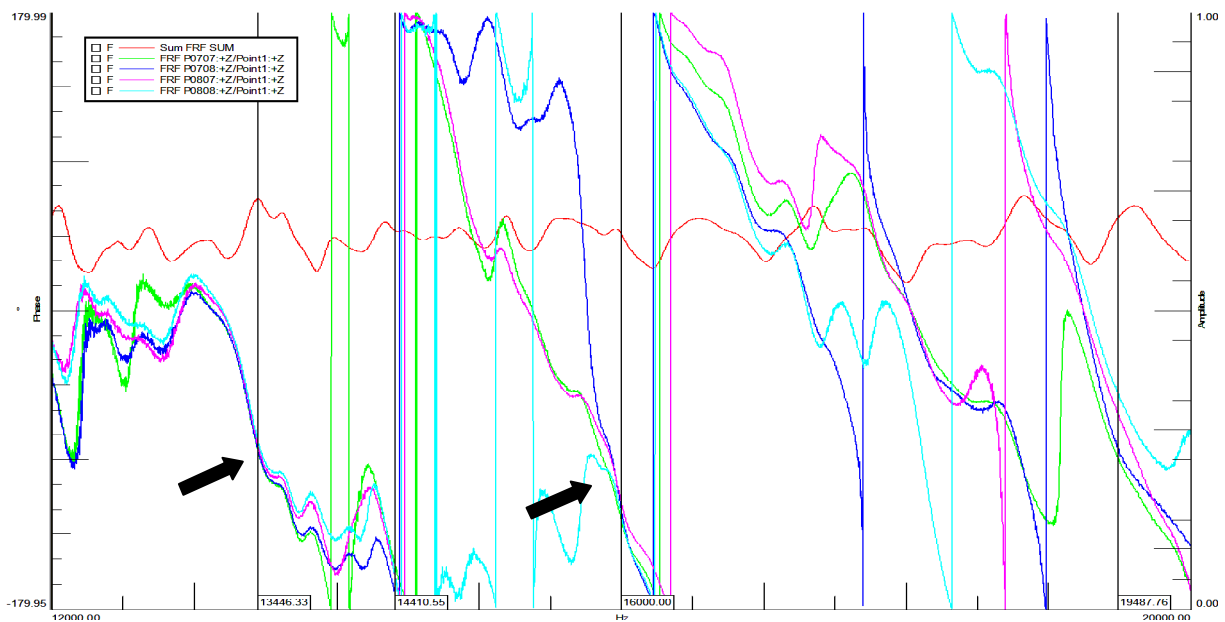


Figure 3-14 : Spectre de phase : phases de 4 points (sous-plaque de 5 plis)

On distingue plusieurs pics d'amplitude dont ceux à 13.4 kHz et 16 kHz caractérisés par une quadrature de phase. L'alignement sur le diagramme de stabilisation (figures 3-15 et 3-16) montre qu'il s'agit de modes stabilisés (en fréquence et en amortissement) [15].

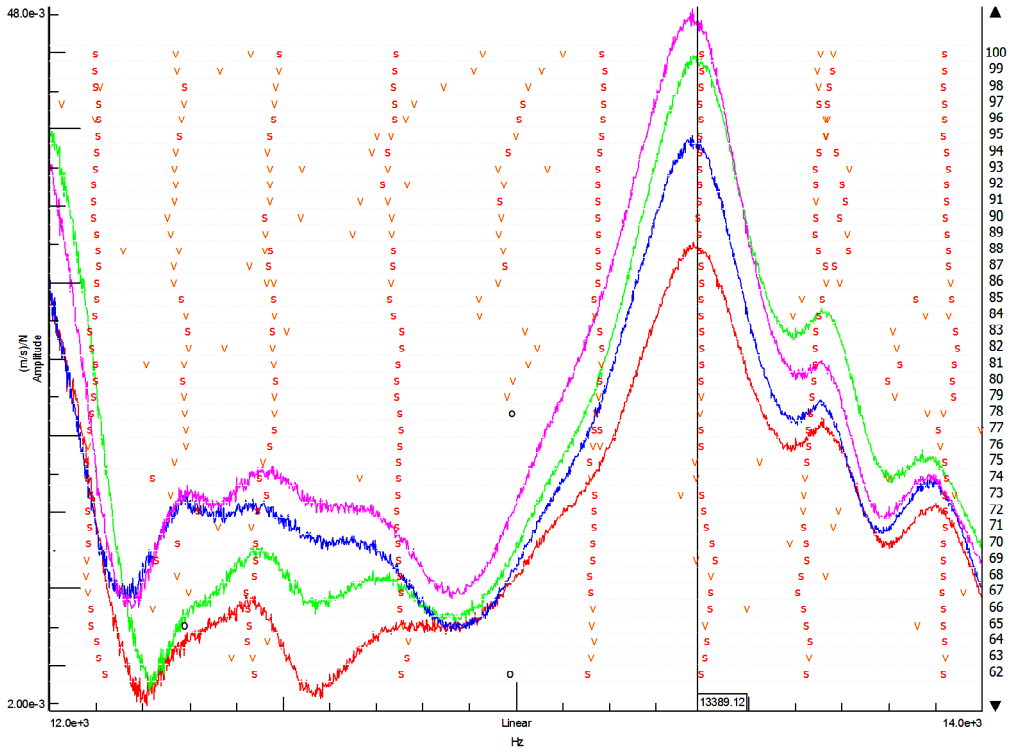


Figure 3-15 : Diagramme de stabilisation, mode stabilisé à 13.4 kHz

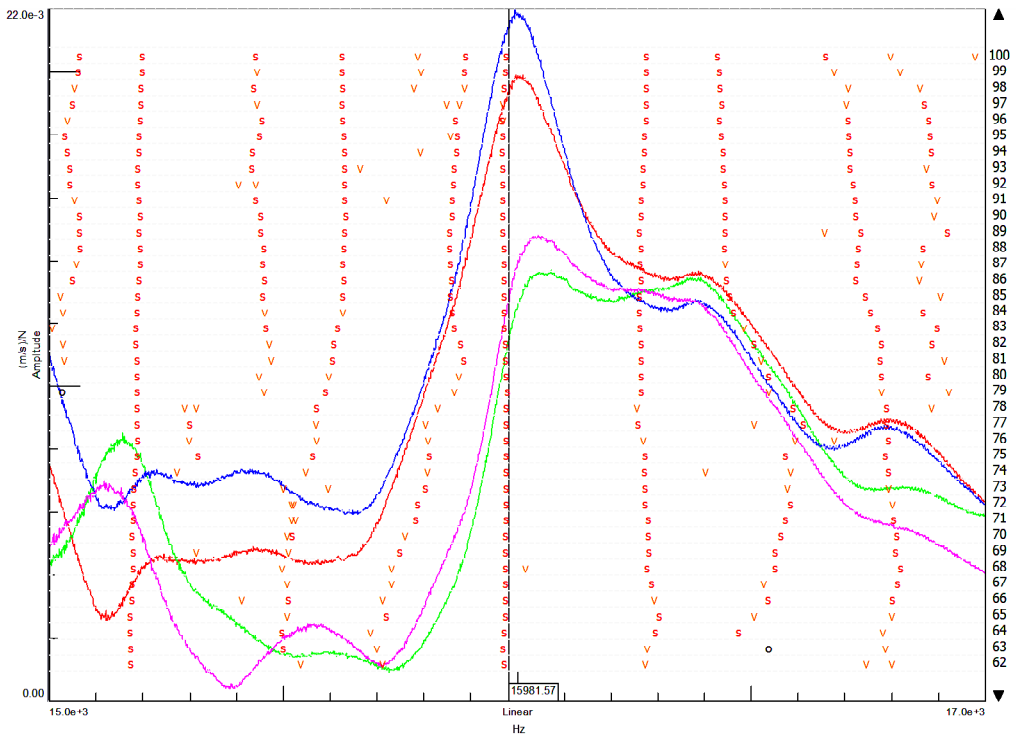


Figure 3-16 : Diagramme de stabilisation, mode stabilisé à 16 kHz

La déformée modale du mode à 13.4 kHz est un mode local de résonance du délaminage correspondant au mode fondamental de la sous-plaque de 5 plis. On distingue bien le ventre de vibration unique au centre de la zone de délaminage (carré de 3 cm de côté). En dehors de cette zone, le maillage représente la vibration de la plaque CFRP dans la zone saine.

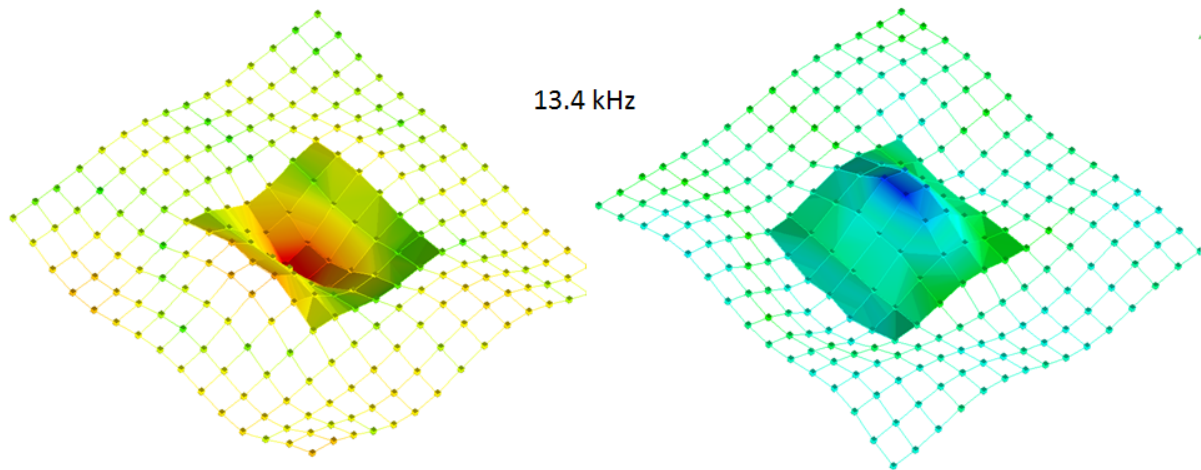


Figure 3-17 : Déformée modale à 13.4 kHz : mode fondamental de la sous-plaque à 5 plis M(1,1)

La résonance identifiée à la fréquence de 16 kHz n'est par contre pas caractéristique d'une résonance locale du délaminage, mais correspond plutôt à une résonance globale de tout l'échantillon, comme le montre l'aspect général de la déformée modale sur la zone de 8 cm de côté entourant le délaminage (figure 3-18).

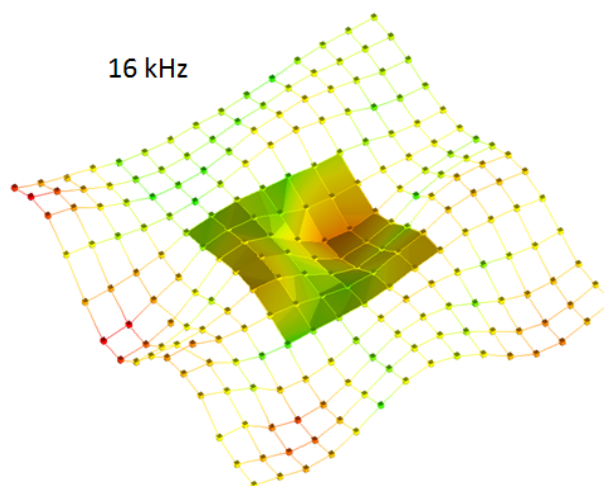


Figure 3-18 : Déformée modale à 16 kHz : mode global de l'échantillon

Sous-plaque de 3 plis

De la même façon, en effectuant une analyse modale sur l'autre face du délaminage, on peut mettre en évidence les deux premiers modes de résonance locale à 9.1 kHz et 15.6 kHz pour lesquels on obtient un pic d'amplitude, une quadrature de phase et un mode stabilisé (figures 3-19 à 3-22).

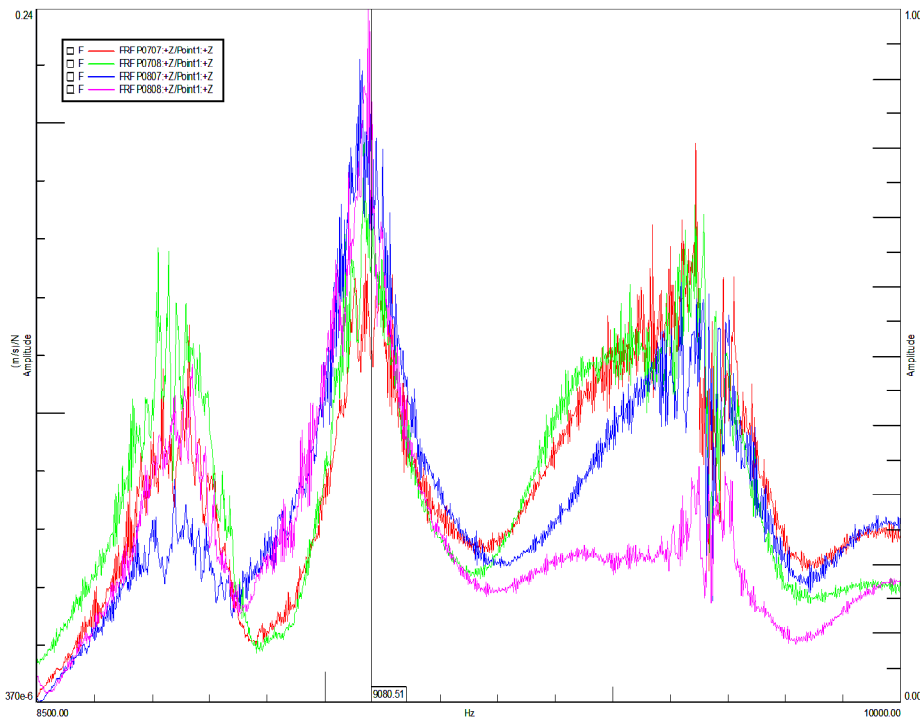


Figure 3-19 : Spectre d'amplitude (FRF) : pic à 9.1 kHz (sous-plaque de 3 plis)

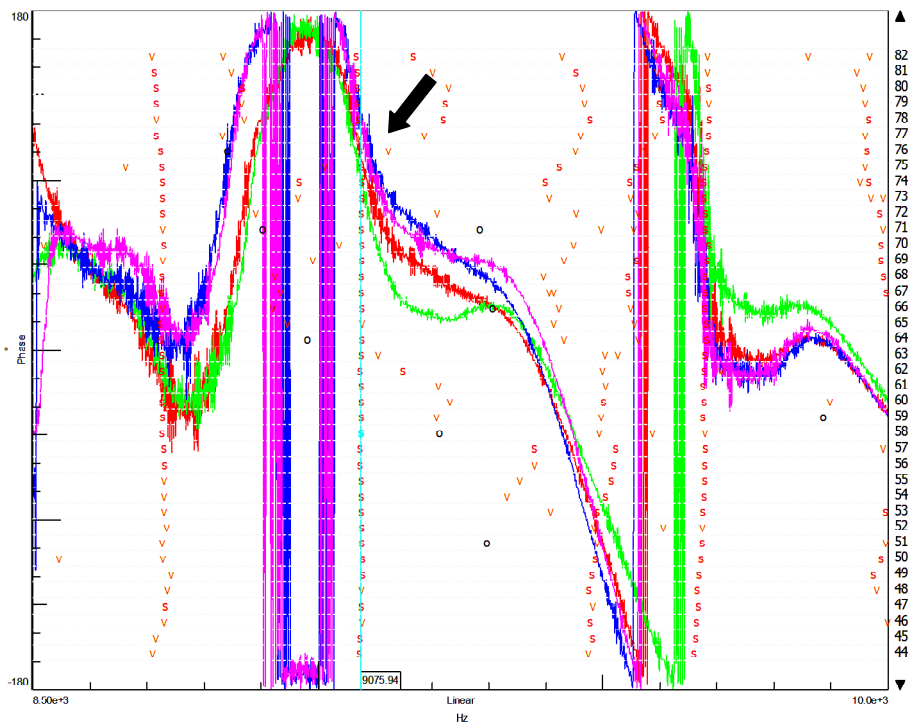


Figure 3-20 : Spectre de phase : quadrature de phase à 9.1 kHz (mode stabilisé)

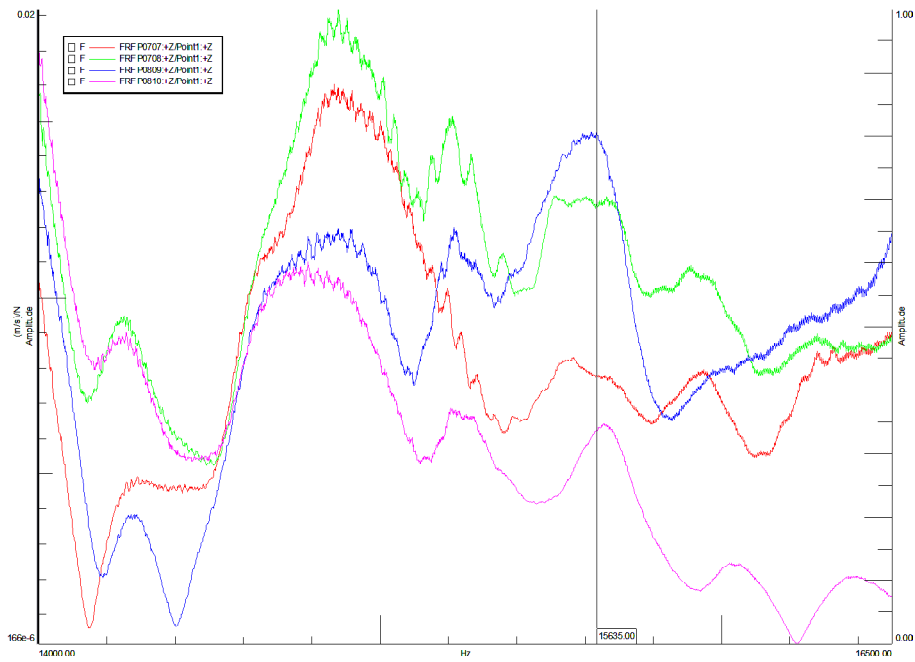


Figure 3-21 : Spectre d'amplitude (FRF) : pic à 15.6 kHz (sous-plaque de 3 plis)

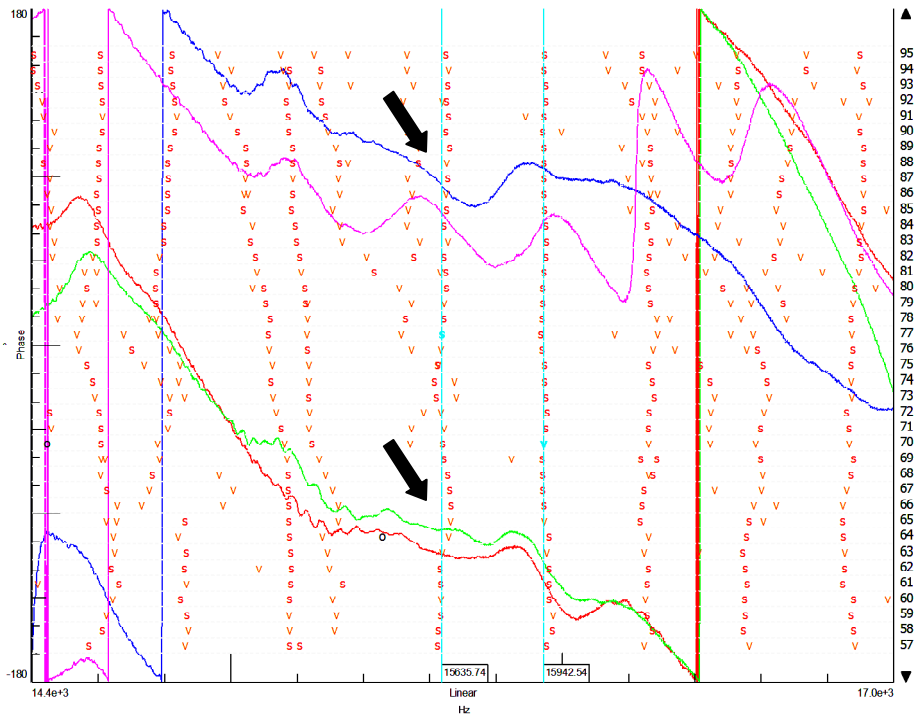


Figure 3-22 : Spectre de phase : quadrature de phase à 15.6 kHz (mode stabilisé)

Les figures 3-19 et 3-20 permettent d'identifier le mode fondamental à 9.1 kHz pour la résonance locale de la sous-plaque à 3 plis. Il est représenté à la figure 3-23.

Les figures 3-21 et 3-22 montrent l'identification de la résonance locale pour le premier mode à 2 ventres à 15.6 kHz (figure 3-24).

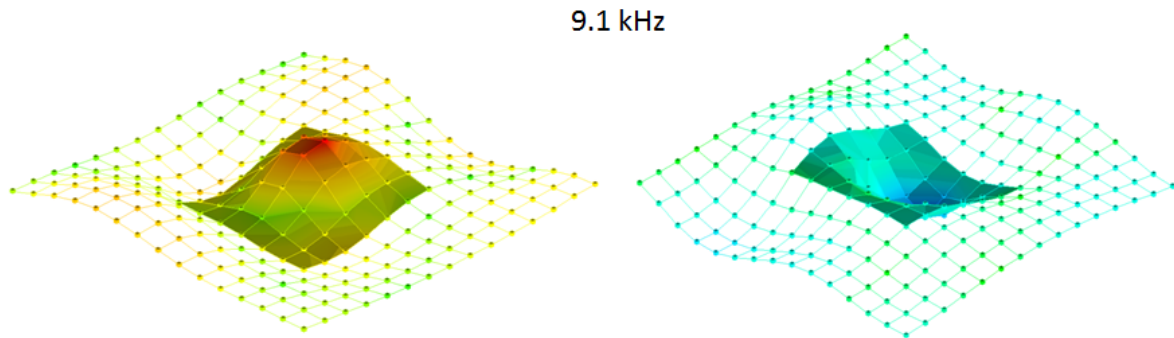


Figure 3-23 : Déformée modale à 9.1 kHz : mode fondamental de la sous-plaque à 3 plis M(1,1)

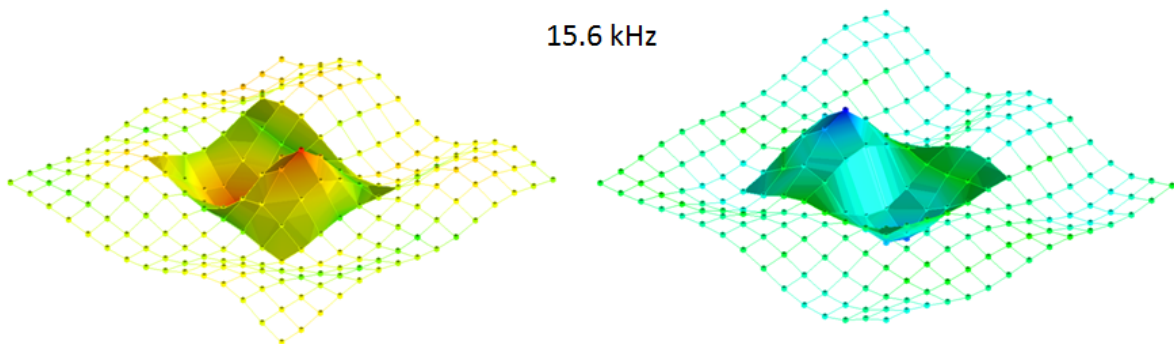


Figure 3-24 : Déformée modale à 15.6 kHz : deuxième mode de la sous-plaque à 3 plis M(1,2)

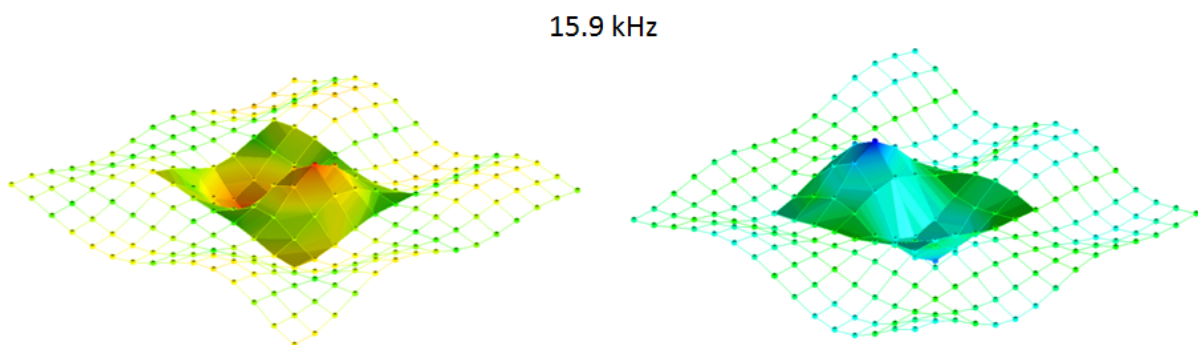


Figure 3-25 : Déformée modale à 15.9 kHz : deuxième mode de la sous-plaque à 3 plis M(1,2)

Il est intéressant de constater, d'une part, l'amortissement important de la résonance locale du mode à 15.6 kHz (figure 3-21), et d'autre part, la présence d'une zone relativement étendue entre 15.2 et 16.2 kHz marquée par une quadrature de phase (peut-être caractéristique d'une non-linéarité). Ce mode est d'ailleurs également bien mis en évidence à 15.9 kHz (figure 3-25). Cette constatation peut être corrélée avec le fait que l'on observe une large zone d'échauffement dans le spectre vibrothermographique environ entre 15 et 17 kHz (figure 3-4).

Enfin, il convient de signaler qu'aucune autre résonance locale n'a été mise en évidence dans l'intervalle 5-20 kHz.

Ces résultats expérimentaux prouvent donc qu'il existe bien, localement, un phénomène d'amplification dynamique des contraintes et déformations associé aux résonances locales du délaminage. Ce phénomène est important car il peut être exploité avantageusement en vibrothermographie afin d'augmenter la puissance thermique d'un défaut interne de délaminage engendrée par les mécanismes d'hystérésis viscoélastique et de frottement.

3.5 La résonance locale en vibrothermographie

3.5.1 Comparaison des résultats de l'analyse modale numérique et expérimentale

La comparaison des résultats de l'analyse modale expérimentale AME (§3.4) avec ceux des deux modèles éléments finis FEM1 et FEM2 (§3.3) est résumée au tableau 3.3.

On constate d'abord que les résultats de l'AME sont compris entre ceux deux modèles. Pour le mode à deux ventres $M(1,2)$ de la sous-plaque à 3 plis, la fréquence de résonance obtenue expérimentalement par l'AME se situe environ au milieu des valeurs calculées par les deux modèles éléments finis.

Dans le cas du mode fondamental, la fréquence est très proche de celle du premier modèle (FEM1) pour la sous-plaque de 3 plis, et très proche de celle du second (FEM2) pour la sous-plaque de 5 plis.

Table 3-3 : Comparaison des modes de résonance locale obtenus par calculs (FEM) et mesures (AME)

	3 plis			5 plis
	M(1,1)	M(1,2)	M(2,1)	M(1,1)
FEM 1	9.2 kHz	16.2 kHz	20.5 kHz	15.5 kHz
FEM 2	8.5 kHz	14.5 kHz	18.4 kHz	13.2 kHz
AME	9.1 kHz	15.6 kHz	(?)	13.4 kHz

A titre illustratif, les déformées modales du mode fondamental de la sous-plaque à 5 plis obtenues numériquement (sous Samcef®) et expérimentalement sont représentées à la figure 3-26.

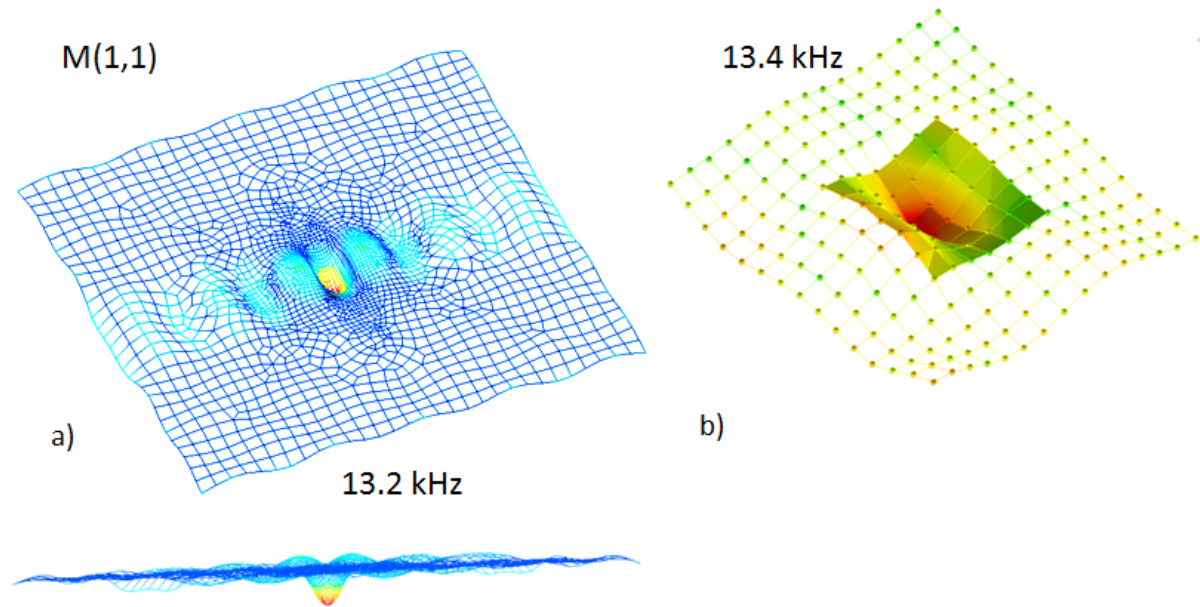


Figure 3-26 : Comparaison du mode fondamental obtenu a) par modèle (FEM2) b) expérimentalement (AME)

Nous pouvons conclure de cette analyse que l'AME a permis de mettre en évidence le premier mode de résonance locale prévu par les modèles éléments finis des 2 sous-plaques constitutives du délaminage, ainsi qu'un mode à 2 ventres pour la sous-plaque de 3 plis. Le mode M(2,1) n'a cependant pas été identifié dans l'intervalle de fréquence étudié (5-20 kHz).

L'imprécision sur les fréquences modales fournies par les modèles éléments finis provient de la simplification du problème, notamment pour éviter la prise en compte possible et difficile de l'interaction non linéaire des sous-plaques et du rôle joué par l'insert artificiel.

3.5.2 Comparaison des résultats vibrothermographiques et de l'AME

Si l'on compare les résultats de l'AME avec les pics d'échauffement obtenus en vibrothermographie (figure 3-27), on constate finalement une parfaite corrélation pour les trois modes identifiés.

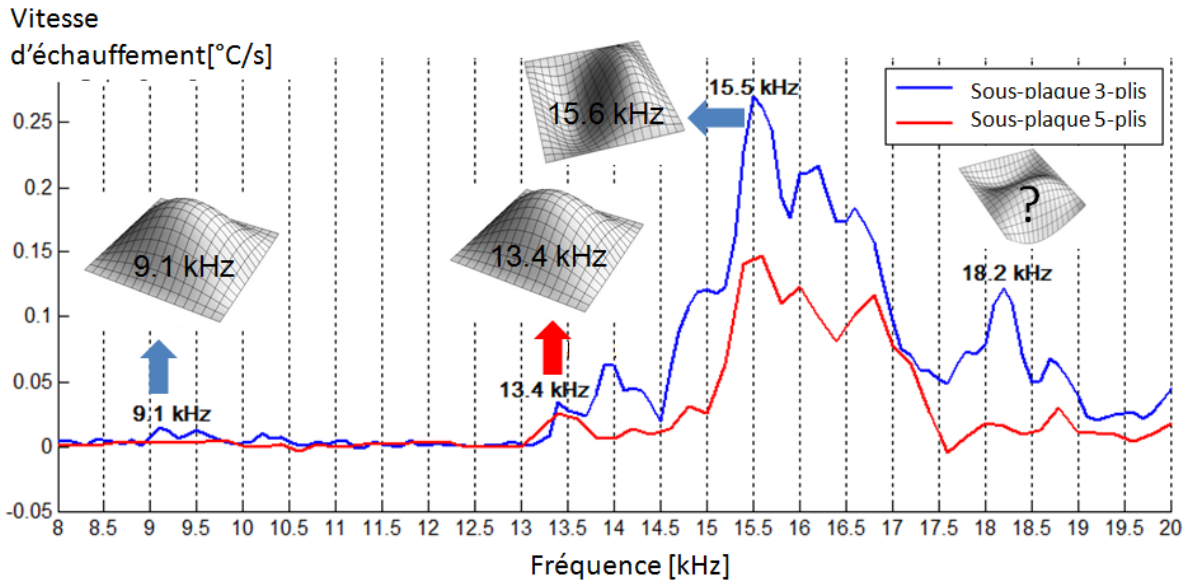


Figure 3-27 : Spectres d'échauffement vibrothermographique et modes de résonance locale identifiés par l'AME

Le tableau ci-dessous résume ces résultats.

Table 3-4 : Comparaison des modes locaux obtenus par l'AME et pics d'échauffement vibrothermographique

	3 plis			5 plis
	M(1,1)	M(1,2)	M(2,1)	M(1,1)
Vibrothermographie	9.1 kHz	15.5 kHz	18.2 kHz	13.4 kHz
AME	9.1 kHz	15.6 kHz	(?)	13.4 kHz

On remarque que plusieurs pics obtenus en vibrothermographie dans l'intervalle étudié ne semblent pas liés directement au phénomène de résonance locale, comme celui observé à 13.9 kHz par exemple (figure 3-4). En outre, l'allure similaire du spectre vibrothermographique des 2 côtés du délaminage dans la zone entre 15 et 17 kHz témoigne sans doute du rôle également joué par les mécanismes de dissipation par frottement (qui peuvent être plus importants que pour le mode fondamental en raison de la présence de deux ventres en opposition de phase).

Enfin, il est remarquable de noter la présence d'un pic d'échauffement à 18.2 kHz pour la sous-plaque de 3 plis, soit proche du mode M(2,1) prévu par le modèle FEM2 à 18.4 kHz (table 3-3) mais non décelé par l'AME.

En conclusion, bien que le spectre vibrothermographique soit complexe à interpréter, on peut remarquer sur celui-ci la présence de pics aux fréquences de résonance locale obtenues par l'analyse modale expérimentale.

Si les phénomènes de résonance locale ne peuvent, à eux-seuls, expliquer en détail l'allure du spectre obtenu, cette analyse a montré leur implication dans l'échauffement des défauts de délaminage.

4 Etude de la résonance locale et champ thermique

Le phénomène de résonance locale d'un délaminage a été mis en évidence au chapitre précédent. Dans ce chapitre 4, nous étudions la résonance locale d'après la théorie des plaques laminées et du principe de Hamilton [1],[14].

Au paragraphe 4.1, un rappel des lois du comportement dynamique des plaques laminées est présenté. L'influence des caractéristiques géométriques d'un délaminage de forme carrée sur les fréquences de résonance locale et leur dispersion est étudiée au paragraphe 4.2 pour divers types de laminés symétriques. Enfin, au paragraphe 4.3, l'étude du champ thermique à la résonance locale est menée à partir des champs de déformations obtenus par la méthode de Ritz et la discrétisation de l'équation de la chaleur.

Ces connaissances sont utiles pour la définition d'intervalles de fréquence adéquats dans le cadre d'une recherche systématique de défauts par balayage fréquentiel rapide (de type 'chirp' par exemple) afin d'augmenter la capacité de détection et la fiabilité de la méthode vibrothermographique.

4.1 Comportement dynamique de plaques laminées

4.1.1 Relations déformations - contraintes dans un pli

Un laminé est constitué par un assemblage de plis superposés. Il est intéressant de connaître le comportement de ces plis qui sont généralement des corps orthotropes minces.

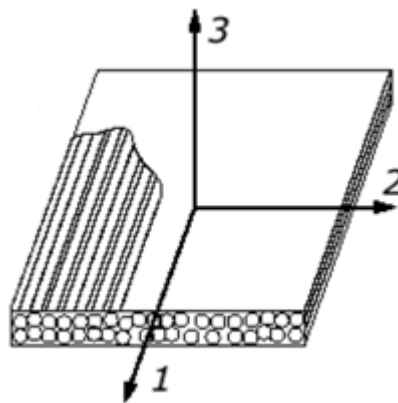


Figure 4-1 : Axes d'orthotropie d'un pli (ou lamina)

En état de contraintes planes, la relation de Hooke dans les axes d'orthotropie du pli s'écrit [23]:

$$\begin{Bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \tau_{12} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & 0 \\ Q_{12} & Q_{22} & 0 \\ 0 & 0 & Q_{66} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \gamma_{12} \end{Bmatrix} \quad (4.1)$$

Les coefficients de la matrice de Hooke sont donnés par :

$$Q_{11} = \frac{E_1}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} \quad ; \quad Q_{22} = \frac{E_2}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} \quad (4.2)$$

$$Q_{12} = \frac{\nu_{12}E_2}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} = \frac{\nu_{21}E_1}{1 - \nu_{12}\nu_{21}} \quad ; \quad Q_{66} = G_{12}$$

Dans les axes de référence choisis pour l'empilement (figure 4-2), la loi de comportement prend la forme générale suivante :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{Q}_{11} & \bar{Q}_{12} & \bar{Q}_{16} \\ \bar{Q}_{12} & \bar{Q}_{22} & \bar{Q}_{26} \\ \bar{Q}_{16} & \bar{Q}_{26} & \bar{Q}_{66} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{Bmatrix} \quad (4.3)$$

Les coefficients dépendent de l'angle θ entre les deux systèmes d'axes et sont donnés par :

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{11} &= Q_{11}\cos^4\theta + Q_{22}\sin^4\theta + 2(Q_{12} + 2Q_{66})\sin^2\theta \cos^2\theta \\ \bar{Q}_{12} &= (Q_{11} + Q_{22} - 4Q_{66})\sin^2\theta \cos^2\theta + Q_{12}(\cos^4\theta + \sin^4\theta) \\ \bar{Q}_{16} &= (-Q_{11} + Q_{12} + 2Q_{66})\sin\theta \cos^3\theta + (Q_{22} - Q_{12} - 2Q_{66})\sin^3\theta \cos\theta \\ \bar{Q}_{22} &= Q_{11}\sin^4\theta + Q_{22}\cos^4\theta + 2(Q_{12} + 2Q_{66})\sin^2\theta \cos^2\theta \\ \bar{Q}_{26} &= (-Q_{11} + Q_{12} + 2Q_{66})\cos\theta \sin^3\theta + (Q_{22} - Q_{12} - 2Q_{66})\cos^3\theta \sin\theta \\ \bar{Q}_{66} &= (Q_{11} + Q_{22} - 2Q_{12})\sin^2\theta \cos^2\theta + Q_{66}(\cos^2\theta - \sin^2\theta)^2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

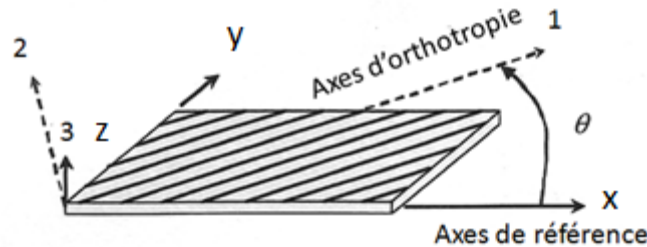


Figure 4-2 : Axes de référence et axes d'orthotropie d'un pli

4.1.2 Relation déformations - déplacements

Selon les hypothèses cinématiques de Kirchhoff pour les plaques minces [1], l'expression des déformations est la somme de deux contributions:

$$\begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_x^0 \\ \varepsilon_y^0 \\ \gamma_{xy}^0 \end{Bmatrix} + z \begin{Bmatrix} \chi_x \\ \chi_y \\ \chi_{xy} \end{Bmatrix} \quad (4.5)$$

où $\varepsilon_x^0, \varepsilon_y^0, \gamma_{xy}^0$ sont les déformations du feuillet moyen en extension – cisaillement, données par:

$$\varepsilon_x^0 = \frac{\partial u^0}{\partial x} \quad ; \quad \varepsilon_y^0 = \frac{\partial v^0}{\partial y} \quad ; \quad \gamma_{xy}^0 = \frac{\partial u^0}{\partial y} + \frac{\partial v^0}{\partial x} \quad (4.6)$$

et $\chi_x, \chi_y, \chi_{xy}$ sont les courbures du feuillet moyen produites par les déformations en flexion-torsion, données par :

$$\chi_x = -\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad \chi_y = -\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad \chi_{xy} = -2\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad (4.7)$$

Ces équations sont celles de la théorie des plaques homogènes classiques.

Pour le pli n°k d'un laminé, on peut écrire, sous forme plus compacte, en notant $[\bar{Q}]^{(k)}$ la matrice de raideur du pli dans les axes de référence :

$$\{\sigma\}^{(k)} = [\bar{Q}]^{(k)}\{\varepsilon\} = [\bar{Q}]^{(k)}\{\varepsilon^0\} + z[\bar{Q}]^{(k)}\{\chi\} \quad (4.8)$$

avec: $\{\sigma\}^{(k)} = \begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{Bmatrix}^{(k)}$, $\{\varepsilon\} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{Bmatrix}$, $\{\varepsilon^0\} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_x^0 \\ \varepsilon_y^0 \\ \gamma_{xy}^0 \end{Bmatrix}$, $\{\chi\} = \begin{Bmatrix} \chi_x \\ \chi_y \\ \chi_{xy} \end{Bmatrix}$ et $[Q]^{(k)} = \begin{bmatrix} \bar{Q}_{11} & \bar{Q}_{12} & \bar{Q}_{16} \\ \bar{Q}_{12} & \bar{Q}_{22} & \bar{Q}_{26} \\ \bar{Q}_{16} & \bar{Q}_{26} & \bar{Q}_{66} \end{bmatrix}^{(k)}$

4.1.3 Relations entre flux d'effort et déformations d'un laminé

Les relations constitutives d'une plaque anisotrope peuvent s'écrire sous la forme générale suivante :

$$\begin{Bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \\ M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} & B_{11} & B_{12} & B_{16} \\ A_{12} & A_{22} & A_{26} & B_{12} & B_{22} & B_{26} \\ A_{16} & A_{26} & A_{66} & B_{16} & B_{26} & B_{66} \\ B_{11} & B_{12} & B_{16} & D_{11} & D_{12} & D_{16} \\ B_{12} & B_{22} & B_{26} & D_{12} & D_{22} & D_{26} \\ B_{16} & B_{26} & B_{66} & D_{16} & D_{26} & D_{66} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_x^0 \\ \varepsilon_y^0 \\ \gamma_{xy}^0 \\ \chi_x \\ \chi_y \\ \chi_{xy} \end{Bmatrix} \quad (4.9)$$

N_x , N_y et N_{xy} sont les efforts membranaires et le cisaillement de membrane par unité de longueur.

M_x , M_y et M_{xy} sont les moments fléchissants et de torsion par unité de longueur.

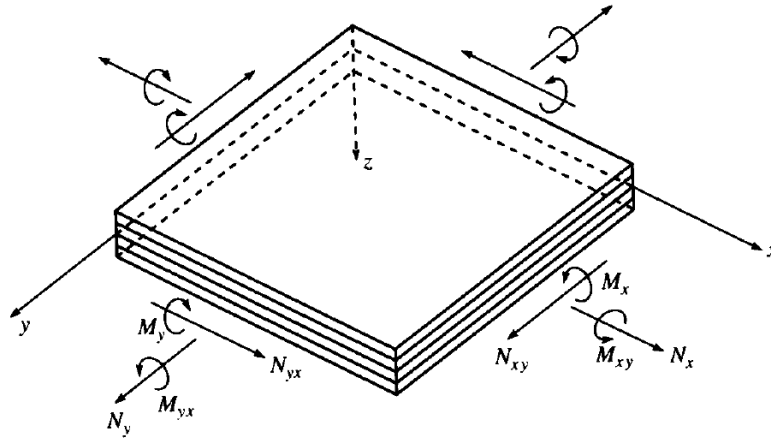


Figure 4-3 : Représentation des flux d'efforts et de moments d'une plaque mince

Les coefficients de la matrice de raideur s'obtiennent par sommation des raideurs élémentaires de chaque pli (figure 4-4).

Les coefficients A_{ij} sont les termes de rigidité en membrane :

$$A_{ij} = \sum_{k=1}^n (\bar{Q}_{ij})^{(k)} (z_k - z_{k-1}) \quad (4.10)$$

Les coefficients B_{ij} sont les termes de rigidité du couplage membrane / flexion-torsion :

$$B_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (\bar{Q}_{ij})^{(k)} (z_k^2 - z_{k-1}^2) \quad (4.11)$$

Les coefficients D_{ij} sont les termes de rigidité en flexion-torsion :

$$D_{ij} = \frac{1}{3} \sum_{k=1}^n (\bar{Q}_{ij})^{(k)} (z_k^3 - z_{k-1}^3) \quad (4.12)$$

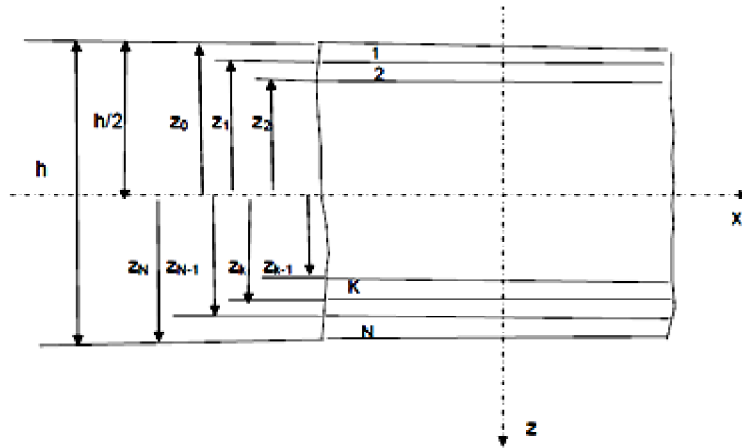


Figure 4-4 : Définition des coordonnées des plis d'un laminé selon l'épaisseur

Dans le cas d'un laminé symétrique généralement orthotrope, les termes B_{ij} s'annulent (équation 4.11), et la matrice de rigidité devient :

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} & 0 & 0 & 0 \\ A_{12} & A_{22} & A_{26} & 0 & 0 & 0 \\ A_{16} & A_{26} & A_{66} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & D_{11} & D_{12} & D_{16} \\ 0 & 0 & 0 & D_{12} & D_{22} & D_{26} \\ 0 & 0 & 0 & D_{16} & D_{26} & D_{66} \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Les seuls couplages dans ce cas sont de type extension-cisaillement et flexion-torsion.



Figure 4-5 : Couplage extension-cisaillement et flexion-torsion d'une plaque rectangulaire laminée

4.1.4 Vibrations libres d'une plaque laminée rectangulaire encadrée

L'analyse dynamique d'un corps élastique en vibrations libres prend en compte l'énergie potentielle et l'énergie cinétique du corps. Si le système est conservatif, alors l'énergie totale de ce dernier doit être constante.

Pour une plaque en oscillations libre, selon le principe d'Hamilton, on a :

$$V - T = \text{Cste} \quad (4.14)$$

où « T » représente l'énergie cinétique et « V » l'énergie potentielle.

Le principe des travaux virtuels exprime que l'énergie totale du système est minimum à l'équilibre, soit :

$$\delta V - \delta T = 0 \quad (4.15)$$

L'énergie de déformation ou énergie potentielle du corps élastique peut s'écrire, de façon générale:

$$V = \frac{1}{2} \iiint_{\text{Vol.}} \{ \sigma_x \varepsilon_x + \sigma_y \varepsilon_y + \sigma_z \varepsilon_z + \tau_{xy} \gamma_{xy} + \tau_{xz} \gamma_{xz} + \tau_{yz} \gamma_{yz} \} d\text{Vol.} \quad (4.16)$$

Pour une plaque laminée rectangulaire de côtés a et b, constituée de "n" plis, cette relation devient :

$$V = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n \left[\int_{z_{k-1}}^{z_k} \int_0^b \int_0^a \left(\bar{Q}_{11}^{(k)} \varepsilon_x^2 + 2\bar{Q}_{12}^{(k)} \varepsilon_x \varepsilon_y + \bar{Q}_{22}^{(k)} \varepsilon_y^2 + 2\bar{Q}_{16}^{(k)} \varepsilon_x \gamma_{xy} + 2\bar{Q}_{26}^{(k)} \varepsilon_y \gamma_{xy} + \bar{Q}_{66}^{(k)} \gamma_{xy}^2 \right) dx dy dz \right] \quad (4.17)$$

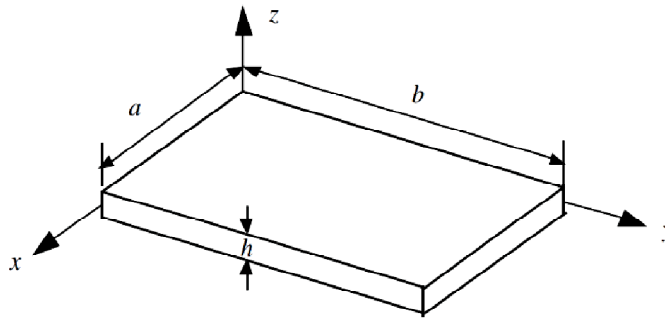


Figure 4-6 : Géométrie d'une plaque mince rectangulaire

L'énergie cinétique d'un corps a pour expression générale, en définissant par u,v,w les champs de déplacements selon x,y,z:

$$T = \frac{1}{2} \iiint_{\text{Vol.}} \rho \left(\left[\frac{\partial u}{\partial t} \right]^2 + \left[\frac{\partial v}{\partial t} \right]^2 + \left[\frac{\partial w}{\partial t} \right]^2 \right) dx dy dz \quad (4.18)$$

En négligeant les termes d'inertie rotatoire et en intégrant suivant z, l'équation (4.18) se note:

$$T = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^b \rho_0 \left(\left[\frac{\partial u^0}{\partial t} \right]^2 + \left[\frac{\partial v^0}{\partial t} \right]^2 + \left[\frac{\partial w}{\partial t} \right]^2 \right) dx dy \quad (4.19)$$

u^0, v^0 : déplacements tangentiels du feuillet moyen [m]

w : déplacement hors-plan [m]

ρ_0 : densité surfacique [kg/m²]

Le critère d'énergie décrivant une plaque laminée symétrique rectangulaire en vibration libre s'obtient à partir des équations (4.15), (4-17), (4-19) et (4.5)-(4.7), (4.10)-(4.12) :

$$\begin{aligned} & \int_0^b \int_0^a \left\{ A_{11} \left(\frac{\partial u^0}{\partial x} \right)^2 + 2A_{12} \frac{\partial u^0}{\partial x} \frac{\partial v^0}{\partial y} + A_{22} \left(\frac{\partial v^0}{\partial y} \right)^2 \right. \\ & + 2 \left(A_{16} \frac{\partial u^0}{\partial x} + A_{26} \frac{\partial v^0}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial u^0}{\partial y} + \frac{\partial v^0}{\partial x} \right) + A_{66} \left(\frac{\partial u^0}{\partial y} + \frac{\partial v^0}{\partial x} \right)^2 \\ & + D_{11} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 + 2D_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + D_{22} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 \\ & + \left(D_{16} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + D_{26} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + 4D_{66} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \\ & \left. - \omega^2 \rho_0 [(u^0)^2 + (v^0)^2 + w^2] \right\} dx dy = C \end{aligned} \quad (4.20)$$

On remarque dans cette équation que les déplacements membranaires u^0 et v^0 n'interviennent pas dans les mêmes termes que ceux liés au déplacement hors-plan w , ce qui implique un découplage de l'énergie pour les comportements membranaire (coefficients A_{ij}) et flexionnel (coefficients D_{ij}).

En d'autres mots, les déplacements membranaires u^0, v^0 ne sont pas affectés par une variation du déplacement w , et le champ de déplacement hors-plan est régi par le critère énergétique suivant :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^b \left\{ D_{11} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 + 2D_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + D_{22} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 + 4D_{66} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right. \\ & \left. + 4D_{16} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + 4D_{26} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} - \omega^2 \rho_0 w^2 \right\} dx dy = C_{ste} \end{aligned} \quad (4.21)$$

L'intégration de l'équation différentielle (4-21) pour une plaque rectangulaire encadrée sur ses bords peut être effectuée par la méthode Ritz [1].

Cette méthode consiste à exprimer la solution sous la forme d'une série de termes dont les inconnues sont les coefficients a_{ij} :

$$w(x, y) = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n a_{ij} \Phi_i(x) \Theta_j(y) \quad (4.22)$$

$\Phi_i(x)$ et $\Theta_j(y)$ sont des fonctions d'approximation satisfaisant les conditions aux limites en $x=0$, $x=a$ et $y=0$, $y=b$ (pour les 4 bords de la plaque).

A l'encastrement (figure 4-7), le déplacement et la pente du déplacement doivent satisfaire:

- en $x=0$ et $x=a$: $w(x,y)=0$; $\frac{\partial w}{\partial x} = 0$

- en $y=0$ et $y=b$: $w(x,y)=0$; $\frac{\partial w}{\partial y} = 0$

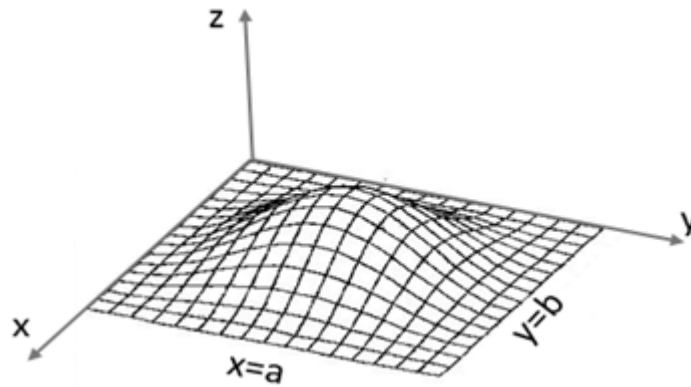


Figure 4-7 : Plaque rectangulaire encadrée. Mode fondamental

Pour une plaque rectangulaire encadrée, les fonctions mathématiques $\Phi_i(x)$ et $\Theta_j(y)$ utilisées peuvent être tirées de la théorie des vibrations libres de poutres bi-encadrées (figure 4-8) à partir de combinaisons linéaires de fonctions trigonométriques et hyperboliques [1],[31] :

$$\Phi_i(x) = \gamma_i \cos \lambda_i x - \gamma_i \cosh \lambda_i x + \sin \lambda_i x - \sinh \lambda_i x \quad (4.23)$$

$$\Theta_j(y) = \gamma_j \cos \lambda_j y - \gamma_j \cosh \lambda_j y + \sin \lambda_j y - \sinh \lambda_j y \quad (4.24)$$

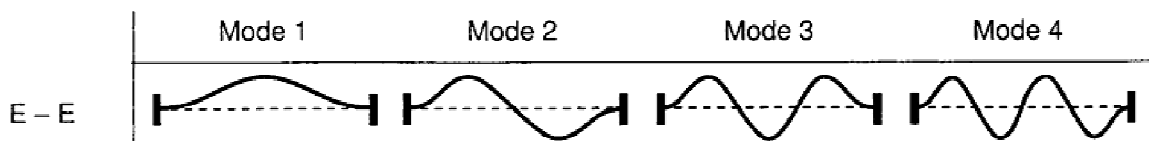


Figure 4-8 : Formes modales schématiques d'une poutre bi-encadrée en flexion [55]

Les paramètres λ_i, λ_j sont les solutions d'équations transcendentes et les coefficients γ_i, γ_j sont déterminés à partir de ceux-ci et des dimensions « a » et « b » de la plaque [1].

En substituant maintenant la série de Ritz (4.22) dans le critère d'énergie minimum (4.21), le problème se réduit à la résolution d'un système homogène de « m*n » équations linéaires à « m*n » inconnues, les coefficients a_{ij} :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^n \left\{ D_{11} \int_0^a \Phi_k''(x) \Phi_l''(x) dx \int_0^b \Theta_l(y) \Theta_j(y) dy \right. \\
 & \quad + D_{12} \left[\int_0^a \Phi_k''(x) \Phi_l(x) dx \int_0^b \Theta_l(y) \ddot{\Theta}_j(y) dy \right. \\
 & \quad \left. + \int_0^a \Phi_k(x) \Phi_l''(x) dx \int_0^b \ddot{\Theta}_l(y) \Theta_j(y) dy \right] \\
 & \quad + D_{22} \int_0^a \Phi_k(x) \Phi_l(x) dx \int_0^b \ddot{\Theta}_l(y) \ddot{\Theta}_j(y) dy \\
 & \quad + 4D_{66} \int_0^a \Phi_k'(x) \Phi_l'(x) dx \int_0^b \dot{\Theta}_l(y) \dot{\Theta}_j(y) dy \\
 & \quad + 2D_{16} \left[\int_0^a \Phi_k''(x) \Phi_l'(x) dx \int_0^b \Theta_l(y) \dot{\Theta}_j(y) dy \right. \\
 & \quad \left. + \int_0^a \Phi_k'(x) \Phi_l''(x) dx \int_0^b \dot{\Theta}_l(y) \Theta_j(y) dy \right] \\
 & \quad + 2D_{26} \left[\int_0^a \Phi_k'(x) \Phi_l(x) dx \int_0^b \dot{\Theta}_l(y) \ddot{\Theta}_j(y) dy \right. \\
 & \quad \left. + \int_0^a \Phi_k(x) \Phi_l'(x) dx \int_0^b \ddot{\Theta}_l(y) \dot{\Theta}_j(y) dy \right] \\
 & \quad \left. - \rho_0 \omega^2 \int_0^a \Phi_k(x) \Phi_l(x) dx \int_0^b \Theta_l(y) \Theta_j(y) dy \right\} a_{kl} = 0
 \end{aligned} \tag{4.25}$$

avec $i=1\dots m ; j=1\dots n$

Le symbole "prime" est utilisé pour les dérivées en « x » et "dot" pour celles en « y ».

Sous forme matricielle plus compacte, il s'agit d'un problème aux valeurs propres du type:

$$([K] - \omega^2 [M])\{a\} = 0 \tag{4.26}$$

avec : [K]: matrice de raideur (symétrique) et [M]: matrice de masse.

A chaque valeur propre ω_p^2 correspond un vecteur propre $\{a\}_p$ non nul, connu à une constante multiplicative près, contenant les coefficients a_{ij} utiles pour la reconstruction de la déformée modale du mode « p » à partir de l'équation (4.22).

Le système d'équations (4.25) fournit « m*n » fréquences propres (pour $p=1,2,\dots,m*n$) qui représentent les fréquences naturelles de vibration d'une plaque laminée symétrique rectangulaire encadrée.

4.2 Etude des résonances locales d'un délaminage rectangulaire

Sur base de la théorie des plaques laminées rappelée au paragraphe précédent, il peut être calculé comment varie les fréquences de résonance locale en fonction de la géométrie et du type de laminé constituant les sous-plaques d'un délaminage (figure 3-5). Dans ce but, un programme a été réalisé sous Matlab® pour résoudre le problème décrit par l'expression (4.25) dans l'hypothèse d'une sous-plaque encastrée.

4.2.1 Sous-plaques laminées unidirectionnelles

Une première étude des fréquences de résonance locale sur un CFRP unidirectionnel (UD) est menée. Les propriétés mécaniques du matériau sont reprises ci-dessous (HexPly®_6376C_HTS12K)

Table 4-1 : Propriétés mécaniques du matériau CFRP (HexPly®_6376C_HTS)

Module de Young longitudinal :	E_l	$140 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$
Module de Young transversal :	E_t	$9.2 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$
Coefficient de Poisson majeur :	ν_{lt}	0.25
Module de cisaillement :	G_{lt}	$4.4 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$
Masse volumique :	ρ	1580 kg/m^3

L'indice « l » désigne le sens longitudinal des fibres et « t » la direction transverse.

Les huit premières fréquences de résonance pour une sous-plaque carrée encastrée de 3 plis, 0.268 mm d'épaisseur et 25 mm de côté ont été calculées. Les résultats, repris à la table 4-2, montrent une convergence de la solution pour des séries de Ritz croissantes de 16, 25 et 100 termes.

Table 4-2 : Fréquences de résonance locale calculées pour diverses séries de Ritz (carré de 3 plis UD de 25 mm)

16 termes (m=n=4)	25 termes (m=n=5)	100 termes (m=n=10)
10.93 kHz	10.48 kHz	9.67 kHz
13.66 kHz	13.30 kHz	12.33 kHz
19.87 kHz	19.31 kHz	18.41 kHz
29.10 kHz	28.90 kHz	27.56 kHz
29.80 kHz	29.78 kHz	27.61 kHz
31.69 kHz	31.69 kHz	29.41 kHz
35.98 kHz	35.76 kHz	33.53 kHz
43.01 kHz	40.98 kHz	39.82 kHz

En première approximation, afin d'obtenir une expression analytique de la fréquence de résonance locale paramétrée par la longueur des côtés « a » et « b » d'un défaut rectangulaire, la série de Ritz peut être ramenée à un seul terme en prenant $i=m$ et $j=n$ pour le mode à « m » ventres selon x et « n » ventres selon y, dénoté $M(m, n)$.

Dans ce cas, la fréquence angulaire peut être mise sous la forme :

$$\omega_{mn} = \frac{1}{b^2 \sqrt{\rho_0}} \sqrt{\left[D_{11} \left(\frac{\alpha_1 b}{a} \right)^4 + 2(D_{12} + 2D_{66}) \alpha_3 \left(\frac{b}{a} \right)^2 + D_{22} \alpha_2^4 \right]} \quad (4.26)$$

Les coefficients tabulés α_1, α_2 et α_3 sont donnés à la table 4-3 en fonction du mode [93] :

Table 4-3 : Coefficients pour le calcul des fréquences de résonance d'une plaque laminée encadrée (1^{ère} approx.)

Coefficients			Mode M(m,n)	
α_1	α_2	α_3	m	n
4.730	4.730	151.3	1	1
4.730	$(n+0.5)\pi$	$12.3 \alpha_3(\alpha_3-2)$	1	2,3,4,...
$(m+0.5)\pi$	4.730	$12.3 \alpha_1(\alpha_1-2)$	2,3,4,...	1
$(m+0.5)\pi$	$(n+0.5)\pi$	$\alpha_1 \alpha_3(\alpha_1-2)(\alpha_3-2)$	2,3,4,...	2,3,4,...

La figure 4-9 montre les résultats de calcul des 5 premières fréquences de résonance locale d'une sous-plaque carrée de 3 plis allant de 10 à 25 mm de côté.

Au dessus de ± 15 mm de côté, les fréquences des 5 premiers modes sont inférieures à 100 kHz (limite maximum du shaker piézoélectrique Wilcoxon® F7-1).

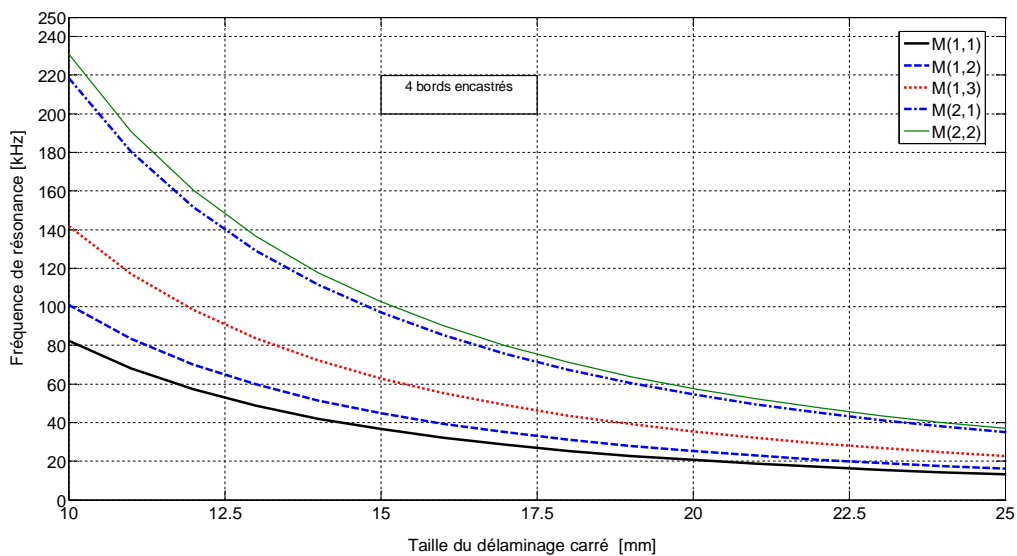


Figure 4-9 : Fréquences de résonance locale et taille d'une sous-plaque encadrée (3 plis UD)

Pour un défaut de 10 mm de côté, la fréquence fondamentale vaut 82.3 kHz et pour le second mode M(1,2), 101 kHz. On remarque que l'écart entre les fréquences de résonance successives est relativement limité pour un défaut de taille importante (par exemple de l'ordre du kHz pour 25 mm de côté), mais il augmente considérablement lorsque la taille du défaut diminue. Pour 10 mm de côté, il existe une différence $\Delta=12.4$ kHz entre les modes successifs M(2,1) et M(2,2), et $\Delta=76.6$ kHz entre M(1,3) et M(2,1) !

Pour une taille variant de 15 à 10 mm, on constate aussi que toutes les fréquences de résonance locale ont pratiquement doublé de valeur.

La fréquence augmente exponentiellement avec la diminution de la taille du défaut. L'équation (4.26) montre précisément que pour un défaut carré, la fréquence est inversement proportionnelle au carré de la longueur du côté.

En outre, la figure 4-9 montre qu'il ne peut y avoir de chevauchement de courbe, et l'ordre d'apparition des modes est conservé quelle que soit la taille du défaut carré.

Il convient de noter que ce modèle théorique est plus rigide que dans la réalité, en raison de l'approximation effectuée sur la série de Ritz, mais surtout à cause de l'hypothèse d'encastrement de la sous-plaque, comme il a été discuté au chapitre 3.

A titre de comparaison, la figure 4-10 montre les résultats de calcul pour une plaque identique simplement appuyée sur les bords. Dans cette hypothèse, moins réaliste, le délaminage est inclus dans l'échantillon qui reprend les moments de flexion (modèle souple). L'allure générale des courbes de résonance locale reste cependant similaire.

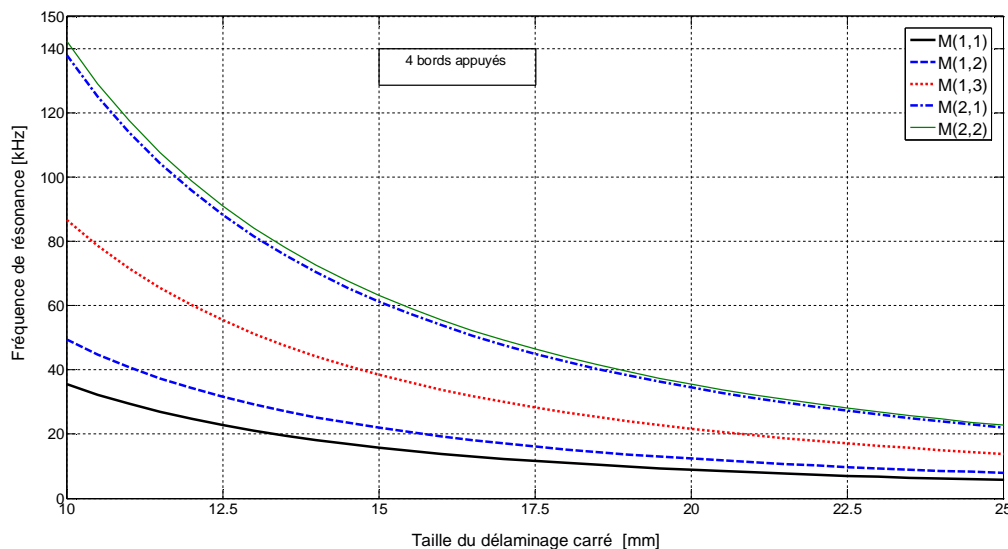


Figure 4-10 : Fréquences de résonance locale et taille d'une sous-plaque en appui simple (3 plis UD)

Il est possible également de voir comment les fréquences de résonance locale peuvent varier en fonction de l'allongement d'un défaut rectangulaire encasté. Toujours pour une sous-plaque constitutive de trois plis UD CFRP, l'évolution des fréquences est donnée à la figure 4-11 en fonction

du rapport des longueurs des côtés du rectangle (« a » désigne le côté parallèle au sens longitudinal des fibres et « b » le côté perpendiculaire). Pour un allongement unitaire ($a/b=1$) et une surface de délaminage constante de 100 mm^2 , on retrouve donc les fréquences de résonance de la figure 4-9 pour une taille de 10 mm.

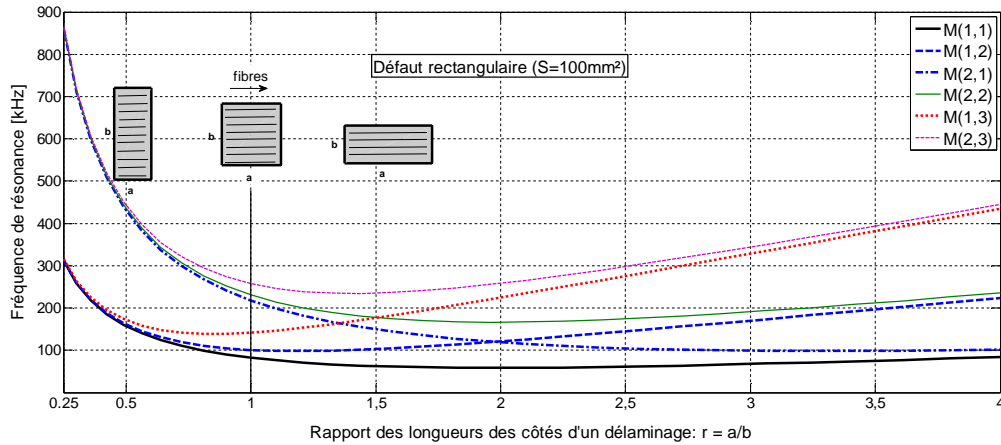


Figure 4-11 : Fréquences de résonance locale et allongement d'une sous-plaque rectangulaire encastrée (3 plis UD)

Les résultats sont donnés pour un rapport des longueurs des côtés « r » variant entre $\frac{1}{4}$ et 4. Pour $r < 1$, le raccourcissement dans le sens des fibres conduit à une augmentation de type exponentiel des fréquences de résonance. On remarque aussi une convergence des courbes relatives à un nombre de ventres identiques dans une même direction.

Pour $r > 1$, le raccourcissement dans la direction transverse aux fibres conduit à une augmentation linéaire avec convergence des courbes pour un nombre de ventres identiques dans cette direction.

On note encore, logiquement, que les courbes caractérisées par un même nombre de ventres dans une direction, comme la série des modes $M(1,1)$, $M(1,2)$, $M(1,3)$,... par exemple, ne se croisent pas entre elles. Il n'en va pas de même pour des modes de séries différentes. Il en résulte que l'ordre général d'apparition des modes dépend de l'allongement d'un défaut rectangulaire.

Enfin, il est utile de connaître la dispersion des fréquences de résonance locale en fonction de la profondeur d'un défaut sous la surface, donc de l'épaisseur d'une sous-plaque, afin de pouvoir déterminer un domaine de fréquence approprié pour la détection fiable de défauts de délaminages en vibrothermographie.

La figure 4-12 illustre la dispersion des fréquences de résonance locale calculées entre 0 et 100 kHz pour une série de Ritz de 100 termes, et pour des sous-plaques laminées carrées UD de 25mm de côté avec 1 pli, 3 plis et 5 plis d'épaisseur (délaminage situé à 0.268, 0.804 et 1.34 mm sous la surface). On constate immédiatement que pour une taille donnée, un défaut de plus faible profondeur possède davantage de fréquences de résonance locale dans cette gamme de fréquence.

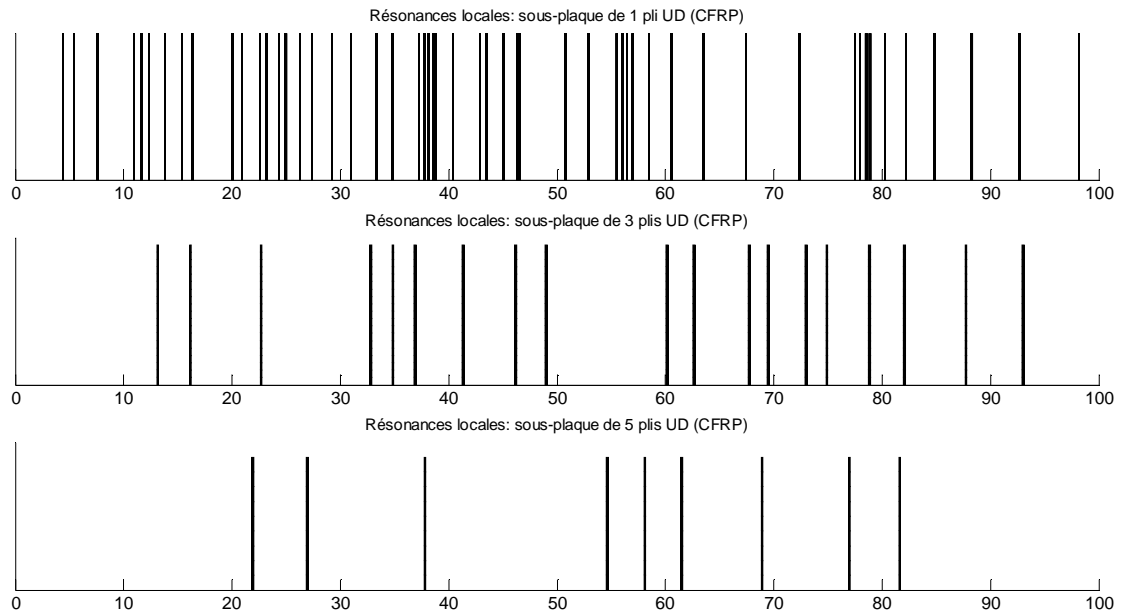


Figure 4-12 : Fréquences de résonance locale en [kHz] de sous-plaques carrées (25mm) de 1, 3 et 5 plis UD

Le tableau 4-4 reprend en détail les fréquences et modes de résonance locale obtenus.

Pour une sous-plaque de 1 pli, on relève 54 fréquences de résonance locale inférieures à 100 kHz et l'espacement entre les fréquences est de l'ordre du kHz, l'écart médian vaut 1.48 kHz et l'écart maximum 5.49 kHz.

Pour une sous-plaque de 3 plis, il y a 19 résonances locales dans cet intervalle qui sont espacées de quelques kilohertz. L'écart médian vaut 3.72 kHz et l'écart maximum 11.18 kHz (entre 48.97 et 60.15 kHz).

Pour une sous-plaque de 5 plis, on n'a plus que 9 résonances locales espacées d'environ 5 kHz. L'écart médian vaut 6.22 kHz et l'écart maximum 16.84 kHz.

On note également que la fréquence fondamentale augmente proportionnellement avec le nombre de plis, soit 4.38 kHz pour un pli, 13.14 kHz pour 3 plis et 21.9 kHz pour 5 plis d'épaisseur.

Ce résultat est d'ailleurs prévisible à partir de l'équation (4.26) de 1^{ère} approximation, et compte tenu de la définition des termes de rigidité D_{ij} (équation 4.12) et de la densité surfacique ρ_0 . En effet, on en déduit que $\omega_{mn} \propto \frac{\sqrt{N^3}}{\sqrt{N}} = N$ (N étant le nombre de plis). Ce résultat reste valable pour tout mode quelconque $M(m,n)$. Il en résulte que l'ordre d'apparition des modes avec la fréquence est le même quel que soit le nombre de plis.

La figure 4.13 montre les déformées modales des 9 premiers modes d'une sous-plaque de 3 plis UD reconstruits à partir de l'équation (4.22).

Table 4-4 : Caractéristiques modales de sous-plaques laminées (25mm) de 1, 3 et 5 plis UD (<100 kHz)

Résonance locale en [kHz] et déformée modale M(m,n)							
1 pli				3 plis		5 plis	
4.38	M(1,1)	42.86	M(4,5)	13.14	M(1,1)	21.90	M(1,1)
5.39	M(1,2)	43.47	M(1,9)	16.16	M(1,2)	26.94	M(1,2)
7.56	M(1,3)	45.06	M(3,8)	22.68	M(1,3)	37.81	M(1,3)
10.93	M(1,4)	46.28	M(4,6)	32.79	M(1,4)	54.65	M(1,4)
11.62	M(2,1)	46.53	M(2,9)	34.85	M(2,1)	58.08	M(2,1)
12.30	M(2,2)	50.76	M(4,7)	36.90	M(2,2)	61.50	M(2,2)
13.78	M(2,3)	52.88	M(3,9)	41.34	M(2,3)	68.90	M(2,3)
15.39	M(1,5)	55.51	M(5,1)	46.18	M(1,5)	76.96	M(1,5)
16.33	M(2,4)	56.02	M(5,2)	48.97	M(2,4)	81.62	M(2,4)
20.05	M(2,5)	56.42	M(4,8)	60.15	M(2,5)		
20.88	M(1,6)	56.96	M(5,3)	62.64	M(1,6)		
22.58	M(3,1)	58.44	M(5,4)	67.74	M(3,1)		
23.16	M(3,2)	60.57	M(5,5)	69.48	M(3,2)		
24.32	M(3,3)	63.42	M(4,9)	72.96	M(3,3)		
24.96	M(2,6)	63.52	M(5,6)	74.89	M(2,6)		
26.28	M(3,4)	67.40	M(5,7)	78.84	M(3,4)		
27.36	M(1,7)	72.34	M(5,8)	82.06	M(1,7)		
29.24	M(3,5)	77.46	M(6,1)	87.73	M(3,5)		
31.00	M(2,7)	77.97	M(6,2)	93.00	M(2,7)		
33.34	M(3,6)	78.52	M(5,9)				
34.80	M(1,8)	78.86	M(6,3)				
37.22	M(4,1)	80.24	M(6,4)				
37.75	M(4,2)	82.18	M(6,5)				
38.13	M(2,8)	84.83	M(6,6)				
38.61	M(3,7)	88.26	M(6,7)				
38.77	M(4,3)	92.65	M(6,8)				
40.41	M(4,4)	98.13	M(6,9)				

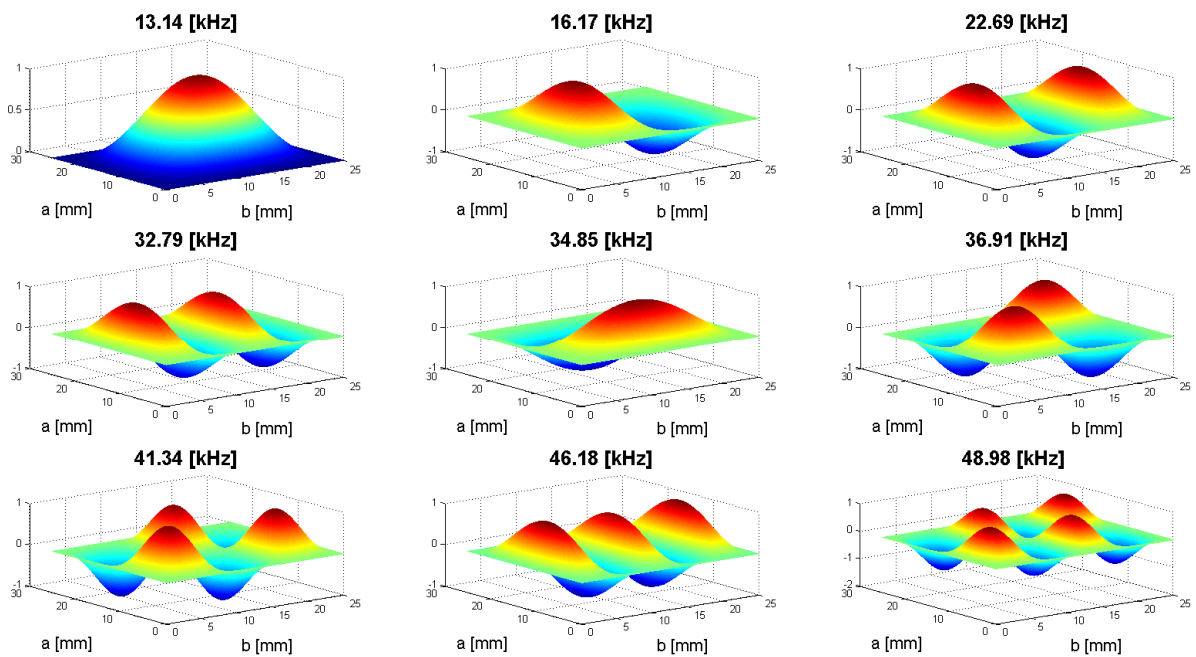


Figure 4-13 : 9 premiers modes de résonance locale d'une sous-plaque carrée de 25mm en CFRP (3 plis UD)

Les observations précédentes sont récapitulées au tableau suivant :

Table 4-5 : Analyse statistique des résonances locales d'une sous-plaque carrée de 25 mm de 1,3 et 5 plis UD

	Sous-plaque UD		
	1 pli	3 plis	5 plis
Nb. de résonances	54	19	9
Ecart Médian [kHz]	1.48	3.72	6.22
Écart Max [kHz]	5.49	11.18	16.84

Pour terminer, on peut remarquer que deux fréquences modales de sous-plaques d'épaisseur différente peuvent coïncider, ou être très proches l'une de l'autre. Cette situation est illustrée à la figure 4-14 pour des sous-plaques de 1 et 3 plis d'épaisseur (fréquences de résonance locales voisines de 34.80 kHz et 34.85 kHz), ou encore pour les sous-plaques de 1 et 5 plis aux fréquences de 37.75 kHz et 37.81 kHz.

En vibrothermographie, cette situation assez exceptionnelle pourrait théoriquement conduire à un échauffement important observé de chaque côté du délaminage, à la fois dû à la dissipation viscoélastique et à l'interaction par frottement des deux sous-plaques soumises à la résonance avec des déformées modales distinctes.

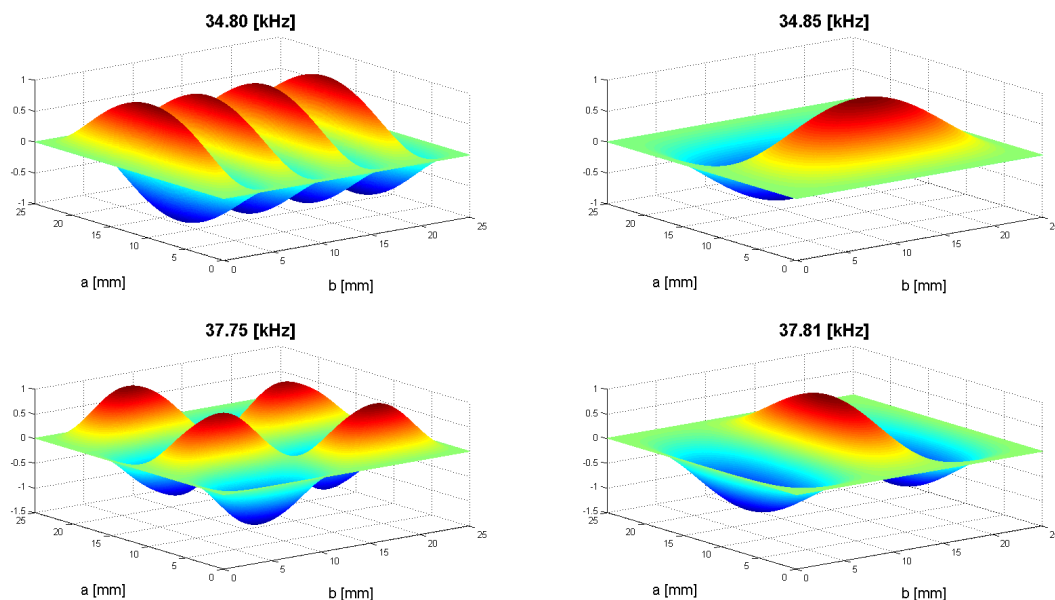


Figure 4-14 : Fréquences de résonance locales proches de sous-plaques de 1 et 3 plis (34.8 kHz) et de 1 et 5 plis (37.8 kHz)

4.2.2 Sous-plaques laminées multidirectionnelles symétriques

Une seconde étude concerne le cas de plaques laminées multidirectionnelles CFRP (équilibrées ou non) du type :

- laminé cross-ply avec plis à 0 et 90° (stratifié à plis croisés)
- laminé angle-ply avec plis à +45 et -45°

Chaque pli est noté par l'angle, en degrés, entre la direction longitudinale des fibres et l'axe « x » de référence.

La table 4-6 donne les séquences d'empilement choisies pour l'étude des résonances locales.

Table 4-6 : Exemples d'empilements de sous-plaques laminées symétriques

Laminé cross-ply	Laminé cross-ply (équilibré)	Laminé angle-ply
1 pli [0]	4 plis [0/90/90/0]	1 pli [45]
0	0	+45
3 plis [0/90/0]	90	3 plis [45/-45/45]
0	90	+45
90	0	-45
0		+45
5 plis [(0/90) ₂ /0]		5 plis [(45/-45) ₂ /45]
0		+45
90		-45
0		+45
90		-45
0		+45

Les fréquences de résonance locale pour les sous-plaques de 1, 3 et 5 plis des laminés cross-ply et angle-ply définis ci-dessus ont été calculées, et leur dispersion peut être appréciée aux figures 4-15 et 4-16 respectivement.

Globalement, on constate que, comme pour le laminé UD, l'espacement des fréquences de résonance locale augmente avec le nombre de plis, et dans le même ordre de grandeur.

Toutes les fréquences et modes de résonance locale des laminés cross-ply sont répertoriés précisément au tableau 4-7.

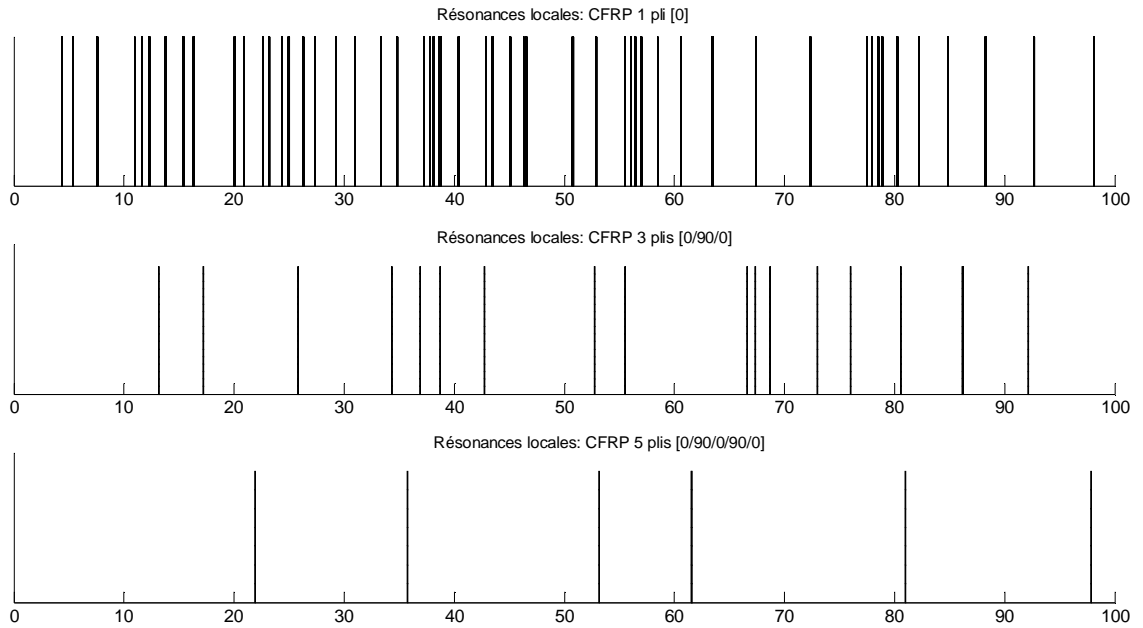


Figure 4-15 : Fréquences de résonance locale en [kHz] : sous-plaques carrées (25mm) de 1, 3 et 5 plis (cross-ply)

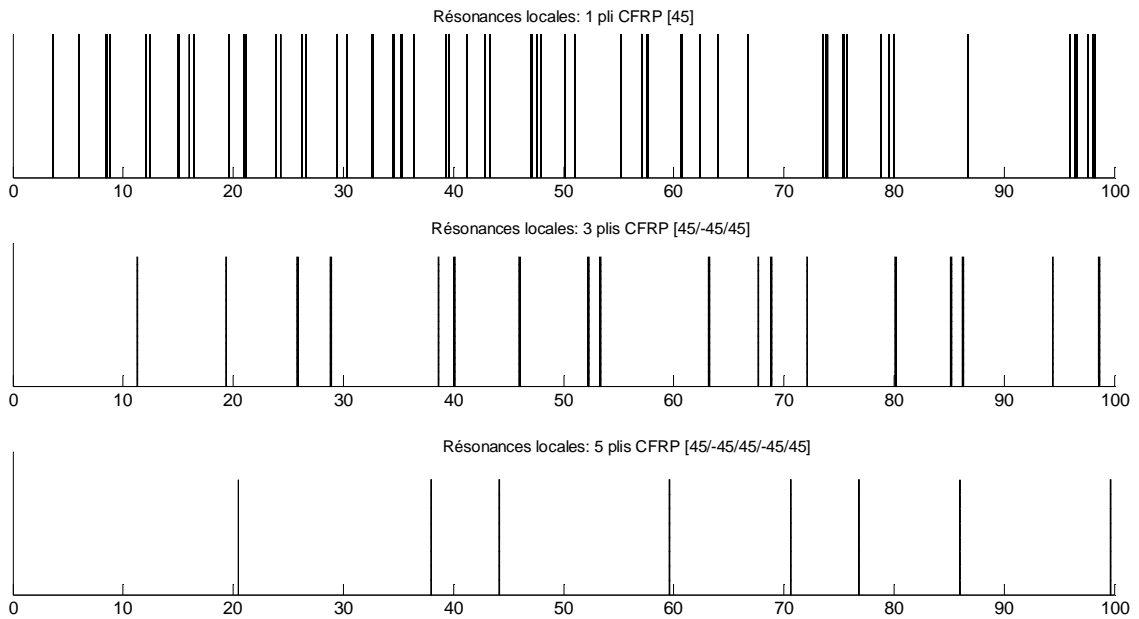


Figure 4-16 : Fréquences de résonance locale en [kHz] : sous-plaques carrées (25mm) de 1, 3 et 5 plis (angle-ply)

Table 4-7 : Caractéristiques modales de sous-plaques laminées (25 mm) de 1,3,4 et 5 plis « cross-ply »

Résonances locales [kHz] (<100 kHz)							
1 pli [0]		3 plis [0/90/0]		4 plis [0/90/90/0]		5 plis [(0/90) ₂ /0]	
4.38	M(1,1)	13.14	M(1,1)	17.53	M(1,1)	21.91	M(1,1)
5.39	M(1,2)	17.23	M(1,2)	26.02	M(1,2)	35.74	M(1,2)
7.56	M(1,3)	25.80	M(1,3)	42.68	M(1,3)	53.15	M(2,1)
10.93	M(1,4)	34.34	M(2,1)	44.14	M(2,1)	61.53	M(1,3)
11.62	M(2,1)	36.91	M(2,2)	49.23	M(2,2)	61.54	M(2,2)
12.30	M(2,2)	38.70	M(1,4)	61.11	M(2,3)	80.97	M(2,3)
13.78	M(2,3)	42.73	M(2,3)	66.66	M(1,4)	97.83	M(1,4)
15.39	M(1,5)	52.78	M(2,4)	81.15	M(2,4)		
16.33	M(2,4)	55.51	M(1,5)	85.19	M(3,1)		
20.05	M(2,5)	66.63	M(3,1)	88.86	M(3,2)		
20.88	M(1,6)	67.32	M(2,5)	97.26	M(3,3)		
22.58	M(3,1)	68.66	M(3,2)				
23.16	M(3,2)	72.98	M(3,3)				
24.32	M(3,3)	76.03	M(1,6)				
24.96	M(2,6)	80.56	M(3,4)				
26.28	M(3,4)	86.19	M(2,6)				
27.36	M(1,7)	92.17	M(3,5)				
29.24	M(3,5)						
31.00	M(2,7)						
33.34	M(3,6)						
34.80	M(1,8)						
37.22	M(4,1)						
37.75	M(4,2)						
38.13	M(2,8)						
38.61	M(3,7)						
38.77	M(4,3)						
40.41	M(4,4)						
42.86	M(4,5)						
43.48	M(1,9)						
45.06	M(3,8)						
46.28	M(4,6)						
46.54	M(2,9)						

Une analyse statistique des données est proposée au tableau 4-8 pour les laminés cross et angle-ply.

Les conclusions sont similaires pour ces deux types de laminés.

Comme pour la sous-plaque unidirectionnelle (UD), un défaut de 25 mm de côté possède environ une cinquantaine de résonances locales (RL) pour une épaisseur de 1 pli, une vingtaine pour 3 plis, et une dizaine pour 4 et 5 plis.

L'écart médian se situe également près de 1 kHz pour 1 pli, 5 kHz pour 3 et 4 plis, et plus de 10 kHz pour 5 plis. Des écarts maximum proches de 20 kHz sont relevés pour 5 plis.

Table 4-8 : Analyse statistique des résonances locales d'un défaut carré de 25 mm, « cross » et « angle-ply »

	Sous-plaque « Cross-ply »				Sous-plaque « Angle-ply »		
	1 pli	3 plis	4 plis	5 plis	1 pli	3 plis	5 plis
Nb. de résonances	54	17	11	7	59	18	8
Ecart Médian [kHz]	1.47	4.20	5.55	15.35	0.98	5.06	11.02
Écart Max [kHz]	5.49	11.12	16.66	19.42	9.26	9.86	17.52

Il est intéressant de voir ce que deviennent ces résultats pour d'autres dimensions du délaminage.

Pour un défaut carré de 15 mm de côté, le nombre de résonances locales des laminés cross-ply et angle-ply est proche de la vingtaine pour 1 pli et descend à quelques unités pour des épaisseurs à partir de 3 plis (tableau 4-9). Il en résulte une augmentation des écarts médians et des écarts maximum qui deviennent relativement importants à partir de 3 plis d'épaisseur (au-delà de 20 kHz).

Table 4-9 : Analyse statistique des résonances locales d'un défaut carré de 15 mm, « cross » et « angle-ply »

	Sous-plaque « Cross-ply »				Sous-plaque « Angle-ply »		
	1 pli	3 plis	4 plis	5 plis	1 pli	3 plis	5 plis
Nb. de résonances	21	4	2	2	22	4	1
Ecart Médian [kHz]	3.87	23.73	23.58	38.43	3.82	18.01	-
Ecart Max [kHz]	10.35	23.83	23.58	38.43	9.00	22.36	-

Pour un défaut carré de 10 mm de côté (tableau 4-10), une dizaine seulement de résonances locales sont comptabilisées en dessous de 100 kHz, avec un écart maximum d'une vingtaine de kHz. Pour 3 plis d'épaisseur, seule la fréquence fondamentale reste inférieure à 100 kHz pour les laminés cross et angle-ply. A partir de 4 plis, toutes les fréquences de résonance théoriques calculées sont supérieures à 100 kHz.

Table 4-10 : Analyse statistique des résonances locales d'un défaut carré de 10 mm, « cross » et « angle-ply »

	Sous-plaque « Cross-ply »				Sous-plaque « Angle-ply »		
	1 pli	3 plis	4 plis	5 plis	1 pli	3 plis	5 plis
Nb. de résonances	8	1	0	0	7	1	0
Ecart Médian [kHz]	9.25	-	-	-	15.12	-	-
Ecart Max [kHz]	21.05	-	-	-	20.23	-	-

Enfin, il convient de remarquer que pour un laminé multidirectionnel symétrique comme le cross-ply ou l'angle-ply, contrairement au laminé unidirectionnel, on observe (tableau 4-7) qu'il n'y a plus de

proportionnalité directe entre la fréquence d'un mode et le nombre de plis, excepté pour la fréquence fondamentale et les modes symétriques du type M(n,n). Cependant, la fréquence de résonance d'un mode quelconque M(m,n) croît toujours naturellement avec le nombre de plis, toutes choses étant égales par ailleurs.

4.3 Résonance locale et champ thermique

4.3.1 Discrétisation de l'équation de la chaleur

Les problèmes de transfert de chaleur dans les matériaux anisotropes diffèrent beaucoup de ceux dans les matériaux isotropes. L'équation différentielle qui régit la conduction de la chaleur dans un laminé généralement orthotrope soumis à une source interne chaleur est de la forme [12]:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k_{xx} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_{yy} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k_{zz} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + 2k_{xy} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} + \dot{Q} \quad (4.27)$$

\dot{Q} : puissance thermique volumique d'une source interne de chaleur [Wm^{-3}]

k_{xx}, k_{yy}, k_{zz} : coefficients de conductivité thermique dans les directions x,y et z [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]

k_{xy} : coefficient de couplage thermique [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]

ρ : masse volumique [kgm^{-3}]

c : chaleur massique [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$]

Dans les axes d'orthotropie d'un laminé orthotrope, en négligeant la diffusion de chaleur selon la direction de l'épaisseur « z » (hypothèse valable pour un laminé mince), le problème devient bidimensionnel et l'équation (4.27) se simplifie:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \dot{Q} \quad (4.28)$$

Cette équation différentielle peut être résolue numériquement par la méthode des différences finies. Un maillage du milieu plan, de pas Δx et Δy , peut être défini comme illustré à la figure 4-17.

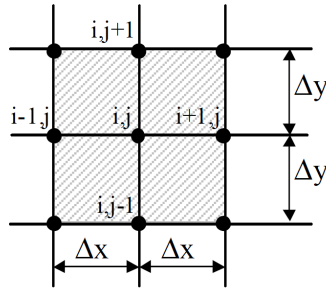


Figure 4-17 : Maillage de surface par différences finies (calcul du champ thermique)

En utilisant les formules d'approximation des dérivées (approximation centrée d'ordre 2 pour la dérivée seconde), l'équation différentielle (4.28) peut s'écrire [41] :

$$T(i, j)_{t+1} = T(i, j)_t + \left[k_x \frac{T(i+1, j) + T(i-1, j) - 2T(i, j)}{\Delta x^2} + k_y \frac{T(i, j+1) + T(i, j-1) - 2T(i, j)}{\Delta y^2} + \dot{Q} \right] \frac{\Delta t}{\rho c} \quad (4.29)$$

t : indice de numérotation pour l'itération temporelle

Δt : pas de temps [s]

Par simplicité, vu les faibles échauffements générés en vibrothermographie et la faible diffusivité thermique dans un laminé époxy, des conditions aux limites de Dirichlet sont appliquées sur un contour carré assez grand centré sur la zone de délaminage. Une température nulle est fixée sur le contour en $x=0$, $x=a$ et en $y=0$, $y=b$ (figure 4-18). Les échanges thermiques avec le reste du laminé et le milieu ambiant sont donc négligés (isolation thermique).

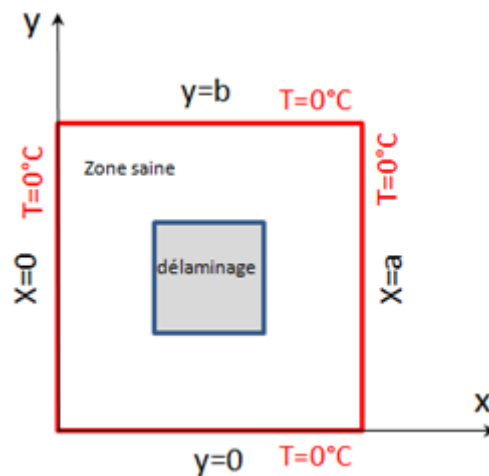


Figure 4-18 : Conditions aux limites de Dirichlet sur un contour carré centré sur le délaminage

4.3.2 Modélisation de la source interne de chaleur

En utilisant les hypothèses de Kirchhoff pour les déformations de plaque mince en flexion [1] et l'expression du champ de déplacement selon le principe de l'approximation de Ritz (équations 4.5, 4.7 et 4.22), il vient:

$$\varepsilon_x = -z \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = -z \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n a_{ij} \frac{\partial^2 \Phi_i(x)}{\partial x^2} \Theta_j(y) \quad (4.30)$$

$$\varepsilon_y = -z \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = -z \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n a_{ij} \Phi_i(x) \frac{\partial^2 \Theta_j(y)}{\partial y^2} \quad (4.31)$$

$$\gamma_{xy} = -2z \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = -2z \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n a_{ij} \frac{\partial \Phi_i(x)}{\partial x} \frac{\partial \Theta_j(y)}{\partial y} \quad (4.32)$$

avec $\varepsilon_z = \gamma_{xz} = \gamma_{yz} = 0$ (déformation plane)

Θ et Φ sont les fonctions d'approximation (équations 4.23 et 4.24).

Pour rappel, les déplacements hors-plan « w » d'une déformée modale sont connus à une constante multiplicative arbitraire près.

Le tenseur des déformations se note :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 1/2\gamma_{xy} \\ 1/2\gamma_{xy} & \varepsilon_y \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

Il existe aussi des directions principales telles que dans les axes principaux, le tenseur est diagonal :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

A partir du cercle de Mohr (figure 4-19), on obtient facilement les déformations principales:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2} \\ \varepsilon_2 &= \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2} \end{aligned} \quad (4.35)$$

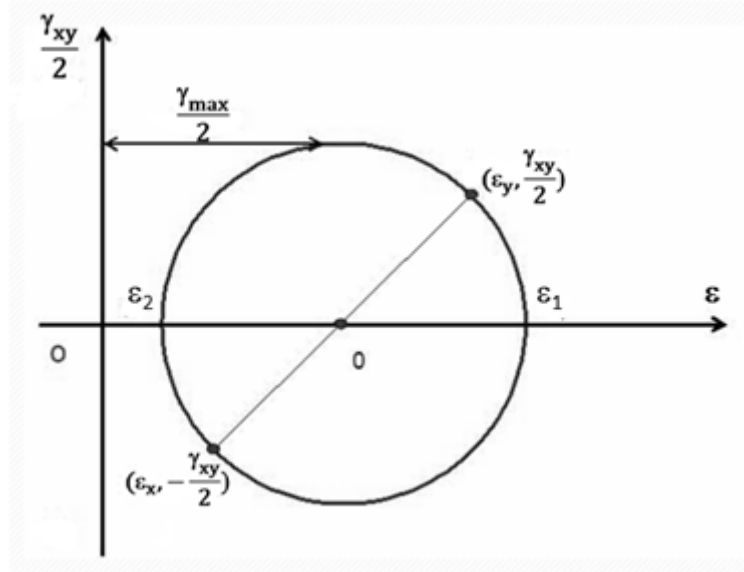


Figure 4-19 : Cercle de Mohr des déformations (2-D)

On peut encore décomposer le tenseur en une somme de deux tenseurs comme suit:

$$[\varepsilon] = [\varepsilon]^s + [\varepsilon]^d = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2} \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

Physiquement, cette décomposition correspond à fractionner la déformation en une dilatation uniforme $[\varepsilon]^s$ (dite partie sphérique) et une distorsion, c'est-à-dire une déformation sans changement de volume $[\varepsilon]^d$ (dite partie déviatorique).

En effet, on peut vérifier que la variation relative de surface en déformation plane est donnée (au 1^{er} ordre) par la trace du tenseur de déformation, qui est un invariant tensoriel ($\text{tr}[\varepsilon] = \varepsilon_x + \varepsilon_y = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$).

En outre, on note aussi que la trace du tenseur déviateur est nulle (pas de dilatation).

La figure 4-20 illustre les déformations de dilatation et distorsion (cisaillement) d'un élément rectangulaire dans l'espace bidimensionnel.

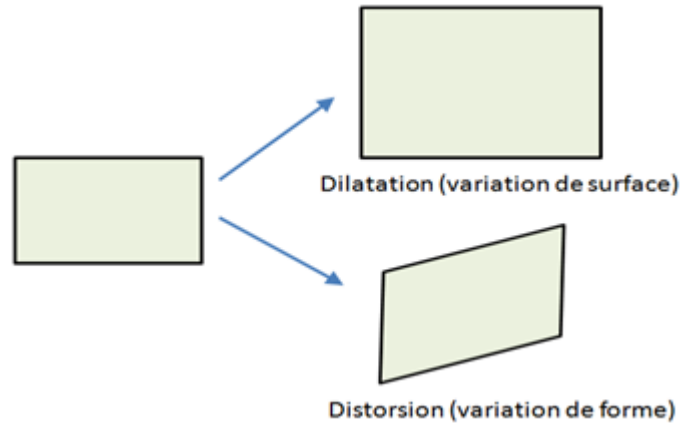


Figure 4-20 : Distinction entre déformation sphérique (dilatation) et déformation déviatorique (distorsion)

La déformation normale moyenne (partie sphérique) est donc définie par :

$$\varepsilon_s = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} \quad (4.37)$$

Et la déformation déviatorique moyenne par :

$$\varepsilon_d = \sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}([\varepsilon]^d \cdot [\varepsilon]^d)} = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2} \right)^2 \right]} \quad (4.38)$$

(remarque : la trace $\text{tr}([\varepsilon]^d \cdot [\varepsilon]^d)$ est également un invariant tensoriel)

En simplifiant :

$$\varepsilon_d = \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2} = \frac{|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|}{2} \quad (4.39)$$

Etant donné l'invariance tensorielle de la trace du carré du tenseur déviatorique, on obtient également dans le système d'axes x-y :

$$\varepsilon_d = \frac{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2}{2} - \left(\frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} \right)^2 + \frac{1}{4} \gamma_{xy}^2 \quad (4.40)$$

Par ailleurs, il a été vu au paragraphe 2.4.2 que des matériaux viscoélastiques comme les laminés époxy présentent, sous chargement cyclique, une dissipation viscoélastique proportionnelle au carré de la déformation et au carré de la fréquence (équation 2.39).

En particulier, pour une fréquence de résonance élevée, il est possible que ce mode de dissipation de chaleur soit prépondérant devant celui généré par le frottement à l'interface du défaut.

Les puissances thermiques par déformations sphérique et déviatorique à la résonance locale peuvent être définies par les relations suivantes:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_s &\propto \varepsilon_s^2 = \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}\right)^2 \\ \dot{Q}_d &\propto \varepsilon_d^2 = \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right)^2\end{aligned}\tag{4.41}$$

Comme pour l'amplitude des modes propres en analyse modale, ces champs peuvent être normalisés en amplitude sur la zone du délaminage.

La dissipation de chaleur par viscoélasticité est donc due, d'une part, à l'énergie de dilatation, et d'autre part, à l'énergie de distorsion du matériau.

Il faut également signaler que, comme les fréquences d'excitation vibratoire sont relativement élevées (au-delà du kHz), les puissances calorifiques des sources internes de chaleur peuvent être considérées comme constantes dans le temps, étant donné la très faible inertie thermique.

Elles sont donc juste modulées spatialement sur la zone du défaut.

Ces sources de chaleur interne ont été implémentées dans un programme sous Matlab® pour déterminer un champ de température par différences finies satisfaisant l'équation de la chaleur (4.28), à partir des champs de déformations calculés (équations 4-30 à 4-32).

L'allure du champ thermique théorique généré à la résonance locale peut ensuite être comparé avec le champ thermique observé en vibrothermographie. Cette étude fait l'objet du paragraphe suivant.

4.3.3 Champ thermique à la résonance locale

On propose l'étude du cas d'une sous-plaque laminée CFRP unidirectionnelle de 3 plis d'épaisseur.

Les propriétés mécaniques utilisées sont reprises à la table 4-1, et la direction des fibres est orientée verticalement aux figures suivantes.

Le calcul des champs de déplacement et de déformations sphérique et déviatorique est effectué pour une sous-plaque carrée de 25 mm de côté.

Les résultats obtenus pour les champs de déplacement sont fournis ci-dessous pour les 4 premiers modes de résonance locale : M(1,1), M(1,2), M(2,1) et M(2,2).

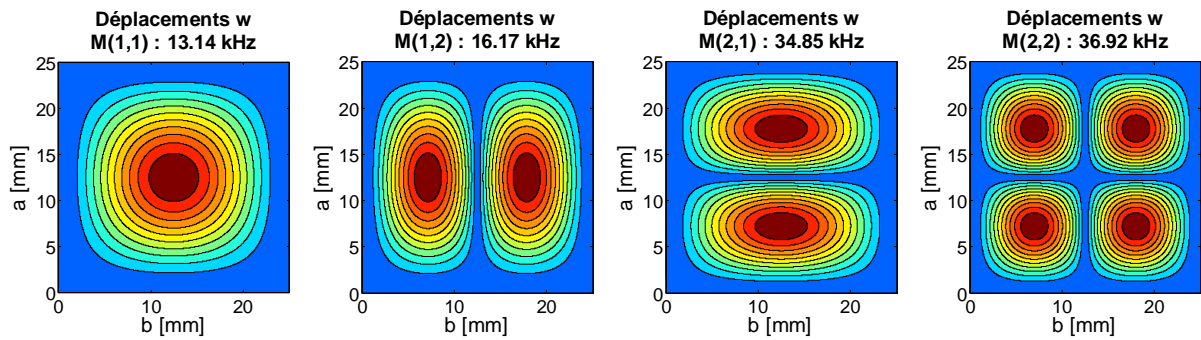


Figure 4-21 : Champs de déplacement à la résonance locale : modes M(1,1), M(1,2), M(2,1), M(2,2)

Les champs de déformations sphérique et déviatorique sont calculés d'après les champs de déformations principales selon les équations (4.37) et (4.39). On propose, en outre, de calculer un champ de déformation 'équivalent', compte tenu du fait que l'énergie viscoélastique est proportionnelle au carré de la déformation. Ce champ équivalent produit la même énergie viscoélastique que celle cumulée des déformations sphériques et déviatoriques:

$$\varepsilon_{eq} = \sqrt{\varepsilon_s^2 + \varepsilon_d^2} \quad (4.42)$$

Les trois champs normalisés sont représentés aux figures 4-22 à 4-25 pour les 4 premiers modes de résonance locale.

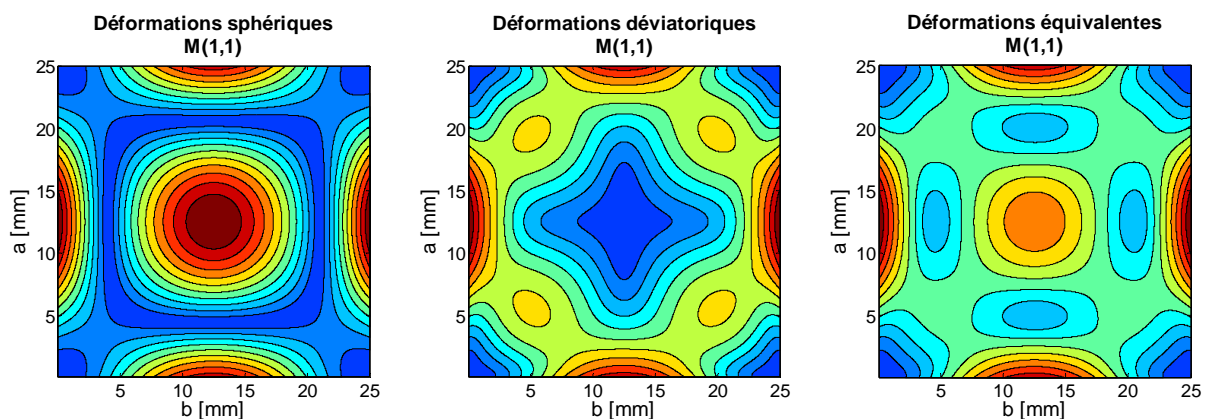


Figure 4-22 : Champs de déformations : sphérique, déviatorique et équivalent du mode M(1,1)

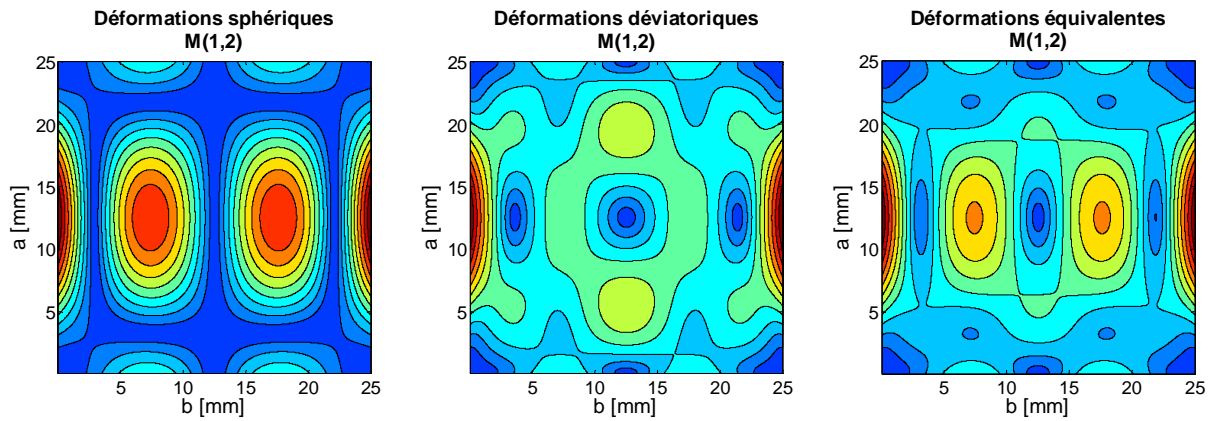


Figure 4-23 : Champs de déformations : sphérique, déviatorique et équivalent du mode $M(1,2)$

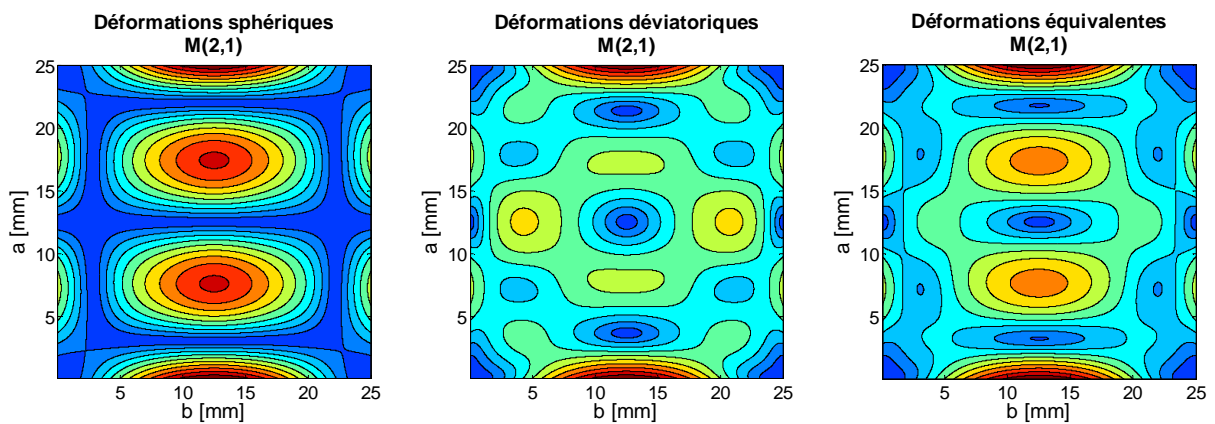


Figure 4-24 : Champs de déformations : sphérique, déviatorique et équivalent du mode $M(2,1)$

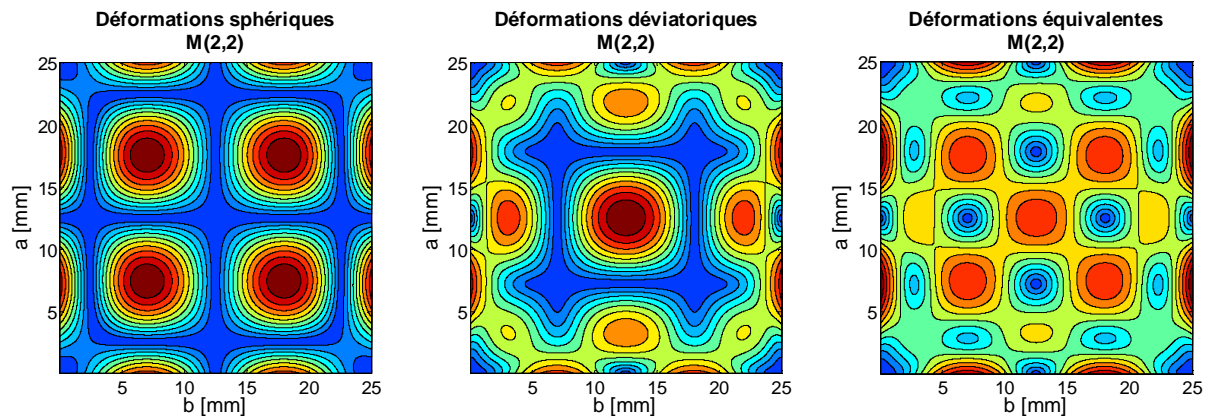


Figure 4-25 : Champs de déformations : sphérique, déviatorique et équivalent du mode $M(2,2)$

On remarque d'abord que le champ de déformation sphérique d'un mode est similaire au champ de déplacement à l'exception de la zone proche du contour. Dans cette zone, on relève des déformations concentrées au droit des ventres de vibration. Cette constatation est d'ailleurs valable aussi pour les autres champs de déformations, il s'agit d'une conséquence directe de l'hypothèse d'encastrement du délaminage.

Les maxima des champs de déformation sphérique correspondent aux ventres de vibration et les maxima des champs de déformation déviatorique se situent plutôt sur des lignes nodales.

Les champs de déformation déviatorique montrent les zones de distorsion. Ces zones caractéristiques de cisaillements importants (en dehors des effets de bords), se situent plutôt là où les déformations sphériques sont minimales. Ces champs sont aussi globalement plus étendus et les gradients moins importants.

Les champs de déformation équivalente se visualisent comme une somme pondérée des deux champs précédents produisant la même énergie viscoélastique totale.

Pour rappel, les champs de déformations sphérique et déviatorique sont connus à une même constante multiplicative près. Et l'on constate d'après les résultats de calcul que si, localement, l'amplitude des déformations est différente, les normes de Frobenius des deux champs sur la zone de délaminage sont identiques, ce qui signifie que l'énergie viscoélastique se répartit globalement (sur le maillage) de manière égale entre ces deux modes de déformation.

On peut donc définir deux sources de chaleur distinctes ($\dot{Q}_{\max}/2$) modulées spatialement par les champs de déformations sphérique et déviatorique au carré, ou bien une seule source à partir du champ des déformations équivalentes au carré (\dot{Q}_{\max}).

Les puissances thermiques des trois champs de déformation peuvent alors se mettre sous la forme :

$$\dot{Q}_s = \frac{\dot{Q}_{\max}}{2} \varepsilon_s^2 \quad (4.43)$$

$$\dot{Q}_d = \frac{\dot{Q}_{\max}}{2} \varepsilon_d^2 \quad (4.44)$$

$$\dot{Q}_{eq} = \dot{Q}_{\max} \varepsilon_{eq}^2 \quad (4.45)$$

Afin de confronter cette théorie aux résultats expérimentaux, nous avons choisi le cas du mode à 2 ventres M(1,2), identifié par l'analyse modale expérimentale au chapitre 3 pour une sous-plaque laminée de 25 mm de côté et 3 plis d'épaisseur.

Une valeur arbitraire initiale de la puissance thermique volumique maximum sur la zone du défaut a d'abord été choisie, soit $\dot{Q}_{\max} = 1 \text{ W/cm}^3$.

La valeur moyenne calculée sur la zone vaut dans ce cas $\dot{Q}_{\text{mean,eq}} = 0.132 \text{ W/cm}^3$ pour la source équivalente et la moitié pour les sources sphérique et déviatorique ($\dot{Q}_{\text{mean,s}}$ et $\dot{Q}_{\text{mean,d}}$).

Les isothermes peuvent dès lors être déterminées numériquement sur base de la discrétisation de l'équation de la chaleur (équation 4.29) et des sources internes définies par les équations (4.43), (4.44), (4.45) à partir des champs de déformations obtenus à la résonance locale étudiée.

Les résultats, en degrés Celsius, sont donnés pour les trois sources définies ci-dessus, après 5 secondes de chauffe (figures 4-26 à 4-28) et 10 secondes de chauffe (figures 4-29 à 4-31).

La zone du défaut de 25mm de côté est représentée par un carré en pointillés gris. La température initiale du spécimen en équilibre thermique vaut 0°C par facilité.

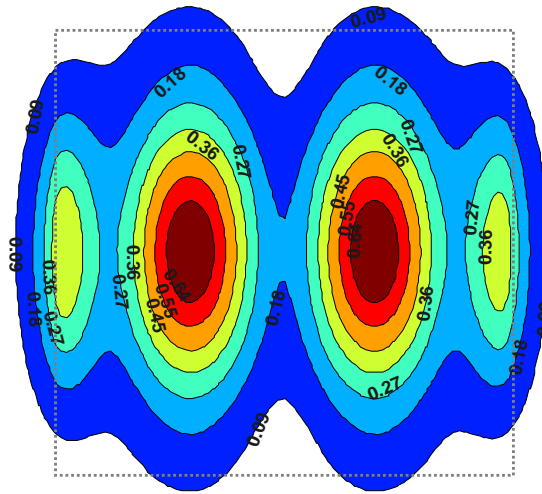


Figure 4-26 : Champ thermique calculé après 5 secondes, mode M(1,2). Source \dot{Q}_s

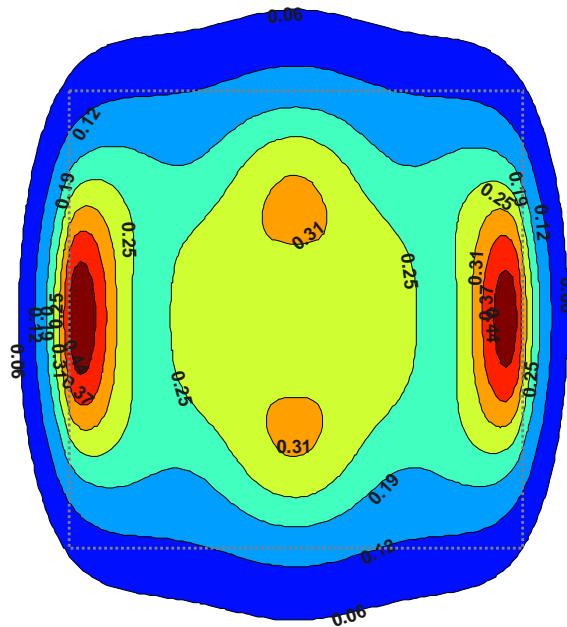


Figure 4-27 : Champ thermique calculé après 5 secondes, mode M(1,2). Source \dot{Q}_d

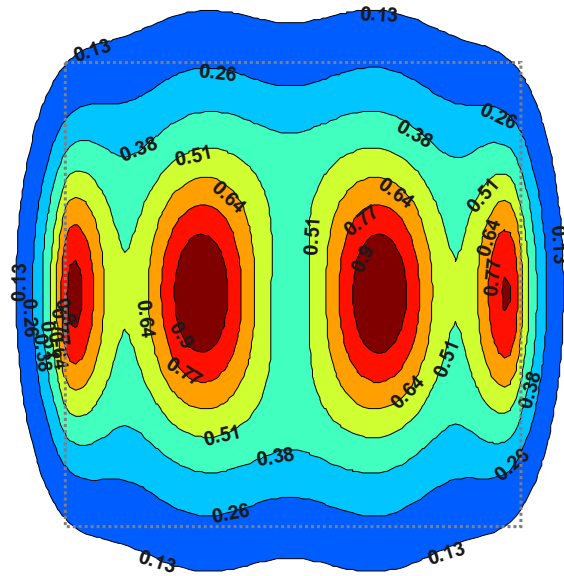


Figure 4-28 : Champ thermique calculé après 5 secondes, mode M(1,2). Source \dot{Q}_{eq}

Après 5 secondes, on note que le champ thermique produit par la source 'sphérique' \dot{Q}_s (figure 4-26) ne couvre pas encore toute la zone du défaut, contrairement au cas des sources 'déviatorique' \dot{Q}_d et 'équivalente' \dot{Q}_{eq} (figures 4-27 et 4-28). La source de chaleur \dot{Q}_s produit des gradients thermiques plus importants dans la zone centrale avec deux 'lobes' ovales bien marqués (figure 4-26).

Le champ thermique lié à la déformation de distorsion ou déviatorique \dot{Q}_d (figure 4-27) présente une température assez uniforme dans une large zone centrale (isotherme à 0.25°C) avec deux petites zones plus chaudes (isothermes à 0.31°C). Des gradients thermiques importants sont également localisés sur les bords gauche et droit du contour au niveau de l'encastrement ('lobes' périphériques). Ils sont certainement surévalués en raison de l'hypothèse forte d'encastrement.

A la figure 4-28, le champ thermique équivalent montre un début de fusion d'isothermes entre les lobes du centre et périphériques. L'isotherme à 0.13°C dépasse tout juste le contour du défaut carré. Une série d'isothermes parallèles et ondulées (à 0.13 , 0.26 et 0.38°C) se forme et prend globalement un aspect 'carré'.

Les simulations de champ thermique après 10 secondes montrent toutes une évolution du front thermique en dehors de la zone du défaut. La figure 4-29, pour la source \dot{Q}_s , montre que les lobes centraux se sont développés et les lobes périphériques estompés. La figure 4.30 pour la source \dot{Q}_d montre un élargissement de la zone centrale avec une température uniforme plus élevée. Enfin, la figure 4-31 illustre l'évolution du champ thermique de la source équivalente \dot{Q}_{eq} , assez semblable à celle du champ thermique de la source \dot{Q}_s mais dont les isothermes présentent globalement un contour plus carré.

Enfin, on note qu'après 10 secondes, les isothermes en dehors de la zone du défaut commencent à s'allonger verticalement (contour rectangulaire) dans la direction des fibres de carbone, de conductivité thermique plus grande que celle de la matrice.

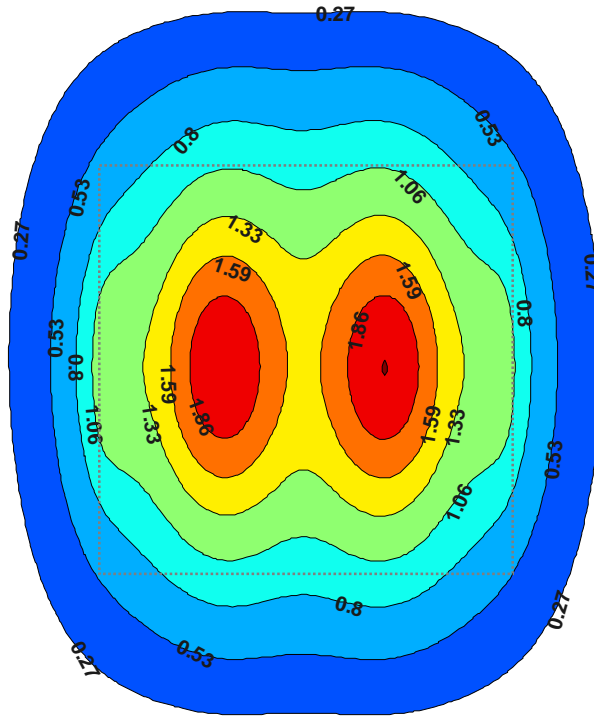


Figure 4-29 : Champ thermique calculé après 10 secondes, mode M(1,2). Source \dot{Q}_s

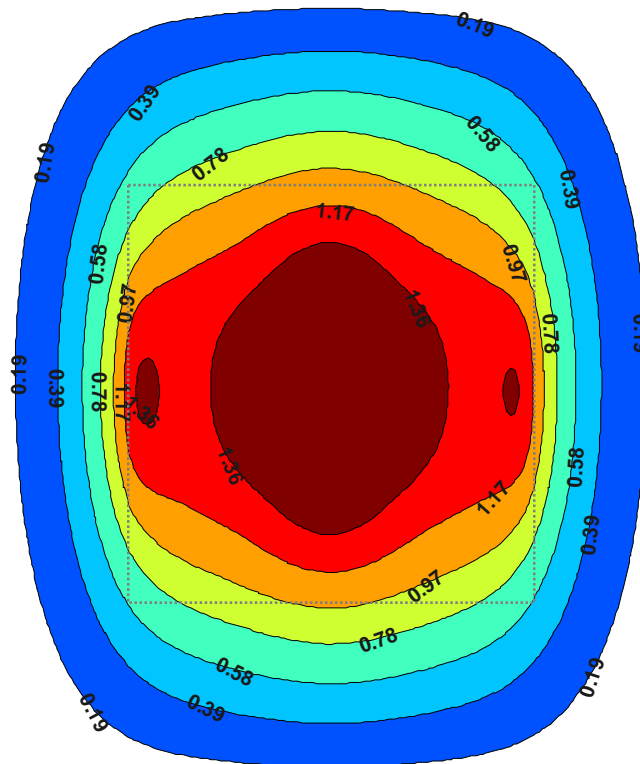


Figure 4-30 : Champ thermique calculé après 10 secondes, mode M(1,2). Source \dot{Q}_d

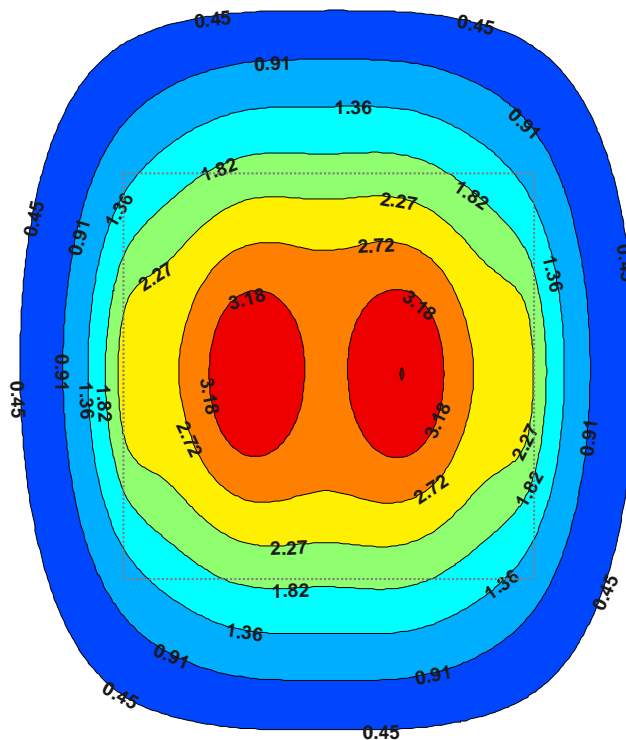


Figure 4-31 : Champ thermique calculé après 10 secondes, mode M(1,2). Source \dot{Q}_{eq}

En analysant maintenant l'image vibrothermographique obtenue expérimentalement après 10 secondes de test à la fréquence de résonance locale du mode M(1,2) sur un délaminage carré de 25 mm simulé par un morceau de film Teflon®, on obtient l'image de la figure 4-32.

Ce mode à 2 ventres, présentant un pic d'échauffement important en vibrothermographie, a été identifié par l'analyse modale (chapitre 3).

Les isothermes de cette image brute (en écart relatif par rapport à la zone saine) ont été relevées sous Matlab® et montrent bien l'existence d'un profil thermique à deux 'lobes' (figure 4-33).

En itérant sur la valeur de la puissance thermique prise pour la source équivalente, on obtient pour $\dot{Q}_{max} = 0.75 \text{ W/cm}^3$, soit une puissance moyenne volumique $\dot{Q}_{mean,eq} = 0.099 \text{ W/cm}^3$ un champ thermique théorique proche de celui obtenu expérimentalement (figure 4-34).

L'allure des champs thermiques théorique et expérimental montre une bonne corrélation, bien qu'un des lobes soit légèrement 'sous-développé' et décalé verticalement par rapport au modèle.

Cette différence pourrait s'expliquer par un mauvais décollement de l'insert artificiel, situé localement dans le coin inférieur droit.

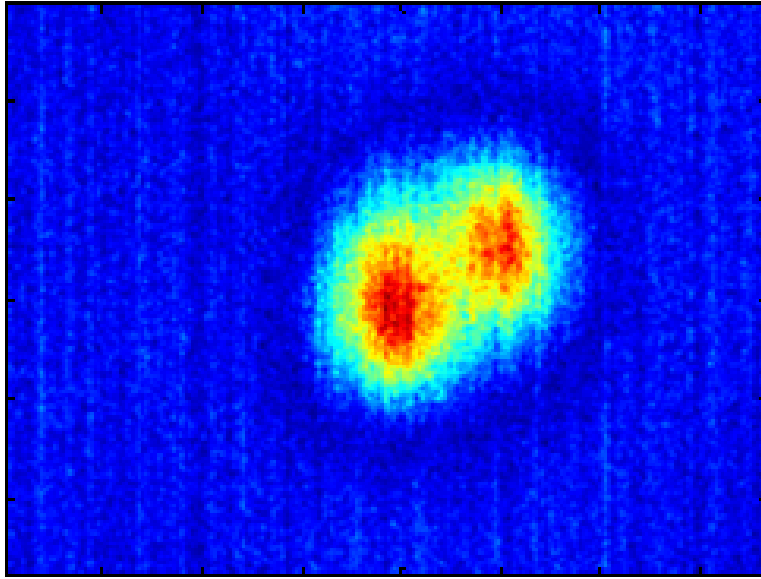


Figure 4-32 : Image vibrothermographique brute à la résonance locale d'un délaminage: mode M(1,2)

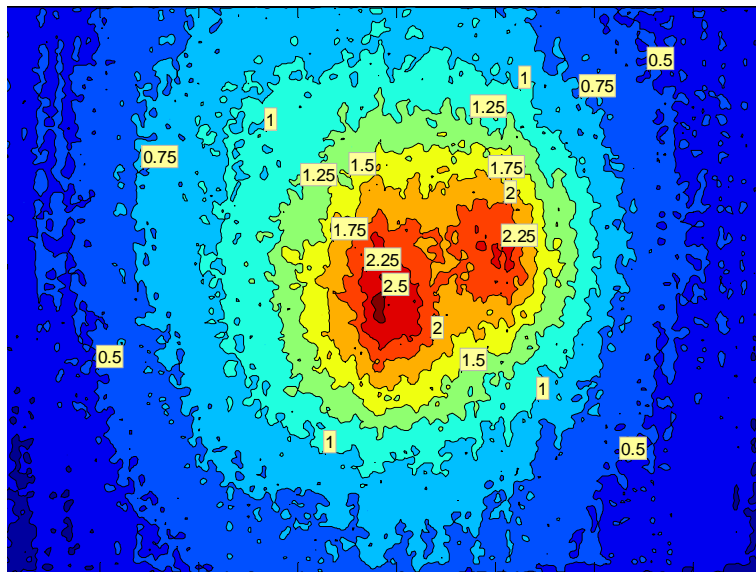


Figure 4-33 : Calcul des isothermes du mode M(1,2) sur l'image IR (sous Matlab®)

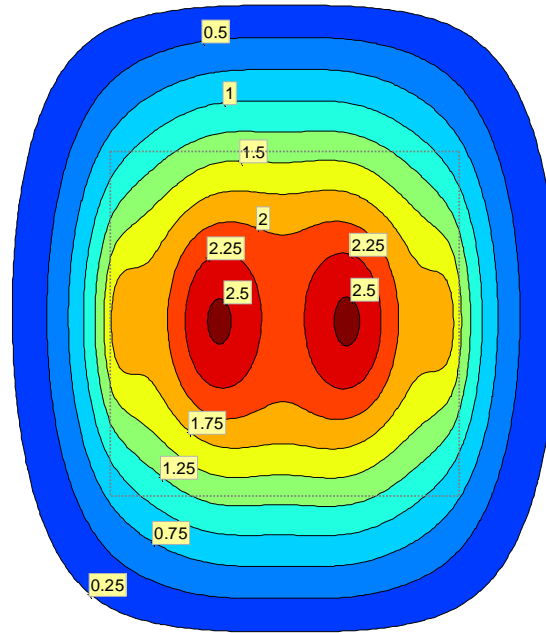


Figure 4-34 : Simulation et calculs d'isothermes à la résonance locale du mode M(1,2)

L'image vibrothermographique ci-dessous montre le cas d'un autre insert de la plaque testée, l'insert carré de 25 mm en tafe Teflon[®] qui ne présente pas cette particularité à la résonance locale. En outre, il présente globalement des isothermes plus carrées comme dans la simulation ci-dessus.

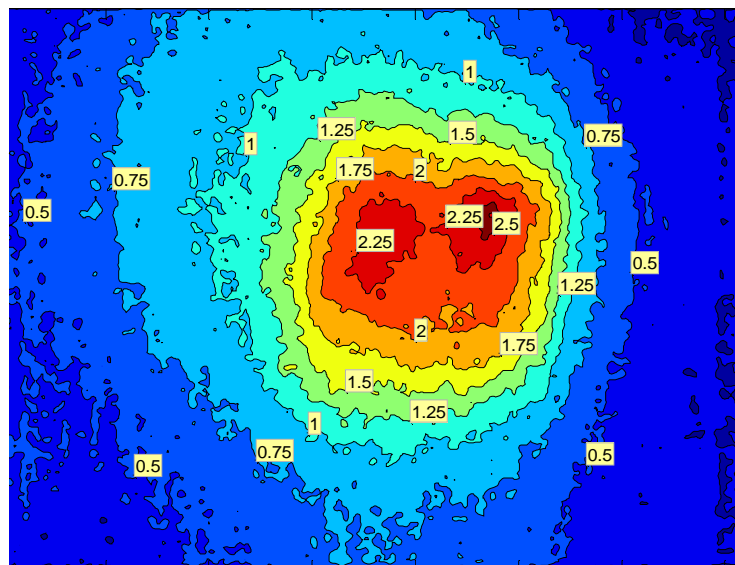


Figure 4-35 : Image vibrothermographique, isothermes du mode M(1,2) pour l'insert 'tape Teflon' (sous Matlab[®])

Enfin, pour terminer, le champ thermique obtenu par vibrothermographie pour le mode fondamental (1 seul ventre) est présenté ci-dessous pour le défaut carré en film Teflon®. Conformément aux champs de déformations obtenus à la figure 4-22, on ne distingue qu'un seul lobe central.

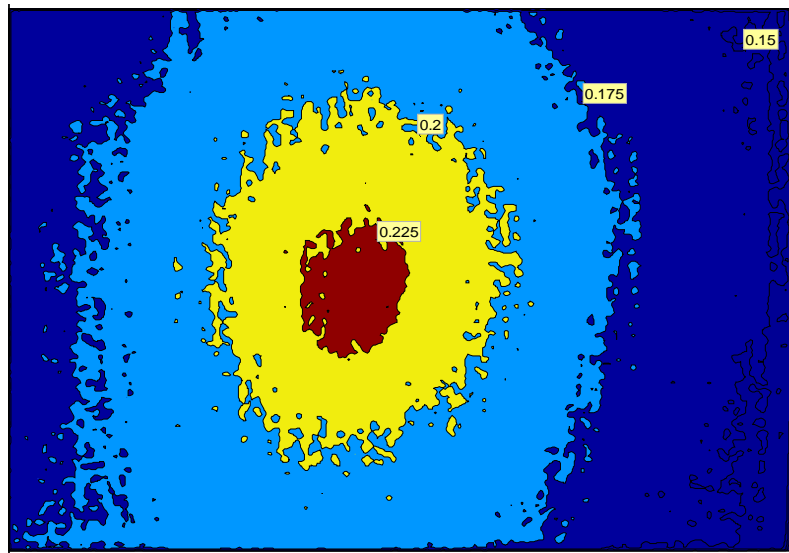


Figure 4-36 : Image vibrothermographique, isothermes du mode $M(1,1)$ (sous Matlab®)

En conclusion, le phénomène de résonance locale a bien une réalité physique qui influence directement la topologie des champs thermiques observés en vibrothermographie. Afin d'uniformiser au mieux le champ de température sur la zone d'un défaut, il importe donc, dans le cadre d'un couplage linéaire par collage, de tester un intervalle de fréquence suffisamment large qui contienne un certain nombre de résonances locales. Un test par balayage sinusoïdal est tout à fait indiqué dans ce but. Des applications expérimentales de ce type (tests 'chirp' et wobulation) montreront au chapitre suivant comment détecter et caractériser au mieux les dimensions des défauts par vibrothermographie.

5 Caractérisation de défauts en vibrothermographie

Les principaux défauts affectant les matériaux composites sont des délaminations présentes dans les matériaux dès la fabrication, ou apparaissant en opération suite, par exemple, à un impact.

Ce chapitre vise à montrer le potentiel de la vibrothermographie pour la détection et la caractérisation de défauts de délaminage.

Comme pour toute méthode de thermographie active, la vibrothermographie pulsée (§2.2.1) ou modulée (§2.2.2) permet la détection de singularités à partir des contrastes thermiques relevés en surface sur l'image thermographique.

En pratique, un contrôle non destructif doit fournir un rapport complet sur l'ensemble des défauts détectés, et leur confrontation à des critères de rejet. Selon le type de pièce et son utilisation (par exemple une bride de carter plus sollicitée que la virole), la taille critique admissible peut être très variable selon les exigences de tolérance aux dommages. Le dimensionnement en tolérance aux dommages consiste à déterminer une taille de défaut minimale détectable, dont on pourra garantir qu'elle n'entraînera pas de rupture dans un intervalle de temps défini.

Au premier paragraphe, nous allons montrer l'efficacité des techniques de balayage rapide sinusoïdal de type 'chirp' et de modulation en amplitude (lock-in) ou en fréquence (wobulation ou vobulation) pour la détection de défauts de délaminage sur des échantillons CFRP.

Une méthode de caractérisation de la forme et des dimensions des défauts par filtre de Canny (sous Matlab®) est présentée ensuite au paragraphe 5.2.

La détermination de la profondeur de défaut par vibrothermographie est abordée au paragraphe 5.3. La caractérisation en profondeur est généralement effectuée par des techniques d'essais non destructifs conventionnelles, tel le contrôle par ultrasons (UT).

Cette technique reste cependant inapplicable sur certains matériaux composites, essentiellement les structures en nid d'abeille, et pour certains défauts plus difficiles comme les fissures ou délaminages 'fermés' (dont les bords se touchent) ou encore en présence de porosité.

Il faut rappeler également que les méthodes de thermographie pulsée (§1.2.1) et de thermographie de phase pulsée (§1.2.3) ont la capacité d'évaluer la profondeur de défauts, bien que ces méthodes restent plus limitées en profondeur de détection que celle par ultrasons.

Comme on va le voir dans ce chapitre, en vibrothermographie, les techniques de balayage 'chirp' et de modulation d'amplitude et de fréquence sont tout à fait complémentaires pour permettre une détection fiable des défauts et leur caractérisation en taille et en profondeur par cette méthode.

5.1 Balayage sinusoïdal et modulation

5.1.1 Test chirp

Le signal de type chirp utilisé est un balayage sinusoïdal linéaire très rapide entre deux fréquences et d'amplitude constante. Il a déjà été employé précédemment (§3.4.2) pour déterminer les fonctions de réponse en fréquence du délaminage et mettre en évidence le phénomène de résonance locale.

En vibrothermographie 'traditionnelle', le test chirp n'est d'habitude pas utilisé car un signal monofréquentiel appliqué à un transducteur suffit pour produire une multitude d'harmoniques et sous-harmoniques par le biais du chaos acoustique (chapitre 2).

Dans le cadre de cette thèse, le couplage linéaire par collage élimine le chaos acoustique pour augmenter la fiabilité du test par vibrothermographie. Cependant, une excitation monofréquentielle étant moins efficace, il importe donc de faire varier la fréquence, avec un shaker piézoélectrique par exemple, pour déterminer les fréquences ou intervalles de fréquence favorables où le défaut se comporte comme une source interne de chaleur.

Afin d'éviter de devoir tester une multitude de fréquences une à une, ce qui serait coûteux en temps, le test chirp de courte durée « τ » (typiquement 40 ms) permet 'd'essayer' rapidement toutes les fréquences contenues dans un intervalle prédéfini Δf .

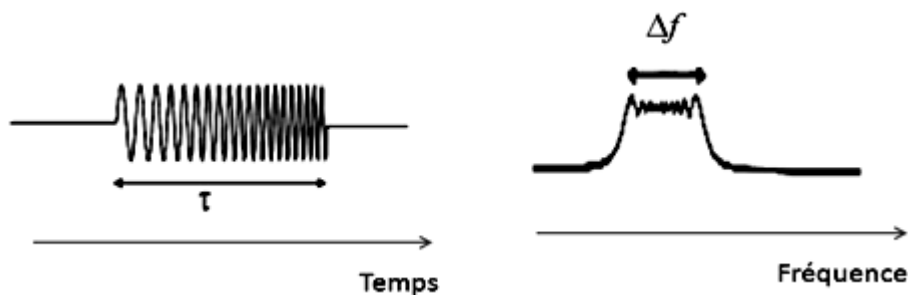


Figure 5-1 : Signal 'chirp' dans les domaines temporel et fréquentiel

Comme en vibrothermographie classique, un pulse de quelques secondes maximum suffit généralement pour des matériaux composites de cinétique thermique lente, le signal chirp peut donc être répété un très grand nombre de fois sur la durée du pulse choisi.

L'effet cumulatif du signal génère une courbe d'échauffement linéaire dans le temps, du type illustré à la figure 5-2. Cette caractéristique propre à la vibrothermographie implique que le rapport signal sur bruit ou 'SNR' (signal-to-noise ratio) augmente dans le temps. La limitation provient essentiellement de la diffusion thermique de la chaleur dans la pièce. On peut aussi montrer expérimentalement que la pente de la vitesse d'échauffement en [$^{\circ}/s$] est proche de la moyenne des pentes d'échauffement de tests sinus incrémentés menés dans le même intervalle de fréquence.

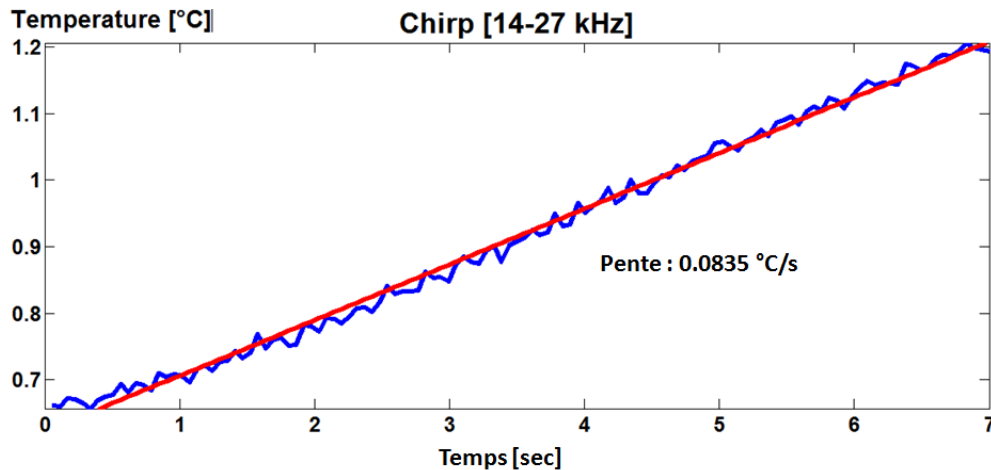


Figure 5-2 : Courbe d'échauffement d'une délamination par test 'chirp' entre 14 et 27 kHz (défaut C, figure 3-3)

Les résultats de 2 tests vibrothermographiques 'chirp' menés sur la plaque CFRP avec 6 inserts artificiels différents (figure 3-3a, chapitre 3) sont présentés ci-dessous.

Pour rappel, 6 inserts artificiels carrés « A,B,C,D,E,F » ont été placés entre le 3^{ème} et le 4^{ème} pli (A : 2 films Teflon[®] de 25 mm insérés entre 2 tapes Kapton[®] scellés, B : 2 films Mylar de 25 mm insérés entre 2 tapes Kapton[®] scellés, C : un film Teflon[®] de 25 mm, D : un tape Teflon[®] de 25 mm, E : un tape Flash Breaker de 23 mm, F : un tape Kapton[®] de 25mm).

Les deux tests chirp menés dans les intervalles 13-18 kHz et 25-30 kHz permettent de détecter tous les défauts (figure 5-3).

Les images sont traitées par transformée de Fourier au moyen du logiciel IR_view[®] sous Matlab[®] [70]. Elles montrent des différences de contraste plus ou moins marquées en fonction du type d'insert artificiel (propriétés thermiques différentes).

L'insert en Flash Breaker (E) possède un contraste élevé aux figures 5-3a et b.

A la figure 5-3b, les défauts de type tape Teflon[®] (D) et Kapton[®] (F) présentent également un très bon contraste. Le défaut en film Teflon[®] (C) et les 'coussins' de film Teflon[®] (A) et Mylar (B) possèdent globalement un plus faible contraste mais restent cependant bien détectables dans les deux cas.

La forme des défauts relevée lors de tests 'chirp' est parfois imprécise (défaut E par exemple), mais reste meilleure que dans le cas d'un test sinus monofréquentiel, caractérisé par la présence de 'lobes' à la fréquence de résonance locale (figure 4-32).

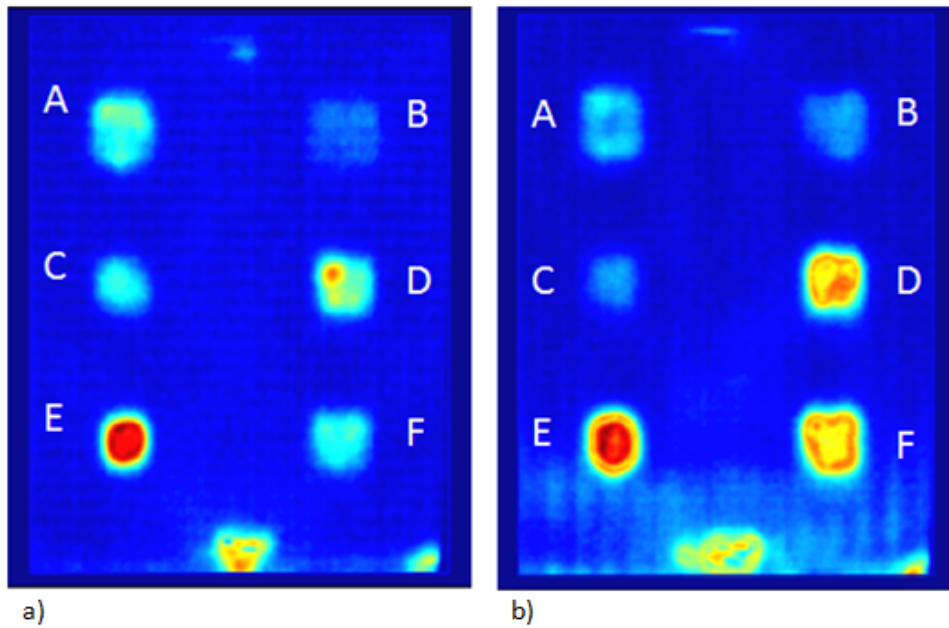


Figure 5-3 : Plaque CFRP (avec 6 inserts de nature différente), a) Test chirp 13-18 kHz b) Test chirp 25-30 kHz

5.1.2 Vibrothermographie modulée

Comme en thermographie optique, il existe, en vibrothermographie, deux façons de moduler le signal d'excitation : en amplitude (AM) ou en fréquence (FM). En vibrothermographie, le signal porteur (ou porteuse) est une vibration haute fréquence, généralement de plusieurs kHz (figure 5-4).

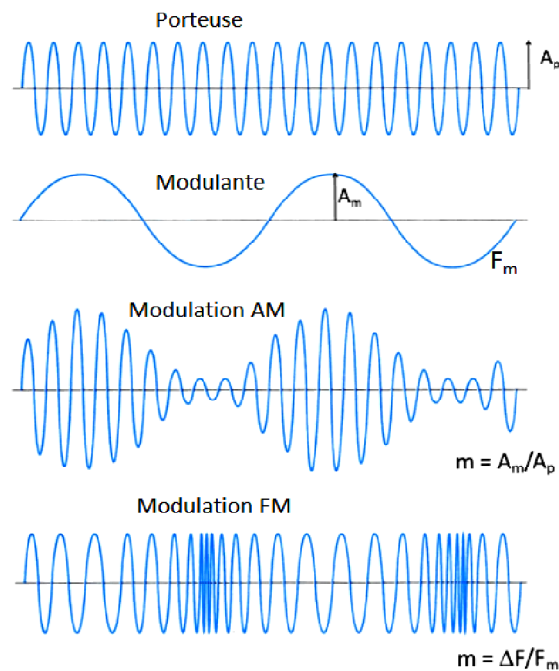


Figure 5-4 : Principe de la modulation d'amplitude (AM) et de fréquence (FM)

Le taux ou indice de modulation en AM est donné par le rapport de l'amplitude du signal modulant « A_m » à l'amplitude de la porteuse « A_p ». Pour éviter les distorsions, le taux de modulation ne doit pas dépasser 100 %.

L'indice de modulation en FM est donné par le rapport entre l'excursion de fréquence « ΔF » et la fréquence du signal modulant « F_m ».

La différence fondamentale, en thermographie active, entre la modulation AM et FM, réside dans l'impact sur la longueur de diffusion (§1.2.2 et §1.2.4). En fréquence modulée, cette grandeur devient dépendante du temps et de la largeur de bande choisie (équation 1.29). C'est pourquoi, la vibrothermographie lock-in, en amplitude modulée, est mieux adaptée pour la recherche de la profondeur de défaut.

Cependant, la vibrothermographie FM présente l'avantage du balayage sinus, à savoir, l'excitation possible de plusieurs fréquences de résonance locale dans un intervalle de fréquence donné. La modulation permet dans ce cas d'améliorer le rapport signal sur bruit, pour obtenir une meilleure caractérisation des dimensions de défauts par rapport à un test chirp par exemple.

5.1.2.1 Vibrothermographie par modulation d'amplitude (Lock-in)

La vibrothermographie lock-in, (ou « détection synchrone » en français) nécessite de synchroniser le démarrage de la source vibratoire avec l'acquisition des images thermographiques afin d'enregistrer une séquence d'images correspondant à un certain nombre de cycles de modulation.

Quatre images équidistantes d'un quart de période permettent déjà d'obtenir la phase et l'amplitude d'un signal modulé (figure 5-5).

Il existe donc une limite pratique supérieure de la fréquence de modulation ou fréquence de lock-in, fonction de la fréquence d'échantillonnage de la caméra [9]:

$$f_{\text{lock-in}} \leq \frac{f_s}{4} \quad (5.1)$$

f_s : fréquence d'échantillonnage de la caméra [Hz]

Le déphasage « ϕ » et l'amplitude « A » du signal thermique (réponse « S » à la figure 5-5) peuvent être calculés simplement à partir de 4 points équidistants repris sur le cycle de modulation (principe de la démodulation synchrone [10]).

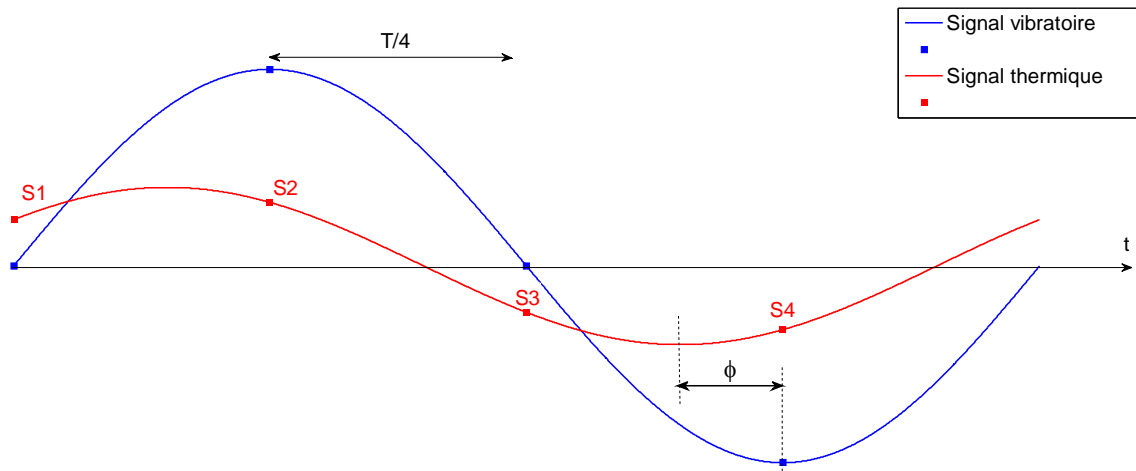


Figure 5-5 : Détermination de l'amplitude et de la phase du signal thermique par 4 images équidistantes

$$A = \sqrt{(S_1 - S_3)^2 + (S_2 - S_4)^2} \quad (5.2)$$

$$\phi = \arctg\left(\frac{S_1 - S_3}{S_2 - S_4}\right) \quad (5.3)$$

En pratique, plus le taux d'échantillonnage « f_s » est élevé, moins les valeurs d'amplitude et de phase du signal sont bruitées. Elles peuvent aussi s'obtenir par transformée de Fourier (équations 1.17).

Voici un exemple d'application pour une plaque CFRP incluant quatre inserts artificiels carrés en film Teflon[®], dont le plan est repris à la figure 5-6. Les défauts n°1, 2, 3 et 4 sont situés respectivement entre les plis 1/2, 2/3, 3/4 et 4/5. L'épaisseur d'un pli vaut 0.248mm.

Le test vibrothermographique comporte 4 cycles à 50 mHz avec une porteuse de fréquence 60 kHz, soit une durée de test de 80 secondes.

Les images d'amplitude et de phase, après filtrage FFT sur la fréquence de modulation, sont illustrées à la figure 5-7. On distingue clairement sur les deux images les deux défauts (n°1 et 2), les plus proches de la surface (figure 5-7). L'image de phase relève mieux la forme carrée de ces deux défauts. Le défaut n°4, le plus profond (à mi-épaisseur) est peu visible mais reste détectable et le n°3 est indétectable par ce test. D'après une série de tests menés sur cette plaque, il semble que ce dernier défaut soit resté collé en cours de fabrication sans créer véritablement de délaminage inter-plis.

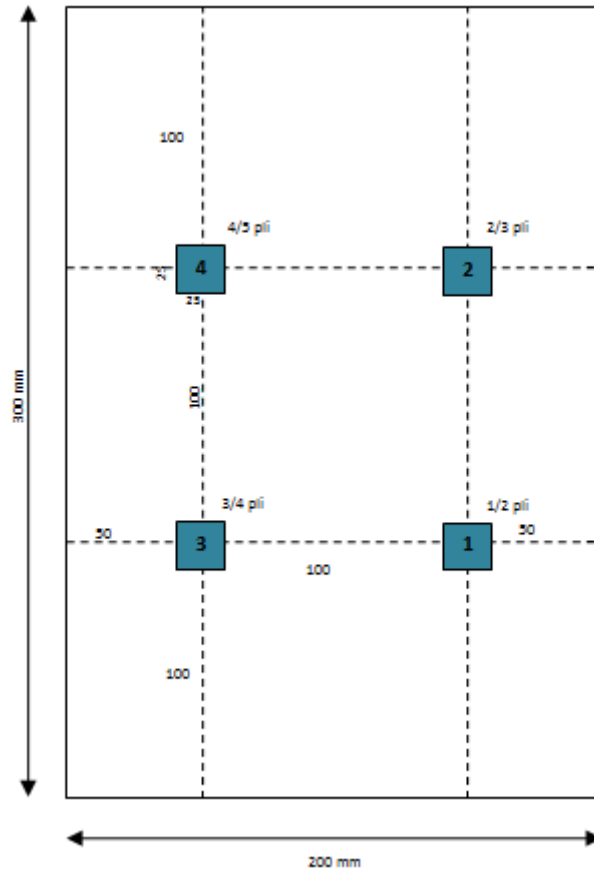


Figure 5-6 : Plaque CFRP (0/90/0/90)_s avec 4 inserts carrés de 25mm à différentes profondeurs

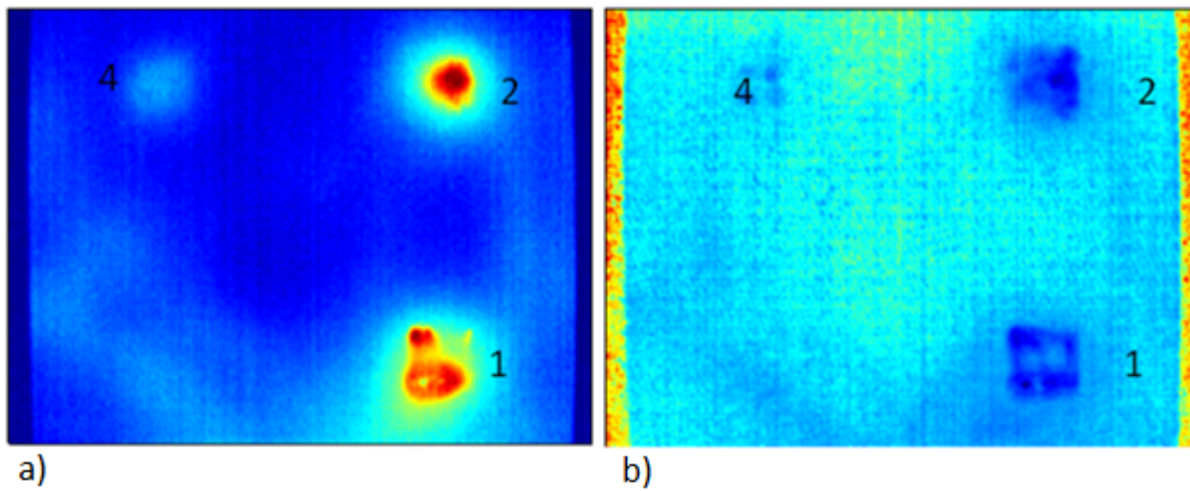


Figure 5-7 : Vibrothermographie, lock-in : 60 kHz AM-50mHz. Images a) d'amplitude b) de phase (IR_view®)

5.1.2.2 Vibrothermographie par modulation de fréquence (wobulation)

La technique de wobulation présente l'avantage, comme le test chirp, de couvrir une gamme de fréquence. Le signal modulé en fréquence peut être filtré par transformée de Fourier, ce qui permet d'améliorer le rapport signal sur bruit des images thermographiques (images de phase et d'amplitude). Ce type de test est cependant plus long que le chirp, il faut typiquement quelques minutes pour réaliser quelques cycles.

La figure 5-8 montre les images d'amplitude et de phase pour la plaque CFRP précédente (figure 5-6) par wobulation pour 4 cycles dans l'intervalle 60-70 kHz et une modulante de fréquence 50 mHz.

Comme pour la thermographie lock-in, les images de phase montrent une meilleure aptitude pour détecter la forme des défauts les moins profonds (défauts 1 et 2). Bien que le défaut n°2 présente l'aspect de deux 'lobes' sur l'image d'amplitude, il n'y a pas de résonance locale à 2 ventres attendue pour ce défaut dans le domaine de fréquence testé (60-70 kHz). Il faut noter aussi que l'information de température est 'perdue' après FFT. Il importe donc toujours d'analyser les 2 images issues du traitement FFT avant toute interprétation.

Enfin, on remarque aussi que le défaut le plus profond (n°4) possède un bien meilleur contraste sur l'image d'amplitude et le défaut n°3 transparaît à peine (défaut probablement non décollé).

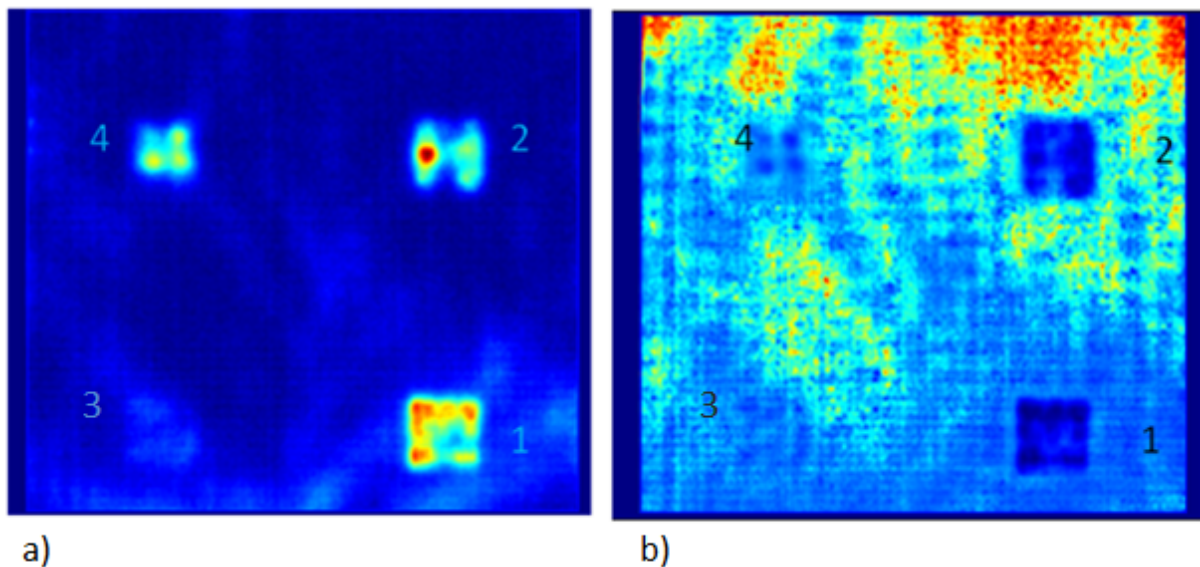


Figure 5-8 : Vibrothermographie, wobulation: 60-70 kHz FM-50mHz. Images a) d'amplitude b) de phase (IR_view®)

A titre de comparaison, la figure 5-9 montre les résultats (par traitement PCT : Power Component Thermography [38]) de tests vibrothermographiques 'chirp' effectués dans quelques intervalles de fréquence bien distincts (60-65 kHz, 25-30 kHz et 15-17 kHz).

Il est remarquable de constater que les défauts carrés prennent globalement une allure de forme plutôt circulaire. On remarque aussi qu'en fonction de l'intervalle de fréquence choisi, le contraste d'un défaut peut varier fortement, conformément à la théorie des résonances locales.

Le défaut n°1, le plus proche de la surface est particulièrement bien contrasté pour un chirp entre 60 et 65 kHz. Le défaut n°2 est détectable avec un très bon contraste sur les 3 intervalles de fréquence. Le défaut n°4 (le plus profond) possède un très bon contraste dans les intervalles 15-17 kHz et 25-30 kHz. Enfin, le défaut n°3 reste indétectable pour les raisons évoquées précédemment.

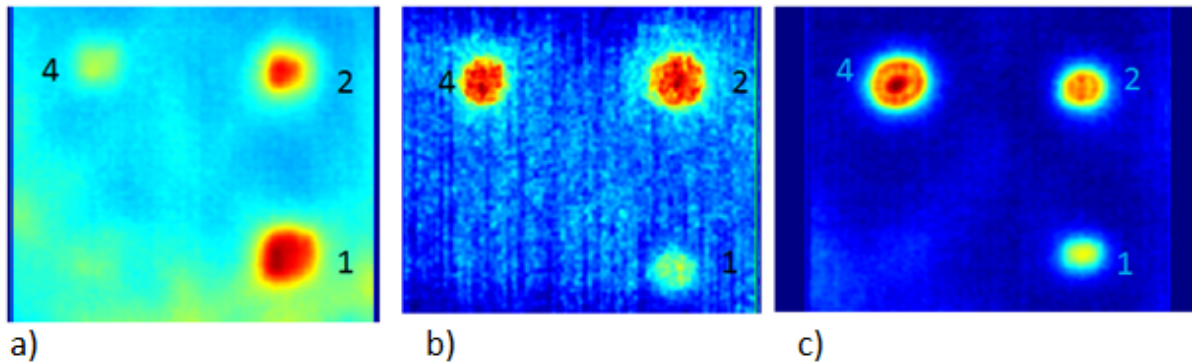


Figure 5-9 : Tests vibrothermographiques 'chirp' (4s) a) 60-65 kHz, b) 25-30 kHz, d) 15-17kHz (IR_view®)

5.2 Caractérisation de surface d'un défaut de délaminage

Le problème de la détection de contour d'un défaut sur une image thermographique est important à résoudre pour évaluer l'aire et les dimensions de celui-ci. En effet, les critères de rejet utilisés dans l'industrie ou en maintenance sont généralement définis à partir d'une valeur maximale admissible de la taille du défaut.

Un algorithme performant et couramment employé dans le domaine de la détection de contour sur des images à niveaux de gris est le filtre de Canny [11]. On l'utilisera pour caractériser des défauts de délaminages artificiels de dimensions connues, afin de montrer les potentialités de la vibrothermographie comme méthode d'évaluation quantitative.

Un programme adapté sous Matlab® a été réalisé dans ce but, et comporte trois parties :

- une étape de calibration en pointant deux points sur l'image dont la distance réelle entre ceux-ci est connue.
- une étape de recherche de contour par filtre de Canny suivie d'un calcul d'aire et position du centre de gravité.
- une étape manuelle (éventuelle) de création de contour polygonal sur l'image thermographique à partir de points sélectionnés, suivie d'un calcul d'aire.

5.2.1 Détecteur de contour de Canny

Le filtre de Canny est un filtre à implémentation récursive utilisé en traitement d'images pour la détection de contour [11].

Ses critères d'optimisation sont définis pour une bonne détection, une bonne localisation et la clarté des réponses (élimination des faux positifs).

L'approche classique de détection de contour utilisée par ce filtre (approche par frontière) est basée sur le calcul de la valeur de la norme du gradient en chaque point d'une image 'pixelisée' (méthode dérivative).

Le gradient horizontal « G_x » et le gradient vertical « G_y » en un point (x,y) de l'image peuvent être estimés en première approximation par un filtre passe-haut du premier ordre. Si $I(x,y)$ représente un pixel dans une image, alors les amplitudes des gradients en x et en y peuvent s'écrire respectivement :

$$G_x(x, y) = I(x, y) - I(x - 1, y) \quad (5.4)$$

$$G_y(x, y) = I(x, y) - I(x, y - 1) \quad (5.5)$$

On obtient un contour lorsque la valeur de la norme est maximale. Les contours peuvent être obtenus par extraction des maxima locaux de la dérivée première. Pour une transition de type saut d'amplitude, la norme de la dérivée première est représentée ci-dessous.

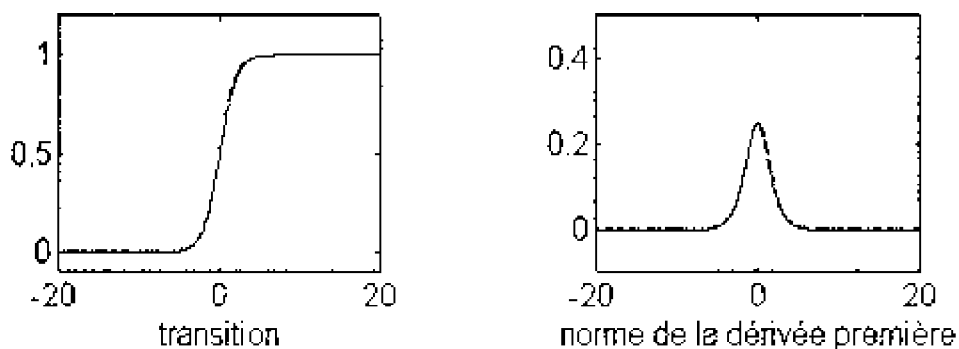


Figure 5-10 : Saut d'amplitude et norme de la dérivée première (maximum local)

Le détecteur de contour de Canny comporte quatre étapes essentielles décrites succinctement aux paragraphes suivants.

5.2.1.1 Réduction du bruit par lissage gaussien

La méthode de Canny repose sur la mesure de la différence de niveaux de gris entre deux pixels voisins. Pour la rendre plus fiable et améliorer l'immunité au bruit présent dans l'image, un filtrage préalable est nécessaire avant l'opération de dérivation partielle.

Le filtrage gaussien est effectué afin d'éliminer des pixels isolés conduisant à de faux positifs. L'opérateur de convolution qui fournit les coefficients du masque de lissage est donné par la fonction mathématique :

$$f_G(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \quad (5.6)$$

Rappelons ici la formule de convolution d'une image I par un masque « C » de voisinage 3x3:

$$F(x, y) = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^2 C(i, j) \cdot I(x + i - 1, y + j - 1) \quad (5.7)$$

La valeur de chaque pixel est remplacée par la moyenne pondérée des pixels voisins, la fonction de pondération étant une courbe gaussienne centrée sur le pixel à traiter et dont les caractéristiques sont définies essentiellement par l'écart-type de la gaussienne.

L'effet du lissage rend l'image plus floue, le degré de lissage étant fixé par son écart-type. Un grand écart-type diminue plus efficacement le bruit de l'image mais l'erreur de localisation grandit également (c'est-à-dire, la visibilité ou contraste des détails que l'on voudrait conserver). La valeur de l'écart-type est à choisir au mieux afin d'optimiser le résultat obtenu.

Une des justifications quant à l'usage d'une gaussienne dans la fonction de filtrage est sa réponse fréquentielle. Ce lissage agit comme un filtre passe-bas qui 'enlève' les composantes hautes fréquences de l'image.

5.2.1.2 Calcul des gradients et directions des contours

Il existe plusieurs méthodes pour calculer la norme et l'argument du gradient. La méthode de Canny implémente une estimation du gradient de l'image à l'aide du filtre de Sobel qui se base sur un voisinage en huit connexités.

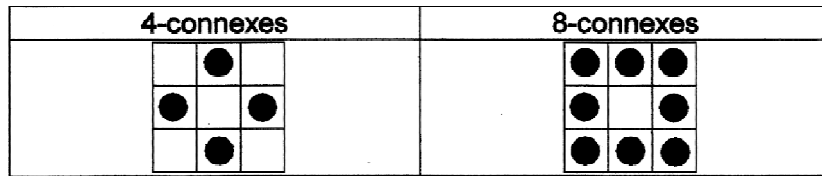


Figure 5-11 : Différents types de connexités

Les deux champs « G_x » et « G_y » (gradients horizontal et vertical) sont utilisés pour estimer le module du gradient et son orientation :

$$\|\vec{G}\| = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad (5.8)$$

$$\theta = \text{arctg}\left(\frac{|G_y|}{|G_x|}\right) \quad (5.9)$$

La méthode de Sobel consiste à calculer le résultat de la projection du gradient sur les axes Ox et Oy par convolution de l'image avec les masques unitaires [5]. Dans ce cas, pour un voisinage 3x3, les gradients horizontal et vertical sont définis par :

$$G_x = I \otimes \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad G_y = I \otimes \begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

L'algorithme de Sobel permet de calculer rapidement le gradient de l'image. C'est l'un des algorithmes les plus utilisés pour la détection des contours.

L'orientation du gradient en tous les points de l'image s'obtient par calcul de la discrétisation de l'argument sur base du code de Freeman [5].

Elle donne la direction et le sens du gradient en ces points. Elle peut être définie de manière modulaire par un angle « θ » compris entre 0 et 2π , $\theta \in \left\{0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}, \pi, \frac{5\pi}{4}, \frac{3\pi}{2}, \frac{7\pi}{4}\right\}$.

La quantification de l'orientation des contours sur 8 valeurs, soit 8 directions (octogone) est présentée à la figure 5-12. Le gradient est orienté dans le sens des intensités croissantes.

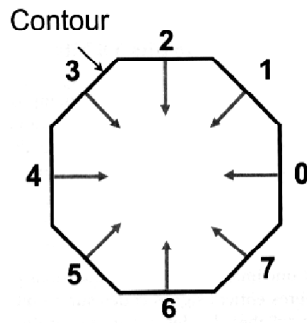


Figure 5-12 : Codage de Freeman pour l'orientation de points de contour

On obtient finalement une carte des gradients d'intensité en chaque point de l'image, accompagnée des directions de contour.

5.2.1.3 Suppression des valeurs non maximales

Pour qu'un contour puisse s'interpréter comme une ligne de crête dans l'image de la norme du gradient (contour d'épaisseur 1 pixel), il doit être caractérisé par :

- Des niveaux de gris toujours élevés
- De faibles dénivelés le long de ces lignes
- De forts dénivelés dans les autres directions

Les points de contour correspondent aux maxima locaux dans l'image de la norme du gradient. Pour les obtenir à partir de la carte des gradients, on utilise la procédure suivante pour chaque pixel:

- 1) Arrondir l'orientation du gradient « θ » au multiple le plus proche de $\frac{\pi}{4}$ selon le codage de Freeman
- 2) Comparer l'intensité d'un pixel avec celle des 2 pixels voisins dans la direction du gradient
- 3) Si l'intensité du pixel est supérieure à celles de ses voisins, on le conserve, sinon il est supprimé.

Un exemple simple est illustré à la figure 5-13. La plupart des pixels ont une direction de gradient pointant vers le haut (direction 'Nord'). Ceux-ci sont donc comparés avec les pixels voisins situés au dessus et en dessous. Les pixels qui se révèlent être maximum après cette comparaison sont indiqués par une frontière blanche. Les autres pixels sont supprimés.

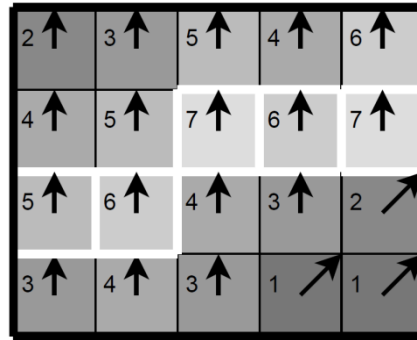


Figure 5-13 : Illustration de suppression des valeurs non maximales

5.2.1.4 Seuillage des contours par hystérésis

Les contours sont déterminés grâce à un seuillage après suppression des valeurs non maximales.

Les fluctuations provenant du bruit apparaissant en sortie d'un opérateur de détection de contour font que, quand un seuil unique est utilisé sur l'image des maxima locaux, il y a un risque de création de lacunes. On peut limiter ce défaut en employant un seuillage par hystérésis avec deux valeurs de seuil données ; un seuil bas et un seuil haut.

Le seuillage d'une image par hystérésis consiste à :

- Eliminer les pixels associés à une norme inférieure au seuil bas
- Sélectionner comme contour les pixels associés à une norme supérieure au seuil haut (contours forts)
- Sélectionner comme contour les pixels dont la norme du gradient est comprise entre le seuil bas et le seuil haut (appelés contours faibles), et qui sont connexes à des pixels appartenant à un contour fort.

En d'autres termes, si la valeur d'un pixel dans l'image du gradient, formée par convolution de l'image avec la dérivée d'un filtre Gaussien, excède le seuil haut, alors le pixel correspond à un contour fort. Tout pixel connecté à un contour fort et ayant une valeur supérieure au seuil bas correspond à un contour faible.

Dans l'exemple suivant, le bord « A » est au-dessus du seuil haut, il s'agit donc d'un contour fort. Bien que le bord « C » soit inférieur au seuil haut, il est connecté au contour fort en étant supérieur au seuil bas. Il est donc retenu comme faisant partie du contour et appelé contour faible. Le bord « B » est supérieur au seuil bas mais n'est pas connecté à un contour fort, il est donc éliminé.

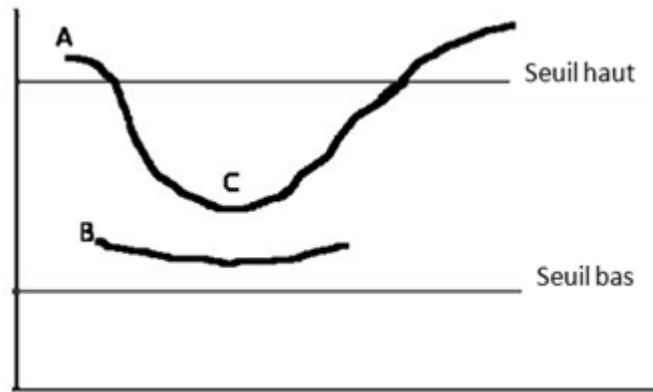


Figure 5-14 : Double seuillage, seuillage par hystérésis

L'utilisation de deux seuils au lieu d'un améliore la flexibilité mais certains problèmes propres au seuillage demeurent. Un seuil trop bas peut conduire à la détection de faux positifs. Inversement, un seuil trop haut peut empêcher la détection de contours peu marqués mais représentant de l'information utile.

Il n'existe pas actuellement de méthode générique pour déterminer des seuils produisant des résultats satisfaisants pour tous les types d'images.

5.2.2 Caractérisation de forme et dimensions

5.2.2.1 Plaque CFRP avec inserts de formes différentes

Une plaque en fibre de carbone, de dimensions 200×300×2,1 mm a été réalisée pour cette étude.

Il s'agit d'un laminé de 8 plis du type (90/0/90/0)s incluant quatre inserts en film Teflon® de formes différentes et d'aires semblables. Ils sont tous situés entre le 3^{ème} et 4^{ème} pli, et leur position est précisée sur un plan à la figure 5-15.

Les caractéristiques géométriques des défauts sont reprises ci-dessous :

- Insert 1 : carré de côté $c=25\text{mm}$ (625mm^2)
- Insert 2 : rectangle de longueur $L=30\text{mm}$ et largeur $l=21\text{mm}$ (630mm^2)
- Insert 3 : cercle de rayon $r=14\text{mm}$ (615mm^2)
- Insert 4 : triangle équilatéral de côté $a=38\text{mm}$ (625mm^2)

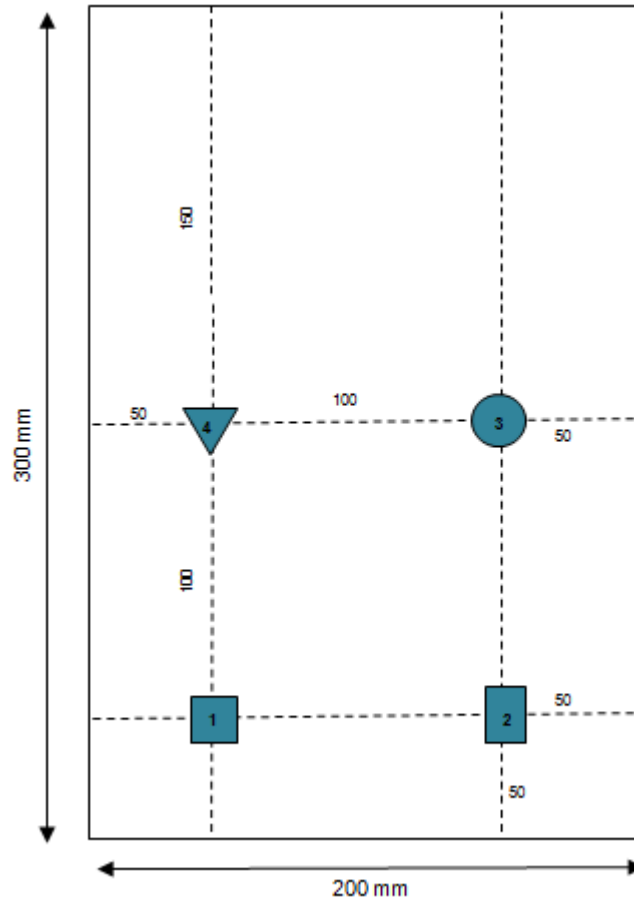


Figure 5-15 : Plan de plaque CFRP avec inserts artificiels de formes différentes (même profondeur)

Un test vibrothermographique de type chirp entre 60 et 65 kHz permet déjà de localiser rapidement les 4 défauts comme illustré à la figure 5-16. On voit que les formes ne peuvent être relevées et donc que la recherche de l'aire des défauts ne peut être qu'indicative avec cette méthode.

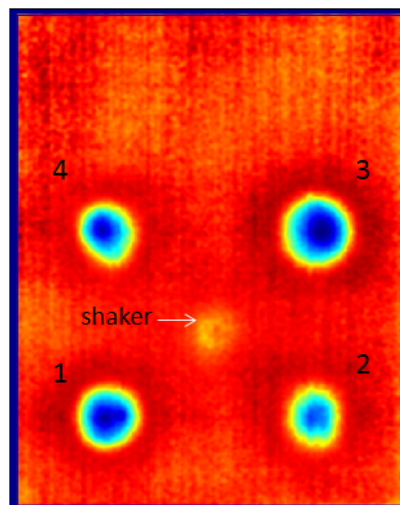


Figure 5-16 : Test vibrothermographique chirp 60-65 kHz, 3s (IR_view®)

Comme mentionné précédemment (§5.1.2.2), la wobblulation permet une caractérisation plus précise de la forme des défauts en vibrothermographie, ce que confirment les images d'amplitude et de phase obtenues dans la bande 60-70 kHz avec 4 cycles de modulation à 50 mHz.

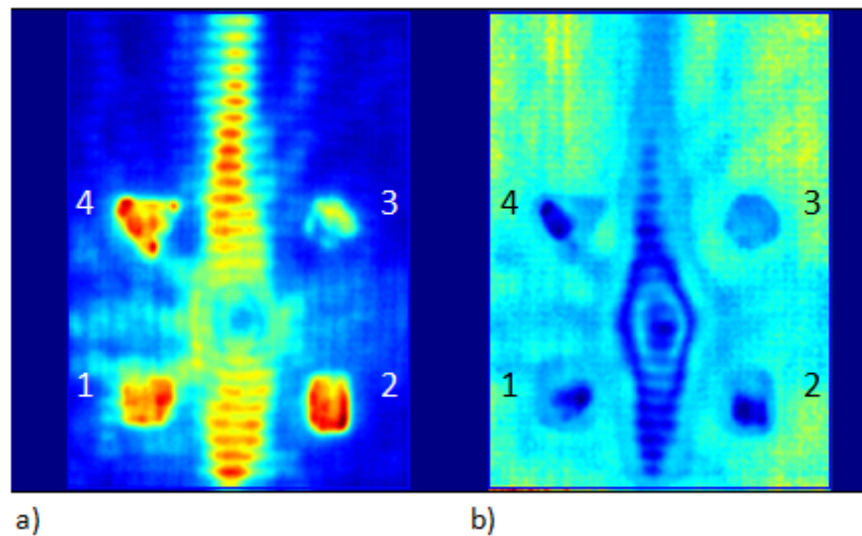


Figure 5-17 : Wobblulation : 60-70 kHz, FM 50mHz, 4 cycles. Images a) d'amplitude b) de phase (IR-view®)

On note au milieu la présence d'une onde stationnaire, mais qui n'interfère pas avec les défauts de la plaque. Pour l'éliminer, on peut tenter de choisir un autre endroit de collage du shaker ou un autre intervalle de fréquence.

Pour comparaison, la figure 5-18 montre aussi le résultat obtenu avec une source ultrasonore de type industriel (Branson 2000b) produisant du chaos acoustique (Université de Laval). On distingue les 4 défauts mais le rapport signal sur bruit obtenu est plus faible. On note également la présence d'une onde stationnaire affectant tout l'échantillon.

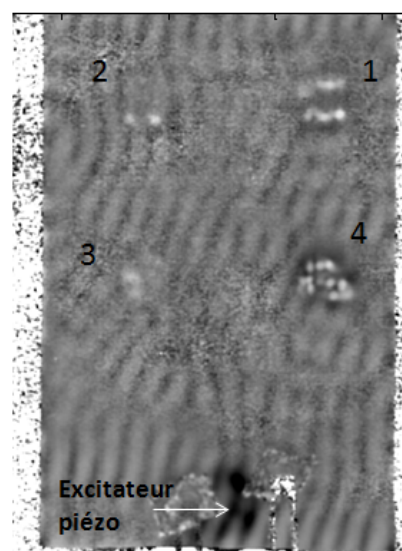


Figure 5-18 : Vibrothermographie pulsée avec chaos acoustique: 20 kHz, 10sec, 190 kPa (U Laval, figure 2-12)

Par rapport à la thermographie optique, les deux techniques de vibrothermographie (avec ou sans chaos acoustique) sont caractérisées par la présence d'hétérogénéités de contraste à la surface des défauts. Toutefois, la vibrothermographie par wobblulation reste intéressante pour la caractérisation de défaut comme il est montré ci-dessous.

La détection du contour par filtre de Canny est appliquée à l'image d'amplitude (figure 5-17a). Les contours calculés sont représentés en pointillés magenta à la figure 5-19. Deux contours polygonaux sont aussi tracés 'manuellement' en traits mixtes blancs pour les défauts dont le contour par Canny peut sembler trop restrictif (figures 5.19b et c).

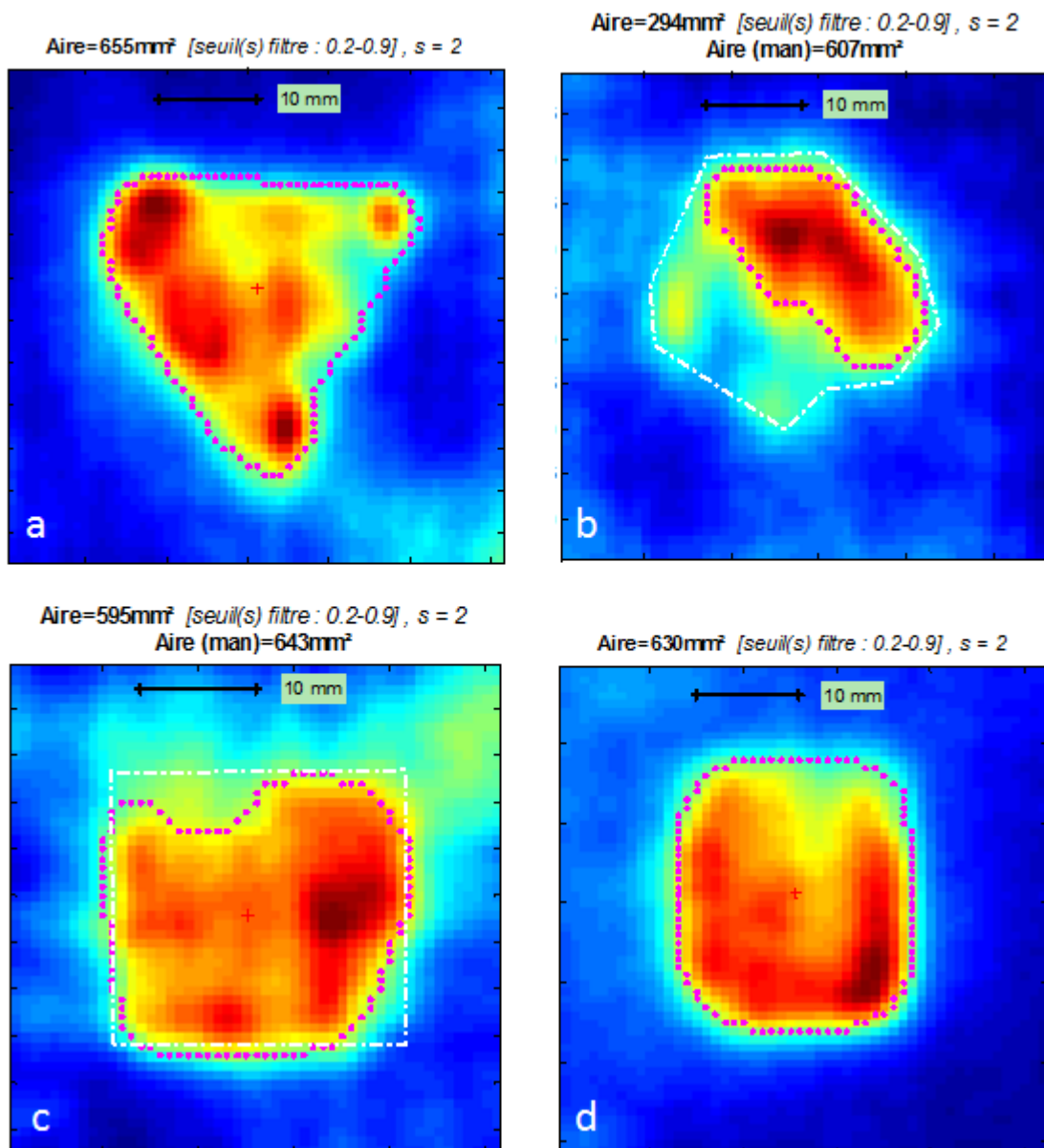


Figure 5-19 : Wobblulation : recherche de contours et calculs d'aire sur l'image d'amplitude (sous Matlab®)

Les figures 5-19a et 5-19d indiquent une bonne reconnaissance de forme par 'Canny' pour les défauts triangulaire et rectangulaire (paramètres de seuils haut et bas choisis à 0.2 et 0.9 et écart-type du filtre gaussien $s=2$).

Le défaut carré (figure 5-19c) montre seulement la présence de deux bords droits. Pour le défaut circulaire (figure 5-19b), seule la moitié de la surface apparaît avec un bon contraste sur l'image d'amplitude.

Il convient de souligner ici la complémentarité de l'information contenue dans les images de phase et d'amplitude issues du traitement FFT.

La figure 5-17b montre que, sur l'image de phase, ce dernier défaut (n°3) présente bien un contour circulaire avec un contraste assez uniforme. Le contour obtenu par filtre de Canny appliqué à celui-ci est présenté à la figure 5-20a.

Les hétérogénéités de contraste relevées à l'image 5-17b sur l'image de phase pour les défauts n°1,2 et 4 conduisent par contre à sous-estimer largement leur surface par cette méthode, comme on peut le voir pour le défaut triangulaire à la figure 5-20b.

On en conclut que, idéalement, la caractérisation d'un défaut doit être effectuée sur l'image d'amplitude et/ou l'image de phase de façon à obtenir l'aire la plus élevée, en accord avec la perception visuelle du défaut par un opérateur (choix conservatif).

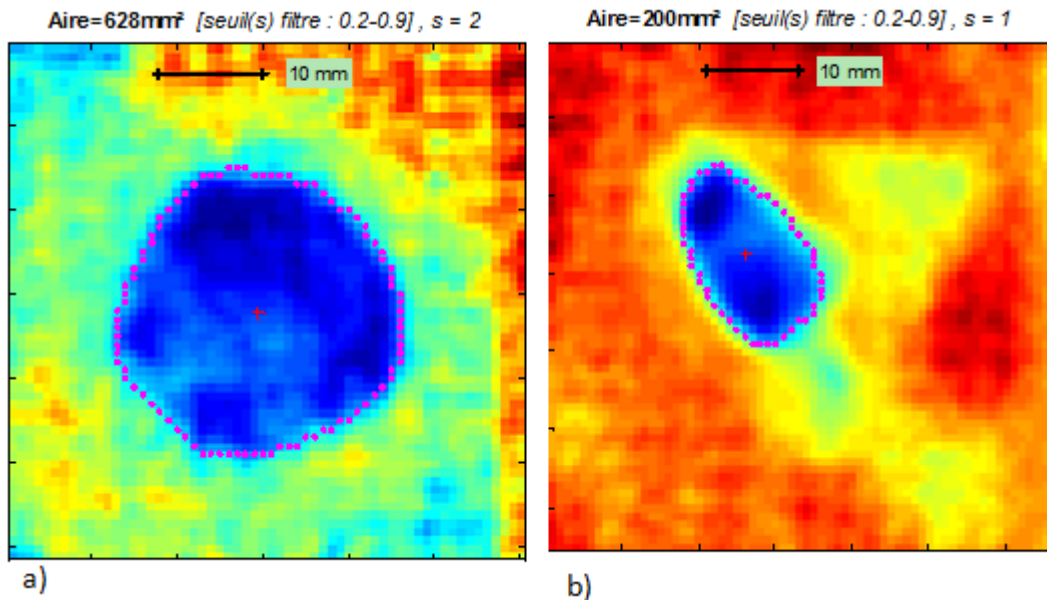


Figure 5-20 : Recherche de contours et calculs d'aire sur l'image de phase des défauts circulaire (a) et triangulaire (b)

Le tableau récapitulatif ci-dessous reprend les différents résultats obtenus pour chacun des défauts.

Table 5-1 : Calculs d'aire et dimension des défauts de formes différentes par wobble

Forme	Image	Aire (mm ²) insert	Aire (mm ²) estimée	Ecart (%)	Taille (mm) réelle	Taille (mm) estimée
carré	amplitude	625	643	2.8	c=25	c=25.3
rectangle	amplitude	630	630	0	L=30	L=30
rond	phase	615	628	2.1	r=14	r=14.1
triangle	amplitude	625	655	4.8	a=38	a=38.9

On constate globalement que la technique de wobble a permis de caractériser correctement les dimensions des défauts. L'estimation de la taille des défauts relevée est excellente et l'aire est estimée à quelques pourcents près. Ces résultats indiquent que les résultats vibrothermographiques peuvent être utilisés et comparés à un critère de rejet.

A cause des hétérogénéités inhérentes aux images vibrothermographiques, il est cependant nécessaire d'appliquer certaines précautions afin de ne pas sous-estimer l'aire d'une singularité.

La détermination manuelle d'un contour polygonal peut aussi s'avérer utile en cas d'insatisfaction donnée par le détecteur de Canny dans des cas difficiles ou litigieux. Par exemple, sur l'image d'amplitude du défaut circulaire à la figure 5-19b, le contour manuel donne également une bonne estimation de l'aire à quelques pourcents près (607 mm²), tout comme le résultat de référence obtenu par filtre de Canny sur l'image de phase (628 mm²).

5.2.2.2 Plaque CFRP avec défauts carrés de taille et profondeur différentes

L'étude suivante est menée sur une plaque laminée en CFRP, de dimensions : 200×300×2 mm (laminé de 8 plis du type (0/90/90/0)s) contenant 8 inserts carrés ; 4 en tape Teflon[®] et 4 en tape Flash Breaker (bande adhésive très utilisée dans l'industrie des composites et en aérospatiale).

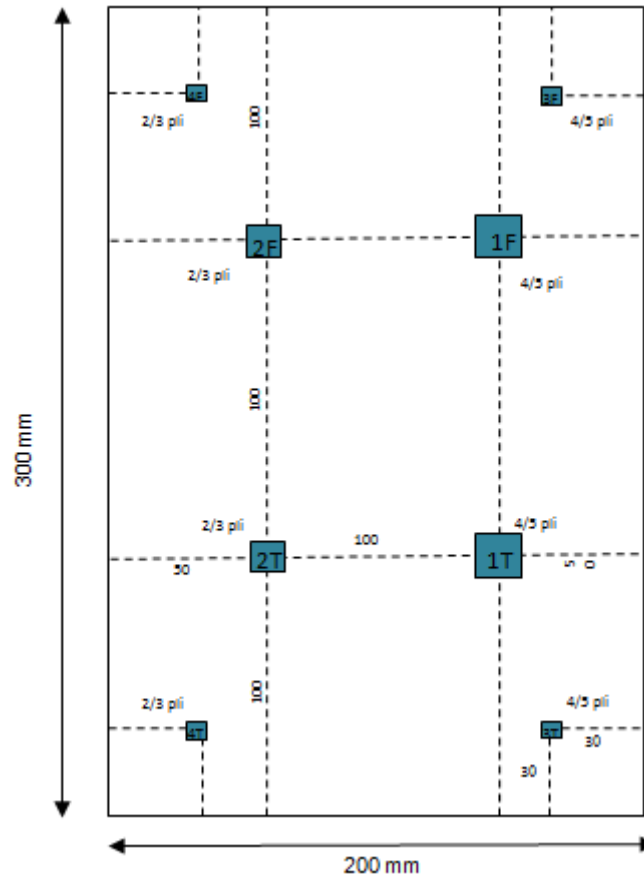


Figure 5-21 : Plan de plaque CFRP : inserts de taille et profondeur différentes (T : Teflon®, F : Flash Breaker)

Les caractéristiques des divers inserts artificiels carrés utilisés sont reprises ci-dessous.

- Insert 1T : tape Teflon de 25 mm de côté entre les plis 4 et 5
- Insert 2T : tape Teflon de 15 mm de côté entre les plis 2 et 3
- Insert 3T : tape Teflon de 6 mm de côté entre les plis 4 et 5
- Insert 4T : tape Teflon de 6 mm de côté entre les plis 2 et 3
- Insert 1F : Flash Breaker de 25 mm de côté entre les plis 4 et 5
- Insert 2F : Flash Breaker de 15 mm de côté entre les plis 2 et 3
- Insert 3F : Flash Breaker de 6 mm de côté entre les plis 4 et 5
- Insert 4F : Flash Breaker de 6 mm de côté entre les plis 2 et 3

Les images d'amplitude et de phase d'un test vibrothermographique par wobble sont présentées à la figure 5-22 (fréquence modulée entre 55 et 65 kHz, 4 cycles).

On remarque que tous les défauts de délaminage, même les plus petits de 6mm de côté sont détectés simultanément par ce test.

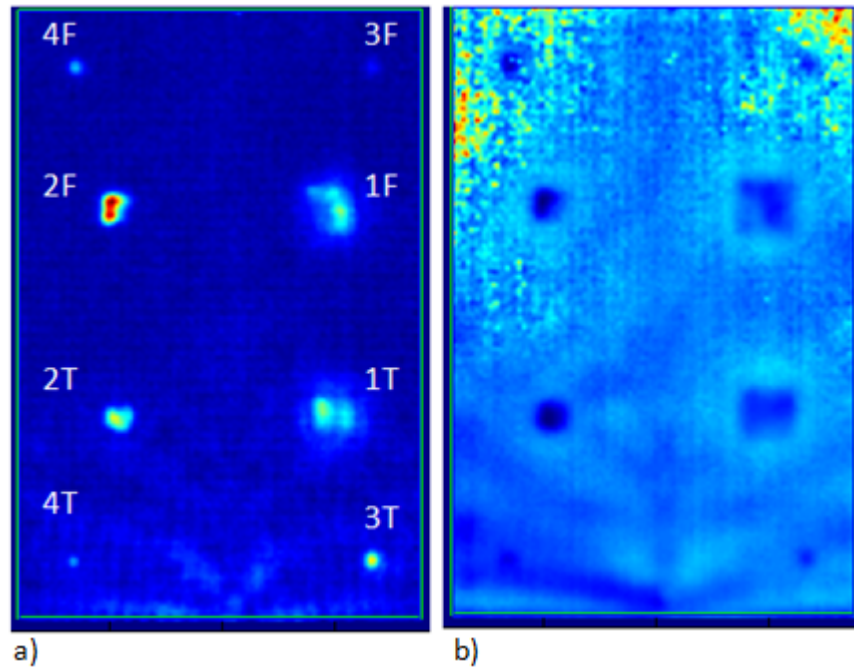


Figure 5-22 : Wobulation 55-65 kHz FM 50mHz, 4 cycles. Images a) d'amplitude b) de phase (IR-view®)

La caractérisation des défauts menée sur l'image de phase pour les défauts 1T,1F,2T,2F et sur l'image d'amplitude pour les défauts 3T,3F,4T,4F est illustrée à la figure 5-23. Visiblement, il apparaît que seuls les plus gros défauts de 25 mm présentent un aspect carré. Le tableau récapitulatif ci-dessous reprend tous les résultats de calcul pour les 8 inserts.

Table 5-2 : Calculs d'aire et dimension de défauts de taille et profondeur différentes par wobulation

Insert	Aire (mm ²) insert	Aire (mm ²) estimée	Ecart (%)	Côté (mm) insert	Côté (mm) estimé	Ecart (%)
1F	625	617	-1.3	25	24.8	-1
2F	225	213	-5.3	15	14.6	-2.6
3F	36	47	+30.5	6	6.8	+13.3
4F	36	42	+16.6	6	6.5	+8.3
1T	625	553	-11.5	25	23.5	-6
2T	225	235	+4.4	15	15.3	+2
3T	36	36	0	6	6	0
4T	36	23	-36%	6	4.8	-20%

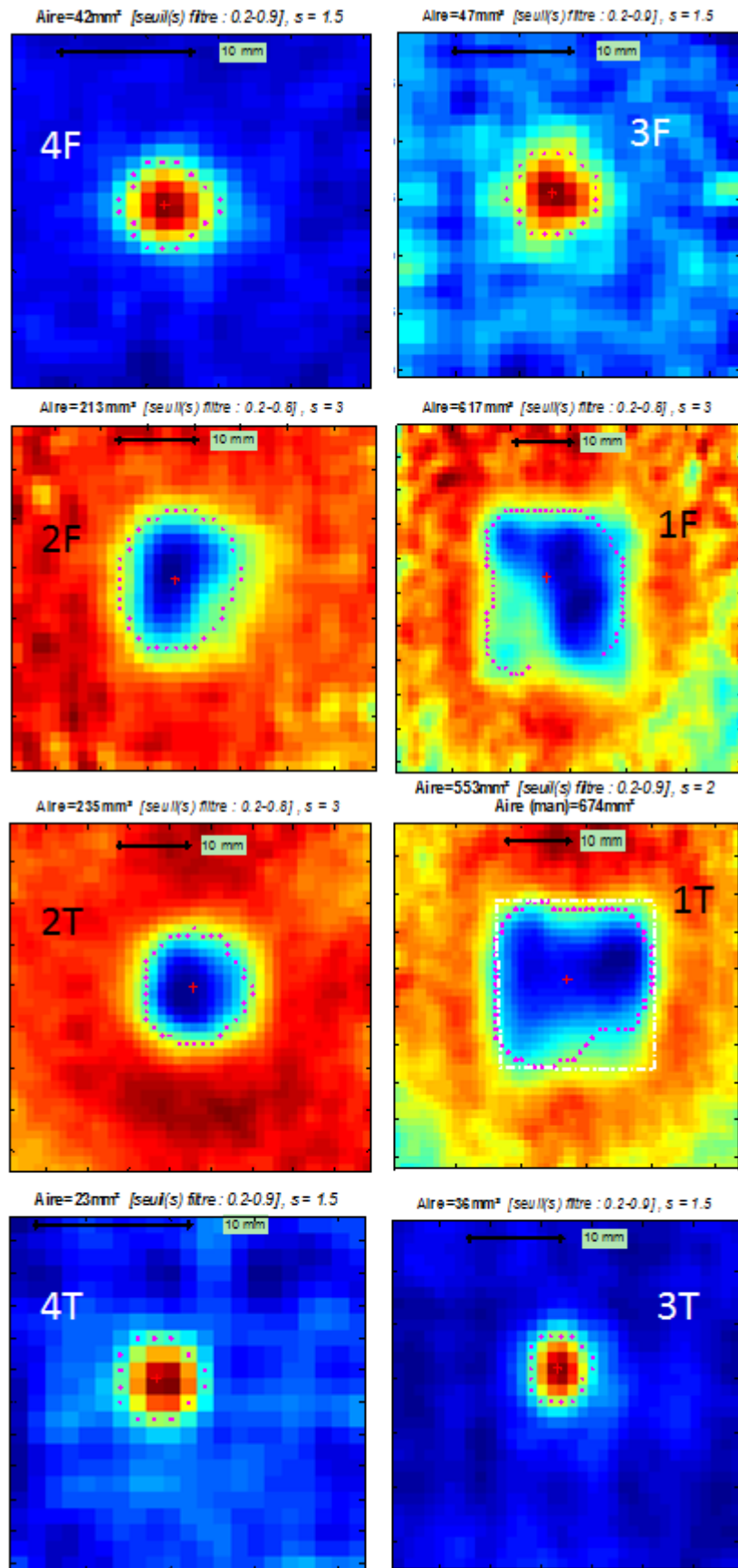


Figure 5-23 : Wobulation : recherche de contours et calculs d'aire sur images de phase ou d'amplitude (sous Matlab®)

On remarque au tableau 5-2 que les écarts en pourcents entre l'aire réelle et l'aire estimée des défauts artificiels sont relativement petits (maximum 11.5% pour les inserts de 25 mm, 5.3% pour les inserts de 15 mm et 36% pour les inserts de 6 mm). La sous-estimation de 11.5% pour le défaut 1T peut être évitée, par exemple, en ajustant un contour manuel, comme illustré à la figure 5-23. Dans ce cas, l'aire estimée vaut 674 mm² et l'écart devient positif (+7.8%), ce qui est conservatif pour un critère de rejet. On note logiquement que la précision obtenue pour les petits défauts de 6 mm est assez sensible aux paramètres d'ajustement du filtre de Canny.

Concernant l'évaluation de la taille du défaut (longueur du côté), l'estimation est naturellement encore meilleure, l'écart maximum obtenu est de -20% sur le défaut 4T en Teflon[®] de 6mm.

On remarque aussi que ce défaut (4T), moins profond que le défaut 3T et de même dimension, apparaît pourtant comme plus petit sur l'image thermique (figure 5-22). Cela peut s'expliquer par le biais des mécanismes d'échauffement comme le nombre de résonances locales contenu dans l'intervalle de fréquence choisi pour la wobble.

La figure 5-24 illustre un autre choix d'intervalle de fréquence, plus large, compris entre 50 et 70 kHz. Les défauts 4T et 3T ont cette fois un meilleur contraste et il n'y a plus de sous-estimation de la taille (défaut 4T de 38 mm² et 3T de 48 mm², figure 5-25).

Il faut également noter, dans ce cas, la difficulté de relever les défauts 2F, 3F et 4F pour ce test, ce qui montre l'intérêt d'utiliser, si nécessaire, plusieurs images obtenues dans des intervalles de fréquence différents, pour mener une caractérisation plus précise des défauts par wobble. Ces intervalles appropriés peuvent être déterminés préalablement au moyen d'une série de tests rapides du type chirp.

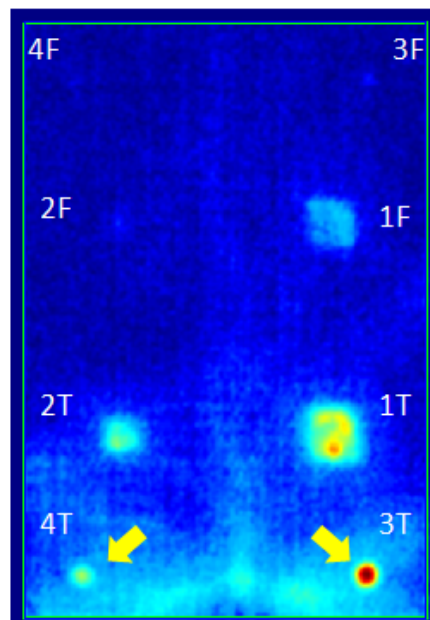


Figure 5-24 : Wobble 50-70 kHz FM 50mHz, 4 cycles. Image d'amplitude

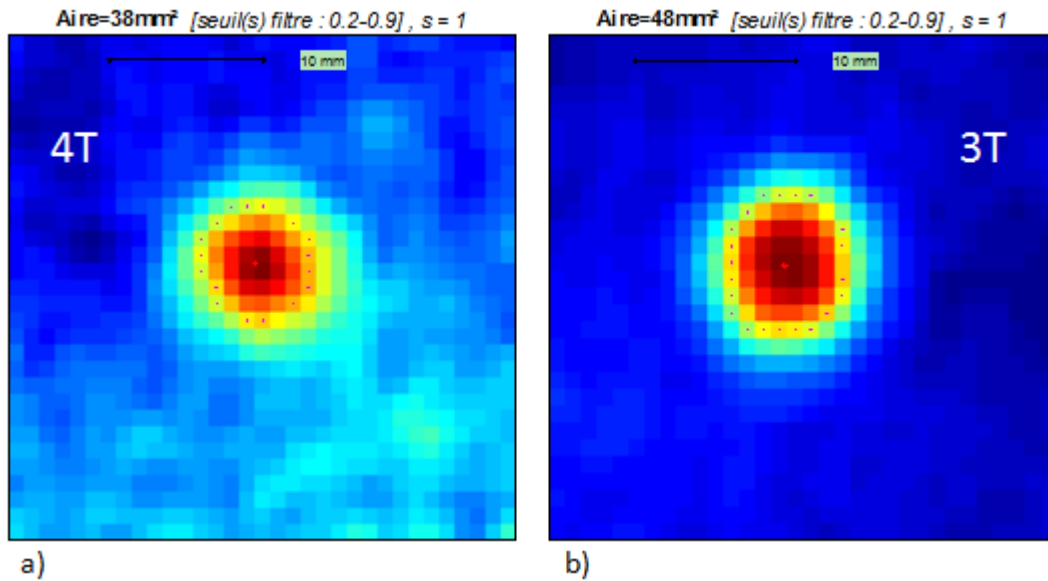


Figure 5-25 : Wobulation 50-70 kHz FM 50mHz, images d'amplitude : a) défaut 4T, b) défaut 3T

Par ailleurs, il est intéressant de comparer les résultats vibrothermographiques avec ceux obtenus par la technique de thermographie optique. Les résultats d'un test en mode transmission sont présentés ci-dessous (figure 5-26).

Le contour carré des défauts de 25 mm et 15 mm de côté est bien identifiable et le contraste est homogène en surface au droit des défauts. On note, en outre, une différence de contraste entre la série des défauts en Teflon® et ceux en Flash Breaker, en raison des propriétés thermiques différentes de ces matériaux. La forme carrée des défauts de 6 mm n'est pas relevée malgré une meilleure résolution (caméra plus proche du spécimen que pour le test vibrothermographique). Enfin, on remarque que les images de phase et d'amplitude obtenues fournissent dans ce cas-ci une information pratiquement identique.

La caractérisation des défauts est effectuée par filtre de Canny sur l'image de phase (figure 5-27). Un tableau récapitulatif des calculs d'aire et longueur de chaque insert est repris à la table 5-3.

On constate globalement que les écarts observés sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus en vibrothermographie par wobulation (table 5-2). Un écart maximum de 33.3% est relevé sur le défaut 4T de 6 mm, ce qui donne un écart de +15% sur la longueur du côté.

Il convient de rappeler ici que la technique de thermographie en mode transmission nécessite un accès aux deux faces de l'échantillon (figure 1-13). Ce problème du double accès ne se pose pas en vibrothermographie. En mode réflexion non plus, la source de stimulation et la caméra sont situées du même côté, mais la détection des défauts plus profonds est plus difficile, comme le montrent les meilleures images de phase et d'amplitude obtenues pour ce type de test (figure 5-28). Globalement le contraste est beaucoup plus faible et les défauts 3F et 3T sont indétectables.

Par ailleurs, pour un délaminage réel, si les deux faces de la discontinuité se touchent (au moins partiellement), la caractérisation du défaut peut devenir délicate par thermographie optique, ce qui ne poserait par contre pas de problème en vibrothermographie.

Enfin, la caractérisation de la profondeur des défauts en thermographie optique n'est possible qu'en mode réflexion, ce qui limite donc fort la profondeur maximum des défauts détectables. En vibrothermographie, cette limitation est moins restrictive (plusieurs millimètres). Une méthode de caractérisation des défauts en profondeur par vibrothermographie lock-in est étudiée au paragraphe suivant.

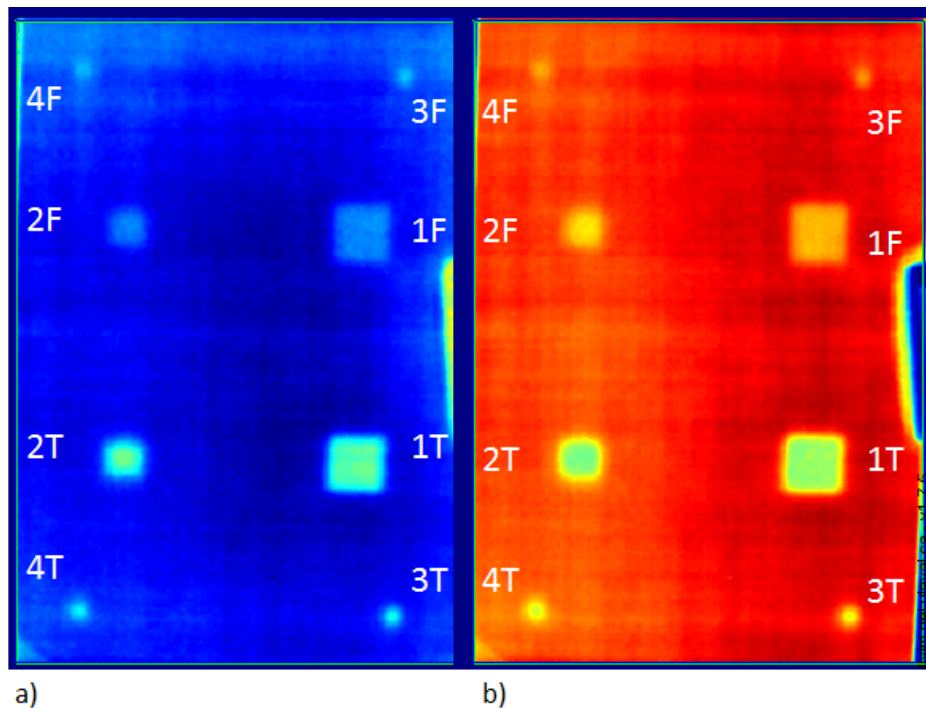


Figure 5-26 : Thermographie optique (transmission), spot de 1500W (6s). Images a) de phase b) d'amplitude (IR-view®)

Table 5-3 : Calculs d'aire et dimension de défauts par thermographie optique (transmission)

Insert	Aire (mm ²) insert	Aire (mm ²) Test PT	Ecart (%)	Côté (mm) insert	Côté (mm) Test PT	Ecart (%)
1F	625	671	+7.3	25	25.9	+3.6
2F	225	264	+17.3	15	16.2	+8
3F	36	36	0	6	6	0
4F	36	39	+8.3	6	6.2	+3.3
1T	625	575	-8	25	23.9	-4.4
2T	225	234	+4	15	15.3	+2
3T	36	39	+8.3	6	6.2	+3.3
4T	36	48	+33.3	6	6.9	+15

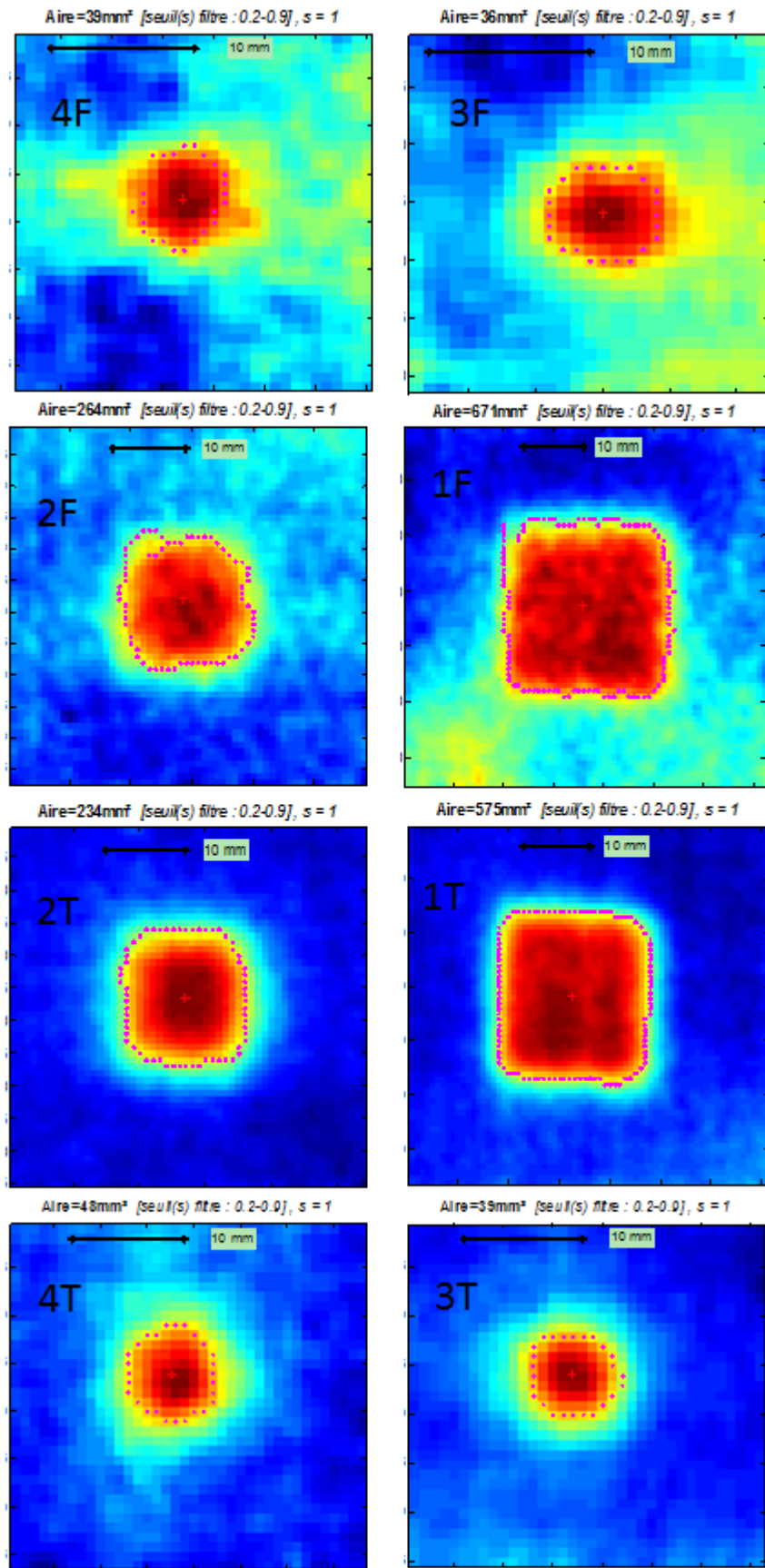


Figure 5-27 : Thermographie optique (transmission) : recherche de contours et calculs d'aire sur l'image de phase

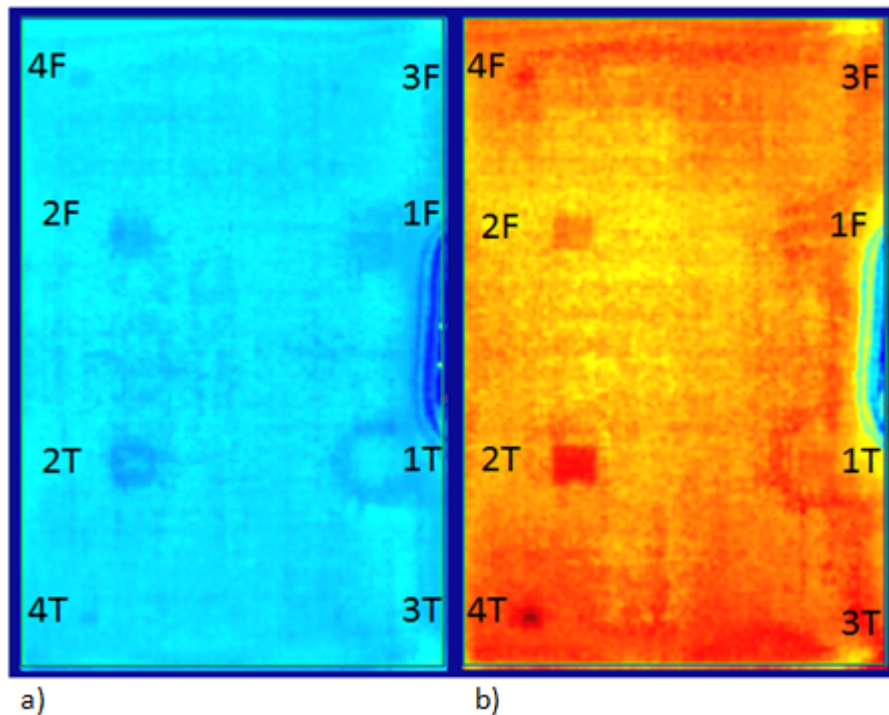


Figure 5-28 : Thermographie optique (réflexion), 2 spots 1500W à 45° (6s). Images a) de phase b) d'amplitude (IR-view®)

5.3 Caractérisation de la profondeur d'un défaut de délaminage

5.3.1 Aspects théoriques de la vibrothermographie lock-in

Au premier chapitre, il a été vu qu'il était possible d'estimer la profondeur d'un défaut par thermographie optique en modulant le signal de la source externe de chaleur (équation 1-24).

Le principe fondamental de la méthode lock-in repose sur le fait qu'il existe un déphasage entre le signal modulé de la stimulation et la réponse thermique (figure 5-5). Ce décalage est lié à la profondeur du défaut. En vibrothermographie lock-in, il représente le retard dans le temps pour que l'onde thermique émise par le défaut (source interne de chaleur) parvienne jusqu'à la surface de l'échantillon.

La méthode a été inventée par G. Busse en 1996 [26],[76],[92]. De nombreux exemples concrets d'applications en thermographie optique sont détaillés dans la littérature [37],[85]. Cependant, la détermination d'une fréquence aveugle pour déterminer la profondeur du défaut reste une opération difficile, voire peu précise, notamment en raison de l'évolution asymptotique de la courbe du contraste de phase avec la fréquence (figure 1.31, §1.2.3).

Salazar et al. [82],[55] ont montré plus récemment, en 2010, la possibilité d'utiliser une technique alternative pour la recherche de la profondeur de défaut par vibrothermographie lock-in, sans devoir recourir à la détermination de la fréquence aveugle.

Elle se base sur l'existence d'une relation linéaire entre la phase de la température et la racine carrée de la fréquence du signal de modulation, le coefficient angulaire étant directement proportionnel à la profondeur du défaut.

La théorie sous-jacente est développée ci-dessous pour le cas général d'un matériau anisotrope.

L'équation de la chaleur d'un tel matériau est de la forme générale suivante [12]:

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = & k_{11} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_{22} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k_{33} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + (k_{23} + k_{32}) \frac{\partial^2 T}{\partial y \partial z} \\ & + (k_{31} + k_{13}) \frac{\partial^2 T}{\partial z \partial x} + (k_{12} + k_{21}) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (5.11)$$

k_{11}, k_{22}, k_{33} : coefficients de conductivité thermique dans les directions x, y et z [$Wm^{-1}K^{-1}$]

$k_{12}, k_{21}, k_{13}, k_{31}, k_{23}, k_{32}$: coefficients de couplage thermique [$Wm^{-1}K^{-1}$]

ρ : masse volumique [kgm^{-3}]

c : chaleur massique [$Jkg^{-1}K^{-1}$]

Elle est valable pour un milieu homogène et sans source interne de chaleur.

Dans les applications vibrothermographiques, les intervalles de température considérés sont petits (généralement de l'ordre de quelques degrés maximum), et l'on peut admettre que les coefficients « k_{ij} » restent constants.

En outre, d'un point de vue macroscopique, un matériau composite de type laminé peut être considéré comme homogène en définissant certaines quantités (comme les constantes élastiques par exemple), à partir des fractions volumiques de fibre « v_f » et de matrice « v_m ».

La fraction volumique de fibre est définie comme le rapport entre le volume de fibre contenu dans l'échantillon sur le volume de l'échantillon. En négligeant toute porosité, on a donc :

$$v_m = 1 - v_f \quad (5.12)$$

En particulier, la capacité thermique volumique en [$Jm^{-3}K^{-1}$] dans l'équation (5.11) peut être définie comme la moyenne pondérée des capacités thermiques volumiques de la fibre et de la matrice [40]:

$$\rho c = v_f \rho_f c_f + v_m \rho_m c_m \quad (5.13)$$

Enfin, on peut montrer qu'il existe un système de coordonnées, appelés axes principaux de conductivité, tel que le tenseur de conductivité thermique soit diagonal, avec $k_1=k_{11}, k_2=k_{22}, k_3=k_{33}$ [78]. Les coefficients de couplage thermique sont alors nuls.

Dans ce système d'axes, l'équation (5.11) devient :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k_1 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k_3 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5.14)$$

k_1, k_2, k_3 : coefficients de conductivité principaux [$Wm^{-1}K^{-1}$]

Pour un matériau orthotrope, les axes d'orthotropie sont des axes principaux de conductivité.

L'équation (5.14) peut encore s'écrire:

$$\frac{k_1}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{k_2}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{k_3}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (5.15)$$

En effectuant le changement de variable suivant, où k est une constante:

$$x = X \left(\frac{k}{k_1} \right)^{1/2} ; \quad y = Y \left(\frac{k}{k_2} \right)^{1/2} ; \quad z = Z \left(\frac{k}{k_3} \right)^{1/2} \quad (5.16)$$

L'équation de la chaleur prend la forme suivante:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} - \frac{\rho c}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (5.17)$$

En définissant la constante « k » comme la moyenne géométrique des conductivités principales, l'équation différentielle prend une forme identique à celle régissant l'écoulement de la chaleur dans un milieu isotrope de conductivité $k = \sqrt[3]{k_1 k_2 k_3}$.

On peut également définir une diffusivité moyenne en [m^2/s] par:

$$\alpha = \frac{(k_1 k_2 k_3)^{1/3}}{\rho c} = \frac{k}{\rho c} \quad (5.18)$$

Pour un matériau anisotrope, dans les axes principaux, on obtient finalement :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (5.19)$$

Il est possible maintenant de prendre en compte l'influence d'une source interne de chaleur dans un solide semi-infini en introduisant la notion de source ponctuelle instantanée de chaleur [12]. Dans ce cas, la solution de l'équation (5.19) doit prendre en compte une quantité finie de chaleur libérée instantanément en un point donné (X_0, Y_0, Z_0) et un temps donné.

La solution finale s'obtient par la méthode d'intégration de sources [12].

Le champ de température d'un solide semi-infini incluant une source ponctuelle thermique de coordonnées (X_0, Y_0, Z_0) et satisfaisant l'équation de chaleur (5.19) est donné par :

$$T(X, Y, Z) = T_0 + \frac{T^* (\rho c)^{3/2}}{8(\pi^3 t^3 k_1 k_2 k_3)^{1/2}} e^{-\left\{ \frac{\rho c}{4t} \left[\frac{(X-X_0)^2}{k_1} + \frac{(Y-Y_0)^2}{k_2} + \frac{(Z-Z_0)^2}{k_3} \right] \right\}} \quad (5.20)$$

T_0 est la température initiale du corps.

T^* est la variation de température instantanée au point source en $t=0$, de coordonnées (X_0, Y_0, Z_0) . La quantité de chaleur libérée du point source vaut $\rho c T^*$.

Lorsque $t \rightarrow 0$, cette expression tend vers T_0 en tout point (X, Y, Z) , excepté en (X_0, Y_0, Z_0) .

En définissant les diffusivités thermiques principales $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ à partir des conductivités principales k_1, k_2, k_3 [9], et en simplifiant avec l'équation (5.18), on obtient :

$$T(X, Y, Z) = T_0 + \frac{T^*}{8(\pi \alpha t)^{3/2}} e^{-\left\{ \frac{(X-X_0)^2}{\alpha_1} + \frac{(Y-Y_0)^2}{\alpha_2} + \frac{(Z-Z_0)^2}{\alpha_3} \right\} / 4t} \quad (5.21)$$

Si le point source libère de la chaleur de façon périodique $T^* = T_m e^{i\omega t}$ depuis $t'=-\infty$ jusqu'à $t'=t$, de sorte qu'il règne un régime périodique établi, la température au point (X, Y, Z) prend la forme [78] :

$$T(X, Y, Z) = T_0 + \frac{T_m}{8(\pi \alpha)^{3/2}} \int_{-\infty}^t e^{i\omega t'} e^{-\left\{ \frac{(X-X_0)^2}{\alpha_1} + \frac{(Y-Y_0)^2}{\alpha_2} + \frac{(Z-Z_0)^2}{\alpha_3} \right\} / 4(t-t')} \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \quad (5.22)$$

En effectuant le changement de variable : $\tau = t - t'$, l'équation (5.22) devient :

$$T(X, Y, Z) = T_0 + \frac{T_m e^{i\omega t}}{8(\pi \alpha)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-i\omega \tau} e^{-\left\{ \frac{(X-X_0)^2}{\alpha_1} + \frac{(Y-Y_0)^2}{\alpha_2} + \frac{(Z-Z_0)^2}{\alpha_3} \right\} / 4\tau} \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} \quad (5.23)$$

A présent, en considérant la température d'un point en surface ($Z=0$) au droit du point source de coordonnées $X=X_0, Y=Y_0$, (figure 5-29), et en notant « α_t » la diffusivité transverse dans le sens perpendiculaire aux fibres du laminé, l'équation devient :

$$T(X_0, Y_0, 0) = T_0 + \frac{T_m e^{i\omega t}}{8(\pi \alpha)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-i\omega \tau} e^{-Z_0^2 / 4\alpha_t \tau} \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} \quad (5.24)$$

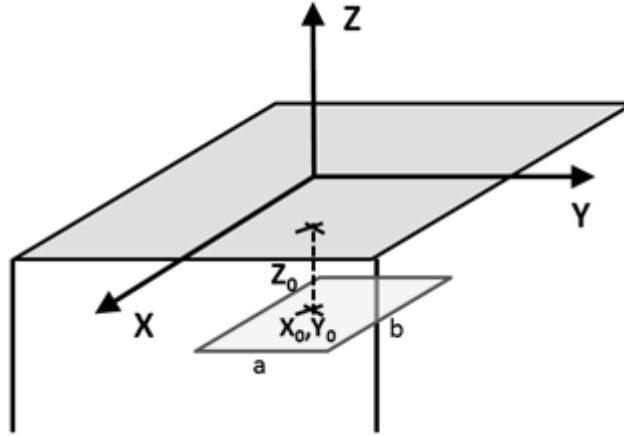


Figure 5-29 : Température de surface au droit d'un point source

L'équation (5.24) peut encore s'écrire :

$$T(X_0, Y_0, 0) = T_0 + \frac{T_m e^{i\omega t}}{4\pi\alpha Z_0} \int_0^{\infty} e^{-i\omega\tau} \frac{Z_0}{2\sqrt{\pi\alpha\tau^3}} e^{-Z_0^2/4\alpha\tau} d\tau \quad (5.25)$$

Par transformation de Laplace unilatérale (par rapport à la variable τ), on obtient [12]:

$$T(X_0, Y_0, 0) = T_0 + \frac{T_m}{4\pi\alpha Z_0} e^{i\omega t} e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}} Z_0} \quad (5.26)$$

La quantité $q = \sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}}$ est un nombre imaginaire appelé 'vecteur d'onde thermique'.

Par décomposition de $\sqrt{i} = \pm \frac{1+i}{\sqrt{2}}$, et en retenant la partie réelle de la variation harmonique, on obtient, en posant $T'_m = \frac{T_m}{4\pi\alpha} \cos \omega t$:

$$T(X_0, Y_0, 0) = T_0 + \frac{T'_m}{Z_0} e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}} Z_0} = T_0 + \frac{T'_m}{Z_0} e^{\pm\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}} Z_0} e^{\pm i\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}} Z_0} \quad (5.27)$$

$f = \omega/2\pi$: fréquence du signal périodique [Hz]

Dans l'espace fréquentiel, la phase de la température est donnée par l'argument de l'exponentielle complexe, soit:

$$\varphi = \pm \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}} Z_0 = \pm \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} Z_0 \sqrt{f} \quad (5.28)$$

La droite $\varphi = \varphi(\sqrt{f})$ de pente $\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} Z_0$ permet donc théoriquement de retrouver la profondeur du défaut Z_0 .

Cette relation linéaire est valable dans le cas où la longueur de diffusion thermique « μ » est plus grande que la profondeur du défaut « Z_0 » car l'onde thermique est déjà atténuée de 63.2% lorsqu'elle a parcouru une distance égale à la longueur de diffusion dans le matériau (§1.2.2).

Il importe donc d'évaluer une fréquence de modulation maximum, par exemple en fixant $\mu=Z_0$ dans l'équation (1.14), soit :

$$f_{\text{lock-in}} < \frac{\alpha}{\pi Z_0^2} \quad (5.29)$$

Cette formule ne fournit pas une limite maximum absolue, mais donne plutôt une valeur indicative correspondant à l'atténuation de l'onde thermique de 63,2%. Au-delà de cette valeur, le risque est d'obtenir un rapport signal/bruit (SNR) trop important sur la mesure de la phase, et donc une estimation imprécise de la profondeur du défaut.

Cette limite dépend donc de la sensibilité thermique de la caméra (NEDT : Noise Equivalent Temperature Difference [24]).

En outre, comme illustré à la figure 5-30, les dimensions du délaminage doivent rester petites devant la longueur d'onde thermique « λ » de sorte que chaque point de la zone de délaminage émette une onde sphérique dont le déphasage en (X_0, Y_0) reste petit par rapport à l'onde émise au droit de ce point.

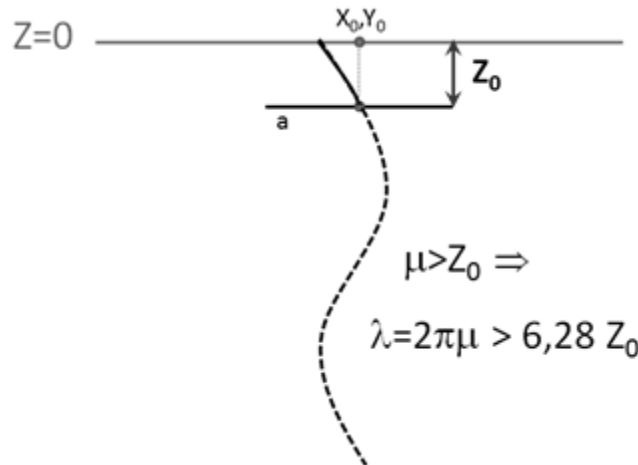


Figure 5-30 : Longueur d'onde thermique et profondeur du délaminage

5.3.2 Caractérisation de la profondeur, application expérimentale

5.3.2.1 Courbes de température en vibrothermographie lock-in

La plaque CFRP de la figure 5-21 est utilisée pour cette étude. Elle comporte des défauts à différentes profondeurs entre les plis n°2 et 3 et les plis n°4 et 5, soit environ à 0.5 mm et 1mm sous la surface. En retournant cette plaque de huit plis, les défauts les plus proches (2T,4T,2F,4F) sont cette fois situés entre les plis n°6 et 7 sous la surface d'inspection, soit à 1.5 mm de profondeur.

Une série de tests a été effectuée à la fréquence de 61 kHz, modulée en amplitude successivement par les basses fréquences suivantes : 50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 85, 90, 95, 100, 150, 200, 400 et 600 mHz.

Un exemple d'image brute (non traitée) obtenue au cours d'une séquence vidéo de vibrothermographie lock-in est présenté ci-dessous pour une fréquence de 61 kHz modulée en amplitude à 100 mHz.

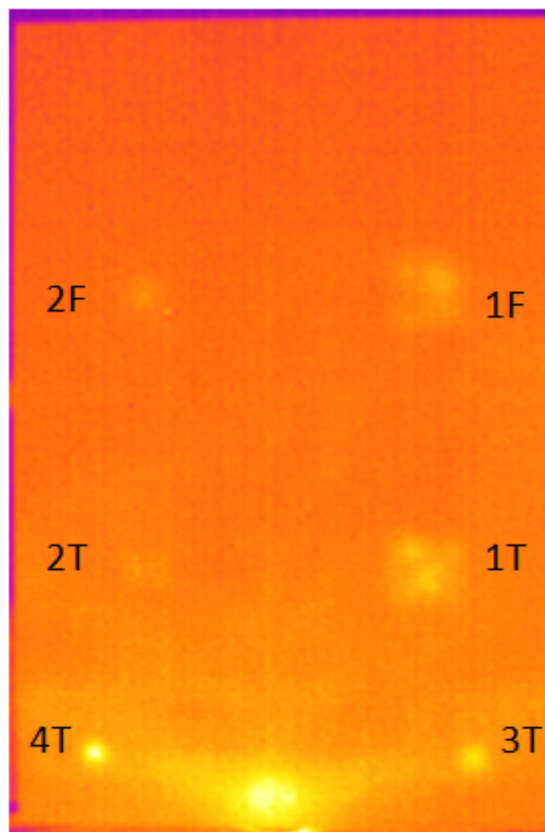


Figure 5-31 : Vibrothermographie lock-in : 61 kHz, AM 100 mHz, 4 cycles, image brute

En pratique, la profondeur des défauts n'étant pas connue dans un échantillon, il convient de choisir une série appropriée de fréquences de modulation en fonction de l'épaisseur du pli et de l'épaisseur

du laminé inspecté. L'équation (5.29) peut être utilisée dans ce but, et adaptée en fonction de la sensibilité de la caméra thermique.

Les courbes d'évolution de la température d'un pixel choisi au centre des défauts 1T, 2T, 4T sont illustrées en exemples pour les fréquences modulées de 50 et 100 mHz (figures 5-32 à 5-36). Ces deux tests durent respectivement 80 et 40 secondes pour quatre cycles de modulation. Outre l'oscillation du signal thermique, il y a une évolution linéaire croissante de la température avec le temps en raison de l'accumulation de la chaleur dans la zone du défaut du matériau composite.

Les figures 5.32 et 5-33 montrent l'évolution temporelle pour les défauts 1T et 2T situés respectivement à mi-ply (1 mm de profondeur) et au quart-ply (0.5 mm de profondeur). On constate que le défaut 1T de 25 mm de côté possède un meilleur rapport signal/bruit (SNR) avec une amplitude d'environ 1°C pour les oscillations en température à 50 mHz. Le défaut 2T de 15 mm de côté présente un plus faible SNR avec une amplitude de l'ordre de $\frac{1}{4}$ ° Celsius à 50 mHz. Ce résultat peut être confirmé visuellement à la figure 5-31, image correspondant au 2^{ème} maximum du cycle thermique.

A ce stade, il faut faire une remarque importante. D'abord, pour améliorer le rapport signal/bruit (qui a une incidence sur la précision et la fiabilité du calcul de la phase), on peut choisir pour chaque défaut, une fréquence porteuse pour laquelle ce dernier est stimulé 'activement' en fonction des résultats des tests 'chirp'. En outre, une meilleure sensibilité de la caméra thermique (NETD) permet également d'améliorer ce rapport.

Le défaut 4T de 6 mm de côté situé à la même profondeur que le défaut 2T (de 15 mm) possède un très bon contraste à la fréquence de 61 kHz, ce qui donne un signal thermique peu bruité, comme on peut le voir à la figure 5-34. L'amplitude de l'oscillation vaut approximativement 1,5°C.

Enfin, les figures 5-35 et 5-36 montrent les courbes de température des défauts 2T et 4T en inspectant la face opposée de la plaque, soit pour une profondeur de 1.5 mm. Ces signaux thermiques sont relativement bruités, mais on constate surtout qu'à la fréquence modulée de 100 mHz, l'amplitude des oscillations a très fort diminué (courbe très aplatie) par rapport à celle de 50 mHz. En effet, pour des défauts plus profonds, la fréquence de lock-in maximum est limitée par l'atténuation de l'onde thermique, comme prédit par l'équation (5-29). Ainsi, pour une fréquence de 100 mHz, l'onde thermique est atténuée du facteur $\exp\left(\frac{-z}{\mu}\right) = 72.6\%$ lorsqu'elle atteint la surface (équation 1.13).

La détection de défauts plus profonds (au-delà de 1.5 mm dans un CFRP) est donc possible, et nécessite de disposer d'un générateur de fonction approprié, capable de générer une modulation de très basse fréquence, inférieure à 50 mHz. La durée du test vibrothermographique pour un nombre de cycles de modulation donné devient aussi plus importante.

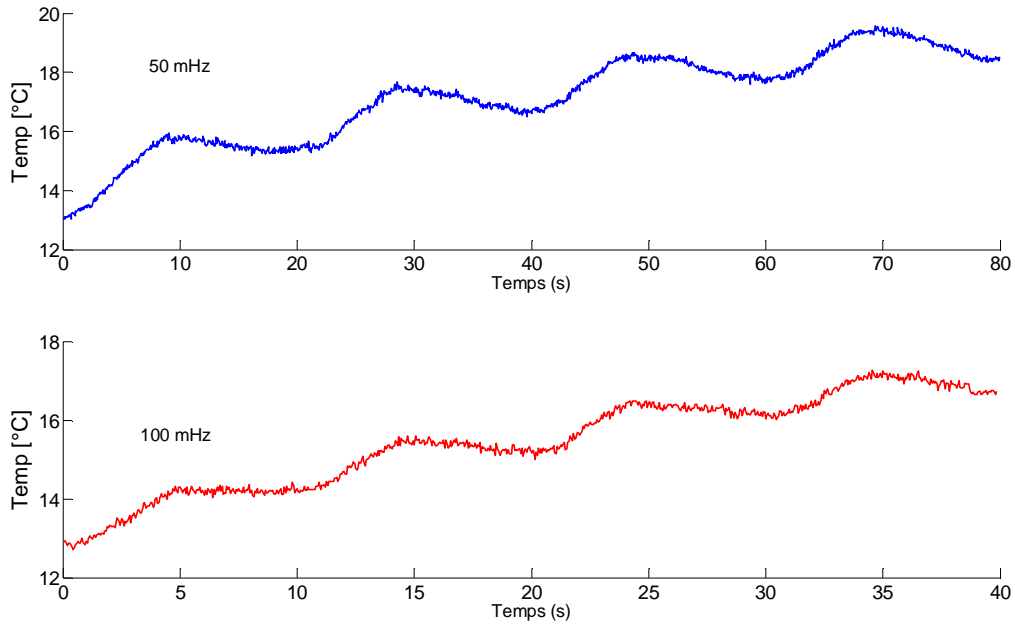


Figure 5-32 : Evolution de la température du défaut 1T (plis 4/5) en vibrothermographie lock-in (AM 50 et 100 mHz)

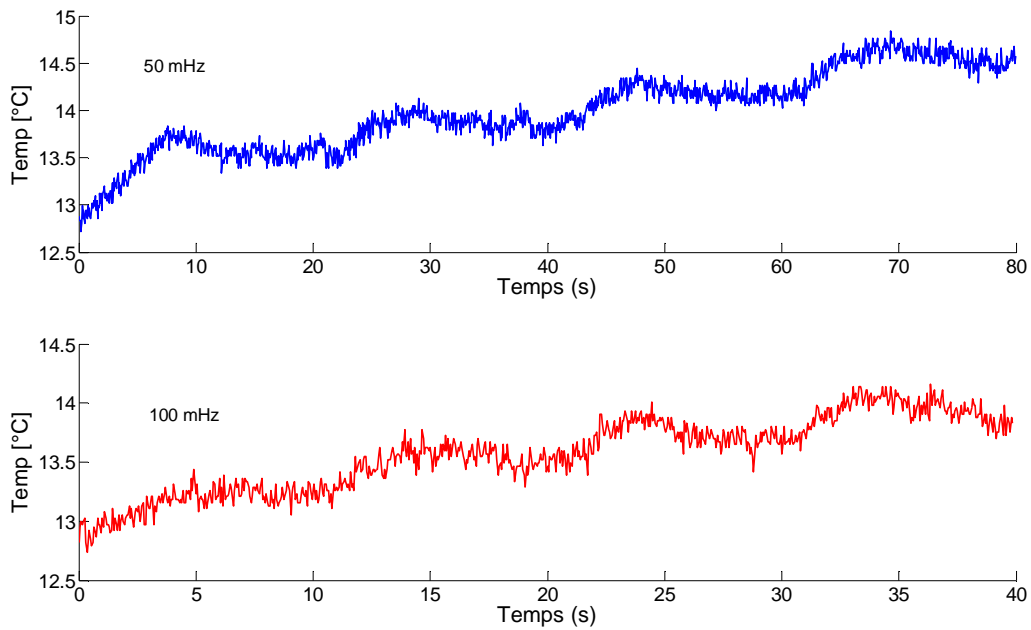


Figure 5-33 : Evolution de la température du défaut 2T (plis 2/3) en vibrothermographie lock-in (AM 50 et 100 mHz)

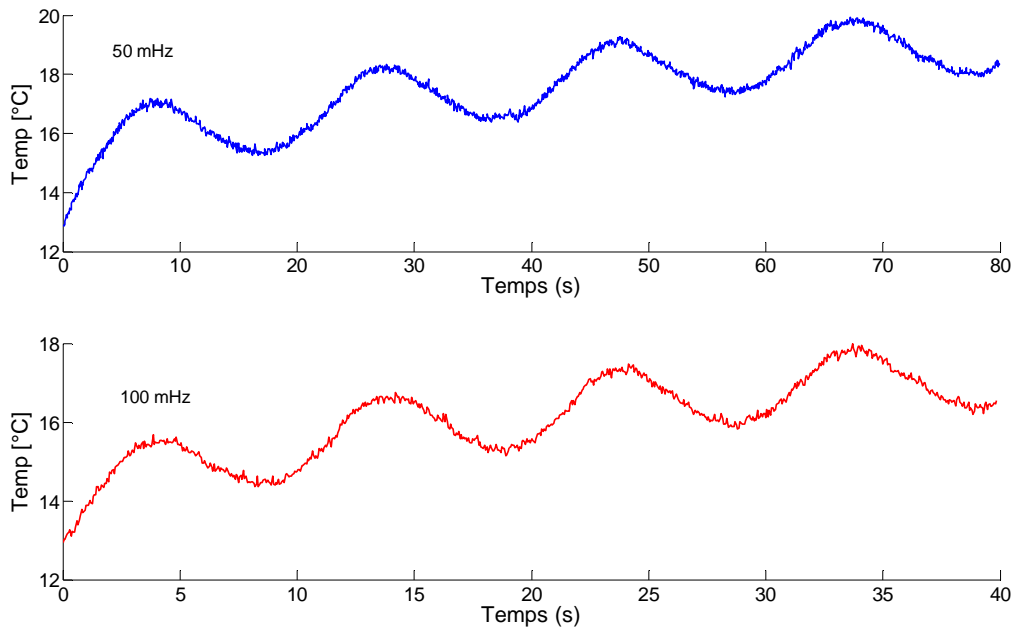


Figure 5-34 : Evolution de la température du défaut 4T (plis 2/3) en vibrothermographie lock-in (AM 50 et 100 mHz)

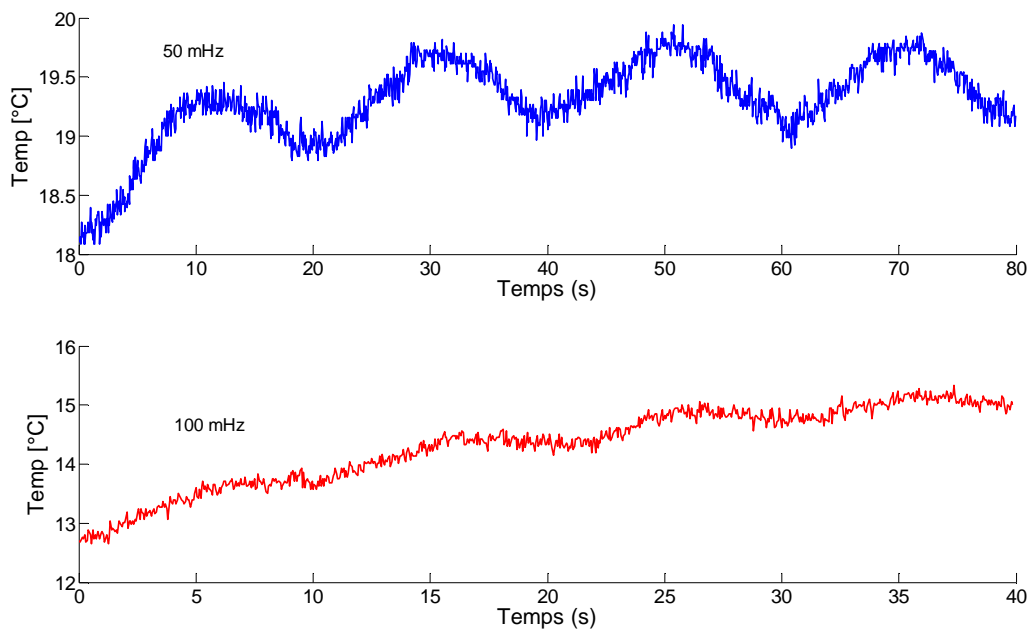


Figure 5-35 : Evolution de la température du défaut 2T (plis 6/7) en vibrothermographie lock-in (AM 50 et 100 mHz)

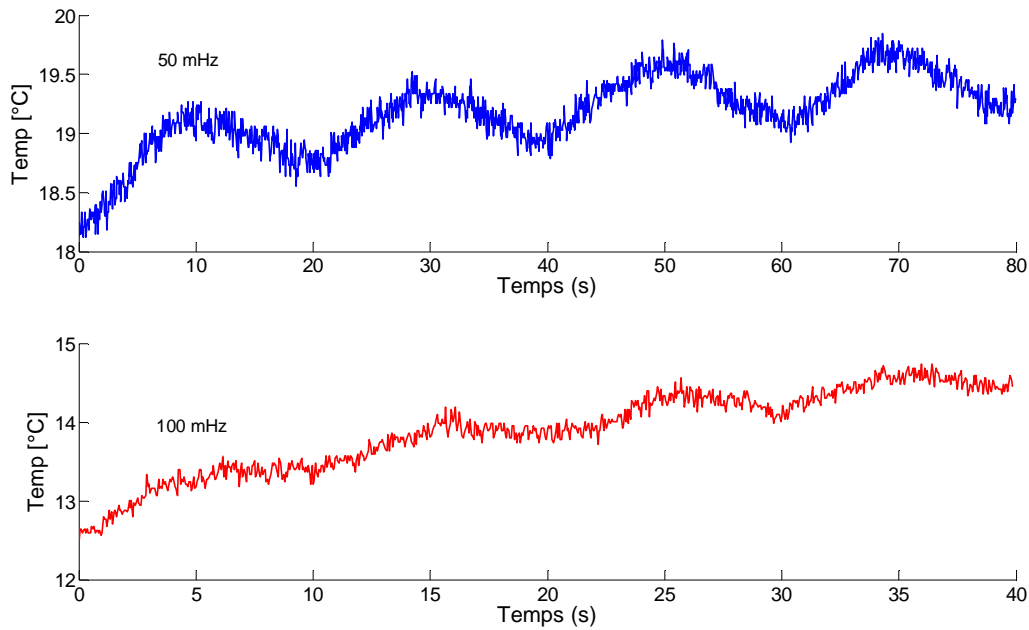


Figure 5-36 : Evolution de la température du défaut 4T (plis 6/7) en vibrothermographie lock-in (AM 50 et 100 mHz)

5.3.2.2 Courbes de phase et détermination de la profondeur

Le traitement des séquences de tests par vibrothermographie lock-in entre 50 et 600 mHz peut être réalisé sous Matlab[®] par simple transformée de Fourier (FFT) et extraction de la phase du signal à la fréquence de modulation.

Les figures 5-37 à 5-40 représentent les mesures de phase du signal thermique en fonction de la racine carrée de la fréquence de modulation pour les défauts en Teflon[®] 1T, 2T, 4T et en Flash Breaker 1F,2F. La figure 5-40 illustre la phase des défauts 1T et 2T situés à 1.5 mm de profondeur.

Toutes les régressions linéaires calculées ont un coefficient de corrélation linéaire supérieur à 80%.

On peut d'abord remarquer aux figures 5-38 et 5-39 (défauts 4T et 2F), la possibilité d'avoir un saut de phase de $+2\pi$ se produisant lorsque la phase du signal atteint $+\pi$ ou $-\pi$. Ces points peuvent naturellement être pris en compte en soustrayant 2π aux valeurs obtenues par calcul.

Ensuite, les figures 5-37 et 5-38 montrent les courbes de phase pour les défauts 1T (1mm de profondeur), 2T (0.5 mm) et 4T (0.5 mm). Comme mentionné précédemment, le défaut 2T possède un plus faible rapport signal/bruit, ce qui est à l'origine de la plus grande dispersion des points autour de la droite de régression.

La figure 5-39 illustre les courbes de phase pour les défauts en Flash Breaker de 25 et 15 mm de côtés (défauts 1F et 2F) situés aux mêmes profondeurs que leurs homologues en Teflon[®] 1T et 2T.

Enfin, la figure 5-40 montre les courbes pour les défauts 1T et 2T lorsque la plaque CFRP est inspectée sur la face opposée, c'est-à-dire pour des profondeurs respectives de 1 et 1.5 mm.

Tous les calculs d'estimation de la profondeur selon l'équation (5.28) et écarts par rapport aux valeurs réelles connues sont résumés au tableau 5-4.

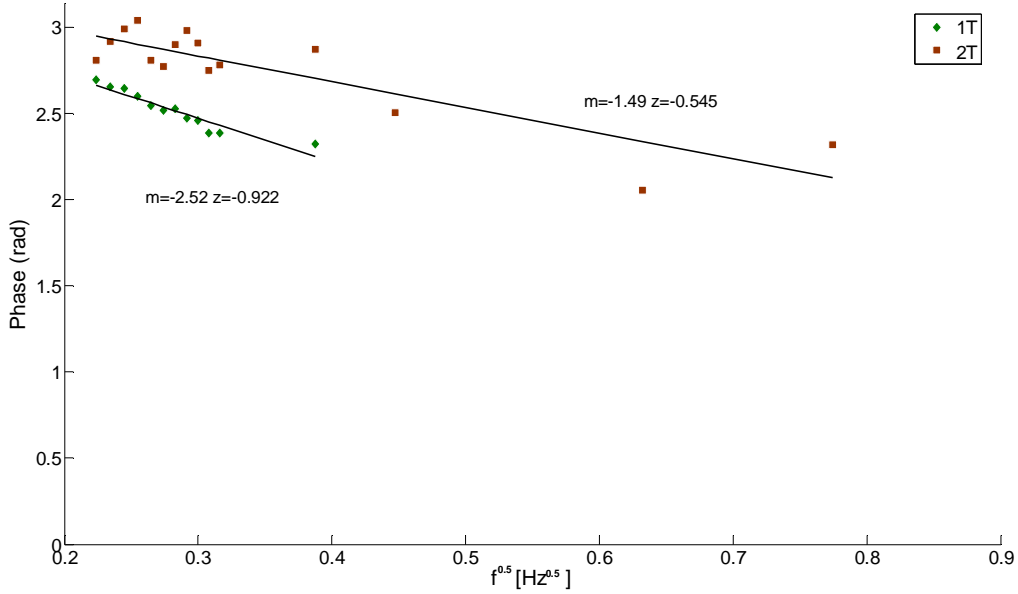


Figure 5-37 : Courbes de phase des défauts 1T (plis 4/5) et 2T (plis 2/3)

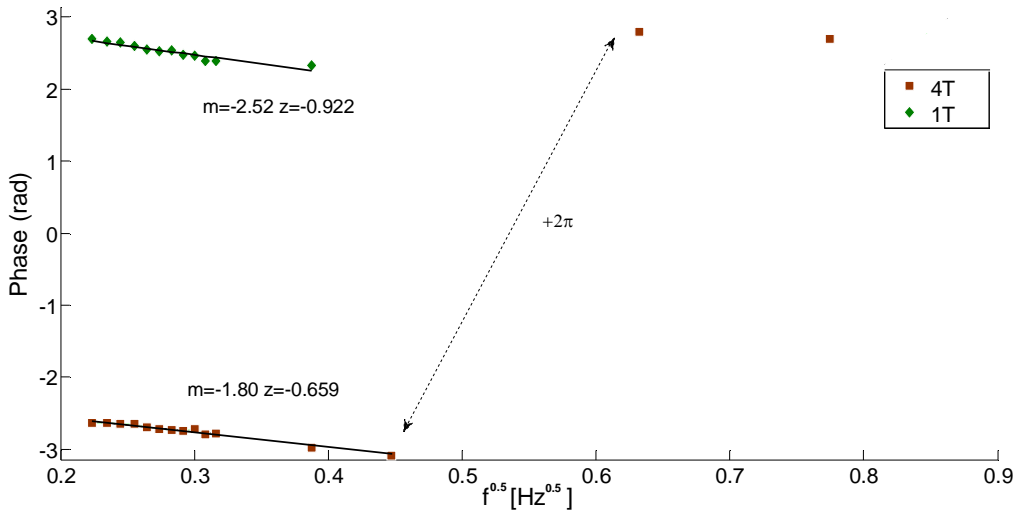


Figure 5-38 : Courbes de phase des défauts 1T (plis 4/5) et 4T (plis 2/3)

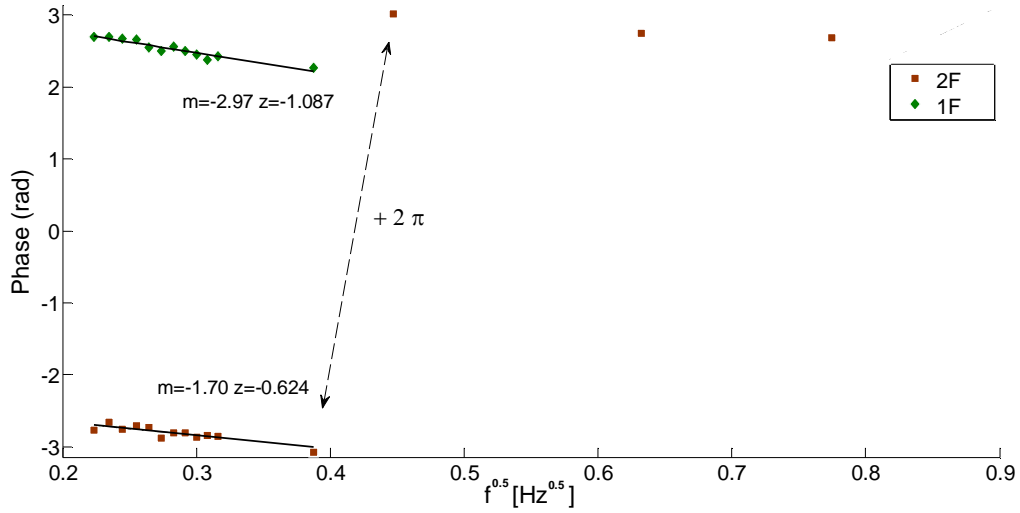


Figure 5-39 : Courbes de phase des défauts 1F (plis 4/5) et 2F (plis 2/3)

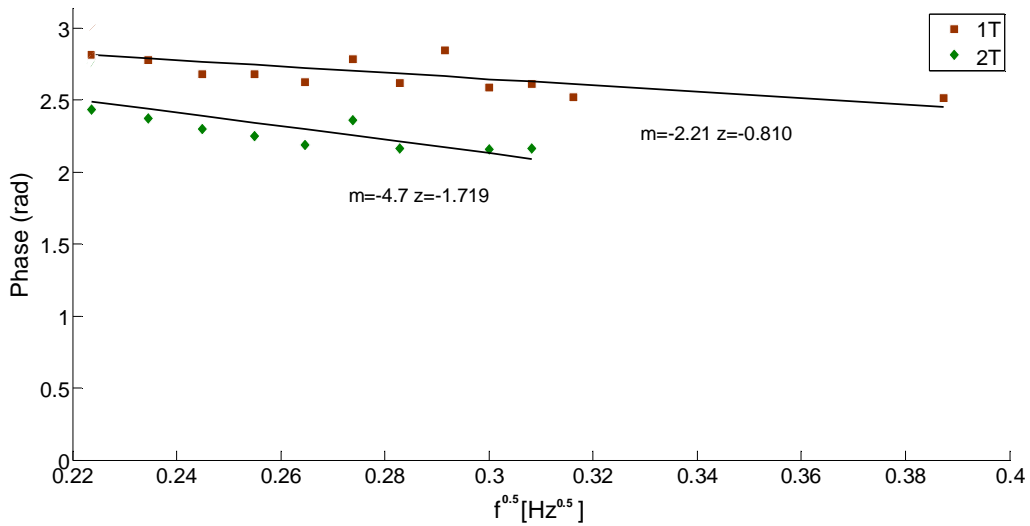


Figure 5-40 : Courbes de phase des défauts 1T (plis 4/5) et 2T (plis 6/7)

Table 5-4 : Calcul de profondeur des défauts et écarts obtenus par vibrothermographie lock-in

Défauts	Profondeur réelle 'z_o' [mm]	Profondeur estimée 'z' [mm]	Ecart [%]	Ecart [mm]
1T (plis 4/5)	1	0.92	8	0.08
2T (plis 2/3)	0.5	0.54	8	0.04
4T (plis 2/3)	0.5	0.65	30	0.15
1F (plis 4/5)	1	1.08	8	0.08
2F (plis (2/3)	0.5	0.62	24	0.12
1T (plis 4/5)	1	0.81	19	0.19
2T (plis 6/7)	1.5	1.71	14	0.21

Globalement, on remarque que les valeurs calculées sont assez proches des valeurs réelles et que les défauts sont bien localisés en profondeur.

Les écarts relatifs maximum observés de 30 et 24% sont obtenus pour des défauts proches de la surface, alors que l'écart maximum absolu (0.21 mm) est observé pour le défaut le plus profond.

On remarque aussi que tous les écarts obtenus sont inférieurs à l'épaisseur de pli qui vaut 0.25 mm. L'erreur obtenue sur la position du délaminage dans la séquence de plis du laminé est donc de l'ordre du pli. La précision des résultats pourrait encore être améliorée en augmentant le nombre de points de mesure et/ou le rapport signal/bruit du signal thermique (changement de fréquence porteuse, sensibilité de la caméra, choix du point d'application du shaker,...)

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, on a montré que la vibrothermographie peut s'employer comme un moyen de contrôle non destructif performant et fiable, notamment en l'absence de couplage produisant du chaos acoustique. Dans ce cas, la détection d'un défaut avec caractérisation de taille et de profondeur peut être mise en œuvre efficacement moyennant les quelques recommandations reprises ci-dessous.

Une première étape de recherche et de détection des défauts peut être menée à partir du balayage rapide de type 'chirp' mené dans quelques intervalles de fréquence (par exemple, une série de tests de 4 secondes entre 0 et 100 kHz par intervalles de 10 kHz). Les intervalles peuvent ensuite être raffinés ou élargis de manière à mettre en évidence au mieux chaque défaut avec un bon rapport signal sur bruit, et repérer une fréquence utile pour la modulation lock-in.

Deuxièmement, une caractérisation précise de la forme et de la taille des défauts de délaminage identifiés peut être réalisée à partir d'un (ou plusieurs) test(s) vibrothermographique(s) par wobble. A cet effet, un intervalle de fréquence adéquat est défini d'après les meilleurs résultats obtenus pour les tests 'chirp'. Le traitement d'images par transformée de Fourier de la séquence enregistrée permet d'améliorer le contraste et la netteté du contour. Les images d'amplitude et de phase doivent être prises en compte pour définir, de la manière la plus conservative (en maximisant le domaine défini), un contour par filtre de Canny ou un contour manuel le cas échéant (en cas d'insatisfaction visuelle du résultat).

Enfin, la caractérisation de la profondeur d'un défaut peut être déterminée par vibrothermographie lock-in (modulation d'amplitude). Pour obtenir un résultat relativement précis, il est conseillé d'établir la courbe de phase en température en fonction de la racine carrée de la fréquence de modulation. Une série de points doit être choisie adéquatement pour la régression linéaire en fonction des épaisseurs de pli et du laminé. Cette technique présente l'avantage de ne pas devoir recourir à une méthode de calibration préalable (figure 1-11, §1.2.1), ou à la détermination délicate d'une fréquence aveugle, comme c'est le cas respectivement en thermographie optique pulsée et lock-in (ou bien pulsée de phase).

Conclusions générales

L'objectif de cette thèse est de montrer les capacités et spécificités de la vibrothermographie dans l'optique de sa mise en œuvre en contrôle non destructif parmi l'arsenal des techniques de thermographie active. Actuellement, seule la thermographie optique est agréée pour l'inspection de matériaux composites (chapitre 1), et intégrée dans des processus qualité et de maintenance, en aéronautique par exemple. Bien entendu, cette méthode a ses limites dont la profondeur restreinte des défauts détectables, l'influence de la géométrie de la pièce sur les résultats, ou encore l'indétectabilité de singularités particulières (fissures verticales ou fermées).

La vibrothermographie n'est, par contre, pas ou peu affectée par ces limitations, mais elle nécessite un contact pour transmettre le signal vibratoire au spécimen ; celui-ci peut alors se comporter comme une source interne de chaleur. Ce contact non-linéaire est à l'origine d'un problème majeur de manque de reproductibilité des résultats. C'est pourquoi la vibrothermographie, bien qu'attrayante de par certaines caractéristiques peu communes dans le domaine des contrôles non destructifs, reste actuellement cantonnée au développement en laboratoire.

L'originalité de cette étude est d'étudier la vibrothermographie à partir d'un couplage linéaire obtenu par collage, plutôt que de pratiquer une mise en pression de l'échantillon contre le transducteur vibratoire. Le but est d'éliminer la présence du chaos acoustique, souvent présenté comme bénéfique pour l'émission de chaleur par les défauts, mais qui est également la cause principale du problème de manque de reproductibilité et de fiabilité des mesures. Cet aspect négatif a été étudié et discuté à partir d'un modèle théorique à deux degrés de liberté afin de cerner l'influence des différents paramètres impliqués (chapitre 2).

Une autre raison de la réticence actuelle à l'utilisation de la vibrothermographie concerne certains doutes quant à l'importance relative des causes physiques responsables de l'émission de chaleur par un défaut interne. Dans ce travail, la nature du couplage (par collage) et du comportement linéaire ont permis de mettre en évidence un phénomène de résonance locale de délaminage par l'analyse modale (numérique et expérimentale) et de corrélérer ces résultats avec ceux des tests vibrothermographiques. L'implication de ce phénomène dans l'apparition de pics d'échauffement relevés sur le spectre vibrothermographique a été démontrée (chapitre 3). Il ne peut cependant expliquer à lui seul toute la complexité du spectre, mais permet de mieux comprendre les rôles joués par les mécanismes de dissipation par frottement et hystérésis viscoélastique en vibrothermographie.

Afin de mieux rendre compte de la répartition des résonances locales dans le spectre vibrothermographique en fonction des caractéristiques d'une délamination, une étude théorique sous Matlab® du comportement dynamique des sous-plaques constitutives d'un délaminage rectangulaire a été menée (chapitre 4). Le but est d'élaborer un modèle permettant de sélectionner des intervalles de fréquence appropriés pour des balayages fréquentiels vibrothermographiques (chirp) rendus nécessaires par la linéarité du couplage.

En outre, l'allure particulière du champ thermique à la résonance locale (sous forme de 'lobes') a pu être mise évidence expérimentalement et corroborée par le modèle théorique.

Enfin, une méthode adaptée à cette variante de la vibrothermographie (sans chaos acoustique) est proposée et illustrée sur des applications expérimentales, pour montrer son efficacité dans la détection et la quantification de défauts de délaminage (chapitre 5). Elle vise à fournir des recommandations utiles pour la mise en œuvre d'un test vibrothermographique fiable.

La démarche se base d'abord sur la détection des défauts à partir de tests rapides de type chirp (pulse de quelques secondes) menés dans différents intervalles de fréquence prédéfinis. Le modèle théorique de prédiction des fréquences de résonance locale permet de faire un choix éclairé.

Ensuite, la caractérisation en taille d'un défaut doit idéalement être réalisée par wobulation (modulation de fréquence) dans un intervalle de fréquence correspondant à celui du meilleur test chirp obtenu pour celui-ci. Quelques cycles de modulation à très basse fréquence (50 mHz par exemple) permettent de révéler des défauts relativement profonds avec un très bon rapport signal sur bruit. Puis, l'application d'un algorithme standard comme le filtre de Canny permet de relever correctement la forme des défauts par contraste sur les images d'amplitude ou de phase (choisir le cas le plus conservatif). La taille du défaut peut ainsi être évaluée à quelques pourcents près, et comparée aux critères de rejet du fabricant. Des délaminages de 6 mm de long ont été détectés sans difficulté.

Pour terminer, la profondeur d'un défaut peut être obtenue précisément à partir d'un test en vibrothermographie lock-in (modulation d'amplitude). Il a été montré, dans le cas général d'un matériau composite, que la courbe de phase en température en fonction de la racine carrée de la fréquence de modulation présente une pente directement proportionnelle à la profondeur du défaut. Elle s'obtient facilement par régression linéaire. Une fréquence maximum de lock-in doit aussi être déterminée en fonction de l'épaisseur et des propriétés thermiques du laminé inspecté.

Synthétiquement, les apports de cette thèse peuvent être résumés comme suit :

- Développement d'une méthode fiable et inédite de vibrothermographie avec couplage linéaire obtenu par collage (sans chaos acoustique)
- Preuve de l'existence et du rôle joué par un mécanisme de résonance locale de délaminage en vibrothermographie
- Mise au point d'un modèle théorique de prédiction des résonances locales pour la définition d'intervalles de fréquence utiles, notamment pour l'inspection par balayage de type chirp
- Mise en évidence de la topologie particulière du champ thermique à la résonance locale par l'apparition de lobes
- Procédure et recommandations pour une mise en œuvre plus performante de la vibrothermographie pour la détection et la caractérisation en taille et profondeur des défauts

En conclusion, les résultats obtenus mettent en valeur les potentialités de la vibrothermographie et fournissent au lecteur des conseils et des solutions performantes et reproductibles pour une utilisation en contrôle non destructif.

A l'avenir, des efforts de recherche sur le développement d'une méthode sans contact par vibrothermographie (également exempte de chaos acoustique) devront être consentis pour faciliter une mise en œuvre encore plus pratique et pleinement opérationnelle de celle-ci. A cette fin, des

essais de stimulation 'à distance' de type haut-parleur ou laser pulsé donnent actuellement des résultats préliminaires encourageants (sur quelques défauts particuliers de grande taille [95]), mais l'amélioration du rapport signal sur bruit des thermogrammes est encore nécessaire pour affiner la technique.

Cette étude s'inscrit pleinement dans la réalisation de cet objectif, l'amélioration de la sensibilité des caméras thermiques contribuera sans doute également à y parvenir un jour.

L'essor de la thermographie active en contrôle non destructif est relativement récent. Il est évident qu'avec l'utilisation croissante des matériaux composites dans l'industrie, s'inscrivant dans le contexte global d'une diminution de la consommation mondiale d'énergie, la recherche de méthodes d'essais non destructifs alternatives, comme la vibrothermographie, doit permettre de contribuer à garantir et maintenir un haut taux de fiabilité et de qualité dans les domaines de la production et de la maintenance.

Annexe A

A.1 Propriétés thermo-physiques de matériaux

Conductivité thermique :

La conductivité thermique « k » caractérise l'aptitude d'un matériau à conduire la chaleur. Elle se définit comme le flux de chaleur qui traverse une surface unitaire quand le gradient de température est égal à l'unité. Elle s'exprime en $[\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}]$.

Un matériau est dit 'isolant' s'il possède une faible conductivité thermique.

La conductivité thermique intervient dans la loi de Fourier. Dans le cas d'un solide semi-infini où il n'y a de variation de flux de chaleur qu'en « z » (direction perpendiculaire à la surface), le flux est un vecteur dirigé selon \vec{e}_z :

$$\vec{q}_z = -k \frac{\partial T}{\partial z} \vec{e}_z \quad (\text{A.1})$$

Chaleur massique :

La chaleur massique « c » (ou capacité thermique massique) traduit l'aptitude d'un matériau à absorber une quantité de chaleur « Q », et à s'échauffer (élévation de température) de « ΔT ». Elle est rapportée à l'unité de masse afin de rendre cette propriété indépendante de la masse du matériau « m ». Elle s'exprime en $[\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}]$.

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T} \quad (\text{A.2})$$

Notons encore que le produit « ρc » représente la capacité thermique volumique d'un matériau et s'exprime en $[\text{Jm}^{-3}\text{K}^{-1}]$, « ρ » étant la masse volumique.

Diffusivité thermique:

La diffusivité thermique « α » est une propriété dynamique du matériau, car elle intervient dans les transferts en régime transitoire de température. Elle caractérise l'aptitude d'un matériau à transmettre rapidement ou non la chaleur. Elle s'exprime en $[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$.

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot c} \quad (\text{A.3})$$

Ce paramètre intervient directement dans l'équation de la chaleur.

Effusivité thermique:

L'effusivité thermique « e » traduit la capacité du matériau à absorber et stocker de la chaleur. Sa valeur permet de quantifier l'aptitude du matériau à changer de température (plus ou moins rapidement) lorsqu'il reçoit un apport d'énergie thermique suite au contact avec un autre corps. Deux phénomènes se conjuguent alors simultanément : l'énergie est absorbée localement en fonction de la capacité thermique du matériau, et elle est transférée aux régions voisines en fonction de la conductivité thermique. Elle s'exprime en $[Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}]$:

$$e = \sqrt{k \cdot \rho \cdot c} \quad (A.4)$$

Le tableau ci-dessous reprend les propriétés thermo-physiques de quelques matériaux:

Table A- 1 : Propriétés thermiques de quelques matériaux usuels dans l'industrie [21]

	Conductivité thermique	Masse volumique	Chaleur massique	Diffusivité thermique	Effusivité thermique
	« k » [Wm ⁻¹ K ⁻¹]	« ρ » [kgm ⁻³]	« c » [Jkg ⁻¹ K ⁻¹]	« α » *10 ⁻⁷ [m ² s ⁻¹]	« e » [Jm ⁻² K ⁻¹ s ^{-1/2}]
Aluminium (pur)	237	2702	903	971	24047
Acier (doux)	46	7900	440	132	12645
Plexiglas®	0.19	1190	1470	1.1	577
Kevlar®	0.04	1440	1400	0.2	284
CFRP // fibres	7	1600	1200	36.5	3666
⊥ fibres	0.8	1600	1200	4.2	1239
GFRP // fibres	0.38	1900	1200	1.7	931
⊥ fibres	0.3	1900	1200	1.3	827
Air	0.024	1.2	1006	1988	5
Teflon®	0.25	2170	1050	1.1	755

A.2 Flux de chaleur harmonique et température du solide semi-infini

Soit un corps solide semi-infini ($z > 0$) initialement à l'équilibre thermique, à une température nulle.

En considérant une variation harmonique de la température de surface (en $z=0$) du type $T_{z=0} = A \cdot \cos(\omega t - \varphi)$, la température en tout point du corps satisfait l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.5})$$

On recherche une solution du type :

$$T(z, t) = \theta(z) \cdot e^{i(\omega t - \varphi)} \quad (\text{A.6})$$

où « θ » est une fonction de « z » uniquement.

Cette solution possède une période $\frac{2\pi}{\omega}$.

En substituant (A.6) dans (A.5), on obtient une relation indépendante du temps:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{i\omega}{\alpha} \theta \quad (\text{A.7})$$

La solution de cette équation différentielle est du type :

$$\theta = A \cdot e^{-z\sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}}} = A \cdot e^{-z(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}} \quad (\text{A.8})$$

où « A » est une constante.

La solution générale (A.6) devient :

$$T(z, t) = A \cdot e^{-z(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}} \cdot e^{i(\omega t - \varphi)} \quad (\text{A.9})$$

En considérant $\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}}$, la longueur de diffusion thermique (représente la distance sur laquelle la chaleur se propage pendant une période), il vient :

$$T(z, t) = A \cdot e^{\frac{-z}{\mu}} \cdot e^{i(\omega t - \frac{z}{\mu} - \varphi)} \quad (\text{A.10})$$

La solution pour une variation harmonique est donnée par la partie réelle :

$$T(z, t) = A \cdot e^{\frac{-z}{\mu}} \cdot \cos\left(\omega t - \frac{z}{\mu} - \varphi\right) \quad (\text{A.11})$$

L'équation (A.11) caractérise l'onde thermique de nombre d'onde $k=1/\mu$, et sa longueur d'onde « λ » en [m] est donnée par :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 2\pi\mu \quad (\text{A.12})$$

Comme $\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}}$ et la pulsation vaut $\omega = 2\pi f$ (« f » est la fréquence de l'excitation harmonique), on peut écrire :

$$\lambda = \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{f}} \quad (\text{A.13})$$

Trois propriétés importantes de la température périodique en régime permanent peuvent être dégagées :

- L'amplitude des oscillations de température diminue comme $e^{\frac{-z}{\mu}} = e^{-z\sqrt{\omega/2\alpha}} = e^{-2\pi z/\lambda}$ et donc décroît plus rapidement avec la pulsation « ω ». Pour une distance d'une longueur d'onde entre le défaut et la surface, l'amplitude est réduite par un facteur $e^{-2\pi} = 0.0019$, de sorte que l'onde thermique est très fortement atténuée, pratiquement indétectable.
- Il existe selon « z », un retard de phase progressif, $\frac{z}{\mu} = z\sqrt{\omega/2\alpha}$ de l'onde thermique. Ce retard augmente avec la pulsation « ω ».
- La vitesse de propagation de l'onde thermique est donnée par $v = \lambda f = \lambda \frac{\omega}{2\pi} = \sqrt{2\alpha\omega}$. Cette vitesse augmente avec la pulsation « ω ».

Il ressort de ces propriétés qu'une mesure de l'amplitude ou de la phase à une profondeur « z », ou de la vitesse de propagation, permet de déterminer expérimentalement la diffusivité « α ».

Le flux de chaleur « Q_0 » à la surface est donné par la loi de Fourier (équation A.1) :

$$Q_0 = -k \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (\text{A.14})$$

A partir des équations (A.11) et (A.14), on obtient:

$$Q_0 = \sqrt{2} \frac{k \cdot A}{\mu} \cos \left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{4} \right) \quad (\text{A.15})$$

Pour un flux harmonique de type $Q_0 = Q_m \cdot \cos(\omega t - \varphi_1)$, on en déduit l'expression de la constante « A » et la phase du flux thermique « φ_1 » :

$$A = \frac{Q_m \cdot \mu}{\sqrt{2} \cdot k} ; \quad \varphi_1 = \varphi - \frac{\pi}{4} \quad (\text{A.16})$$

Ainsi, le flux thermique appliqué et la température de surface sont déphasés de $\frac{\pi}{4}$.

La température en tout point du solide (A.11) devient donc :

$$T(z, t) = \frac{Q_m \cdot \mu}{\sqrt{2} \cdot k} \cdot e^{\frac{-z}{\mu}} \cdot \cos \left(\omega t - \frac{z}{\mu} - \varphi_1 - \frac{\pi}{4} \right) \quad (\text{A.17})$$

Ou encore, à partir de l'effusivité thermique :

$$T(z, t) = \frac{Q_m}{e\sqrt{\omega}} \cdot e^{\frac{-z}{\mu}} \cdot \cos \left(\omega t - \frac{z}{\mu} - \varphi_1 - \frac{\pi}{4} \right) \quad (\text{A.18})$$

En définissant $Q_0 = Q_m$ à l'origine temporelle, on a $\varphi_1 = 0$, et la température s'écrit :

$$T(z, t) = \frac{Q_m}{e\sqrt{\omega}} \cdot e^{\frac{-z}{\mu}} \cdot \cos \left(\omega t - \frac{z}{\mu} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (\text{A.19})$$

Bibliographie

- [1] J.E. Ashton, J.M. Whitney, *Theory of laminated plates*, Technomic, 1970.
- [2] V. Ayvazyan, *Etude de champs de température séparables avec double décomposition en valeurs singulières. Quelques applications à la caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux et au contrôle non destructif*, Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, Bordeaux, 2012.
- [3] T.J. Barden, D.P. Almond, P. Cawley, M. Morbidini, *Advances in thermosonics for detecting impact damage in CFRP composites*, Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol.820 (2006), pp550-557.
- [4] F.C. Beards, *Structural Vibration: Analysis and Damping*, Elsevier Sciences, London, 1996.
- [5] R. Belaroussi, *Traitement de l'image et de la vidéo*, Ellipses-Technosup, Paris, 2010.
- [6] C. Bouvet, *Dommages d'impact sur stratifiés composite*, Comptes Rendus des JNC, Poitiers, 2011.
- [7] A.P. Bovsunovsky, *The mechanism of energy dissipation in the non-propagating fatigue cracks in metallic materials*, Engineering Fracture Mechanics, 71 (2004), pp2271-81.
- [8] A.P. Bovsunovsky, C. Surace, *Considerations regarding superharmonic vibrations of a cracked beam and the variation in damping caused by the presence of the crack*, Journal of Sound and Vibration, 288 (2005), 4-5, p 865-886.
- [9] O. Breitenstein, W. Warta, M. Langenkamp, *Lock-in thermography. Basics and use for evaluating electronic devices and materials*, second edition, Springer, Berlin, 2010.
- [10] G. Busse, D. Wu, W. Karpen, *Thermal wave imaging with sensitive modulated thermography*. Journal of Applied physics, Vol. 71 (1992), Issue 8.
- [11] J. Canny. *A computational approach to edge detection*. IEEE Transaction on Pattern Analysis and Machine Intelligence, PAMI-8 (1986), issue 6, pp 679-698.
- [12] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, second edition. Oxford Science Publications, Oxford, 1986.
- [13] J.C. Chen, J. Kephart, K. Lick, W.T. Riddel, *Crack growth induced by sonic IR inspection*, Nondestructive Testing and Evaluation, 22 (2007), 2, pp83-92.
- [14] H. Cheridi, *Analyse dynamique des plaques minces et épaisses : application aux matériaux homogènes et non homogènes*, Thèse de doctorat, Université MENTOURI –CONSTANTINE, Constantine, 2006.
- [15] B. Combes, *Vibrations des structures pour l'ingénieur et le technicien (Théorie et applications)*, Technosup. Ellipses, Paris, 2009.

- [16] N. Connesson, *Contribution à l'étude du comportement thermomécanique de matériaux métalliques*, Thèse de doctorat, Université de technologie de Troyes, Troyes, 2010.
- [17] P. Demy, J.C. Golinval, D. Simon, *Damage detection in composites by vibrothermography and local resonances*, *Mechanics & Industry*, vol.14 (2013), Issue2, pp137-143.
- [18] A. Dillenz, G. Busse, D. Wu, *Ultrasound lockin thermography : feasibilities and limitations*, *Proc. SPIE*, Vol 3827 (1999), pp10-15.
- [19] A. Dillenz, et al., *Progress in ultrasound phase thermography*, *Proceedings SPIE, Thermosense XXVIII*, 4360 (2001), pp. 574–579.
- [20] A. Dillenz, G. Busse, D. Wu, *Ultrasound lockin thermography : feasibilities and limitations*, *Proceedings of the International Thermal Spray Conference, Diagnostic Imaging Technologies and Industrial Applications*, 10 (2001).
- [21] L. Favro et al., *Infrared imaging of defects heated by sonic pulse*, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 71 (2000), n°6.
- [22] L. Favro, R. Thomas, X. Han, *System and method for generating chaotic sound for sonic infrared imaging of defects in materials*, *Brevet US 7122801 B2*, 2006.
- [23] D. Gay, *Matériaux composite*, 4^{ème} édition, Hermes, Paris, 1997.
- [24] N. Gerlach, *Développement de la thermographie infrarouge comme méthode d'essais non destructifs pour pièces aéronautiques en matériaux composites*, Thèse de doctorat, Ulg , Liège, 2009.
- [25] A. Gharbi, *Analyse des fissurations des fissurations matricielles des matériaux composites et détermination de leur délaminage utilisant des capteurs piézoélectriques*, Mémoire, Université de Constantine, Constantine, 2005.
- [26] A. Gleiter, G. Riegert, Th. Zweschper, G. Busse, *Ultrasound_Lockin-Thermography for Advanced Depth Resolved Defect Selective Imaging*, ECNDT, Berlin, 2006.
- [27] X. Han et al., *Acoustic chaos and sonic infrared imaging*, *Applied Physics Letters*, Vol.81 (2002), n°17.
- [28] X. Han et al., *Acoustic chaos for enhanced detectability of cracks by sonic infrared imaging*, *Journal of Applied Physics*, Vol.95 (2004), n°7.
- [29] X. Han et al., *Mechanical model for the generation of acoustic chaos in sonic infrared imaging*, *Applied Physics Letters*, Vol 85 (2004), n°8, pp1332-1334.
- [30] X. Han et al., *Finite element modeling of acoustic chaos to sonic infrared imaging*, *Journal of Applied Physics*, Vol.98 (2005), art. 014907.

- [31] R.F.S. Hearman, *The Frequency of Flexural Vibration of Rectangular Orthotropic Plates with Clamped or Supported Edges*, Transactions of A.S.M.E., J. Applied Mechanics, 26 (1959), pp537-540.
- [32] J. Hodowany et al., *Partition of plastic work into heat and stored energy in metals*, Experimental Mechanics (2000), 40(2), pp113-23.
- [33] S. Holland, *First measurements from a new broadband vibrothermography measurement system*, AIP Conference Proceedings, Vol. 894, (2007), Issue 1, p478.
- [34] S. Holland et al., *Quantifying the vibrothermographic effect*, NDT&E International, 44 (2011), pp775-782.
- [35] C. Homma, M. Rothenfusser, J. Baumann, R. Shannon, *Study of the heat generation mechanism in acoustic thermography*, Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol.25 (2006), pp566-573.
- [36] H.C. Horst-Czichos (éd). *Handbook of Technical diagnostics. Fundamentals and application to structures and systems*. Springer, Berlin, 2013.
- [37] C. Ibarra Castanedo, *Quantitative subsurface defect evaluation by pulsed phase thermography : depth retrieval with the phase*, Thèse de doctorat, Faculté des sciences et de génie, Université de Laval, Québec, 2005.
- [38] C. Ibarra Castanedo, *Image processing in active vibrothermography*, Proceedings of the 9th International Conference on Advanced Infrared Technology and Applications, AITA 2007, Mexique, 2007.
- [39] B. Kang, *Excitation method for thermosonic non-destructive testing*, Thesis, Imperial College, London, 2008.
- [40] M. Koanda, N. Naouar. *Conductivité thermique dans les matériaux composites*, Rapport de stage, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2008.
- [41] J. Koko. *Calcul scientifique avec Matlab. Outils Matlab spécifiques aux équations différentielles*, Ellipse, Paris, 2009.
- [42] J.C. Krapez, F. Taillade, D. Balageas, *Ultrasound lock-in thermography NDE of composite plates with low power actuators. Experimental investigation of the influence of the Lamb wave frequency*, Quantitative Infrared Journal, Vol.2 (2005), pp191-206.
- [43] F. Lachaud, Ch. Espinosa, L. Michel, *Prévision de l'endommagement de composites stratifiés carbone-époxy sous chargement de type impact*, Comptes Rendus des JNC, Poitiers, 2011.
- [44] W.B. Larbi, *Comparaison expérimentale de la thermographie modulée et de la thermographie pulsée pour l'évaluation non destructive des matériaux employés en aérospatial*, Mémoire, Université de Laval, Québec, 2010.

- [45] M. Larget, *Contribution à l'évaluation de la dégradation du béton. Thermographie infrarouge et couplage de techniques*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, Bordeaux, 2001.
- [46] B. Lascoup, L. Perez, L. Autrique, A. Crinière, *Détection de défaut à l'aide d'une sollicitation thermique périodique – Etude de faisabilité*, Comptes Rendus des JNC 17, Poitiers, 2011.
- [47] J. Lecomte-Beckers, *Physique des matériaux : partie polymère*, Document non publié, Ulg, Liège.
- [48] S. Lin, E.G. Henneke, *Analytical and experimental investigations of composites using vibrothermography*, Composite materials Testing and Design, 9th Volume (1990), pp417-434.
- [49] F. Mabrouki, M. Thomas, M. Genest, A. Fahr, *Frictional heating model for efficient use of vibrothermography*. NDT&E International, 42 (2009), 5, pp345-352.
- [50] F. Mabrouki, M. Thomas, M. Genest, A. Fahr, *Numerical modeling of vibrothermography based on plastic deformation*, NDT&E International, 43 (2010), pp476-483.
- [51] S. Maillard, J. Cadith, H. Walaszek, J.L. Bodnar, *Contrôle non destructif de matériaux métalliques par thermographie infrarouge active*. CEMOI 2011, Lille, 2011.
- [52] X. Maldague, *Non Destructive Handbook: Infrared and Thermal Testing, Vol. 3*, Third Edition, ANST, X. Maldague technical ed., P.O.Moore ed., Columbus, 2001.
- [53] X. Maldague, *Theory and practice of infrared technology for non destructive testing*, Wiley-Interscience, Texas, 2001.
- [54] X. Maldague & V. Vavilov, *Basics of Infrared Thermography*. Short Course Notes, QIRT'04, Brussels, 2004.
- [55] A. Mendioroz, E. Apinaniz, A. Salazar, P. Venegas, I. Saez-Ocariz. *Quantitative study of buried heat sources by lock-in vibrothermography : an approach to crack characterization*, Journal of physics D: Applied Physics, 42 (2009).
- [56] R.B. Mignogna, R.E. Green Jr., J.C. Duke Jr., E.G. Henneke, K.L. Reifsnider, *Thermographic investigation of high- power ultrasonic heating*, Ultrasonics , 19 (1981), pp159-163.
- [57] R. Montanini, F. Freni, *Investigation of heat generation sources in lock-in sonic thermography using laser Doppler vibrometry*, Proceedings of the 11th International Conference on Quantitative Infrared Thermography, QIRT 2012, Naples, 2012.
- [58] R. Montanini, F. Freni, *Investigation of heat generation sources in sonic infrared thermography using laser Doppler vibrometry*. 11th International Conference on Quantitative Infrared Thermography. QIRT '12, Naples, 2012.
- [59] R. Montanini, F. Freni, *Correlation between vibrational mode shapes and viscoelastic heat generation in vibrothermography*, NDT&E International, 58 (2013), pp43-48.
- [60] M. Morbidini, P. Cawley, T.J. Barden, D.P. Almond, P. Duffour, *The relationship between crack damping, vibration amplitude and temperature rise in thermosonics NDT*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol.26 (2007), pp 492-499.

- [61] M. Morbidini, P. Cawley, *A calibration procedure for sonic infrared nondestructive evaluation*, Journal of Applied Physics, 106 (2009), art.023504.
- [62] M. Morbidini, P. Cawley, *The detectability of cracks using sonic IR*, Journal of Applied Physics, 105 (2009), 093530.
- [63] M. Morbidini, B. Kang, P. Cawley, P., *Improved reliability of sonic infrared testing*, Materials Evaluation, Vol. 67 (2009), pp1193-1202.
- [64] M. Morbidini, P. Cawley, P., *Reliable crack detection in thermosonics NDE*, AIP Conf. Proc., Vol. 975 (2007), pp 536-543.
- [65] H. Oudin, *Introduction à la plasticité*, Document non publié, Ecole centrale de Nantes, Nantes, 2009.
- [66] K. Peycheva, *Nondestructive testing of metals and composite materials using ultrasound thermography: Comparison with pulse-echo ultrasonics*, Mémoire, Université de Laval, Québec, 2012.
- [67] J-M. Piau, *Stimulation ultrasonore en thermographie infrarouge: intégration des appareillages et développement de procédures expérimentales*, Mémoire, Université de Laval, Québec, 2008.
- [68] J.M. Piau, A. Bendada, X. Maldague, *Ultrasound vibrothermography, Applications for nondestructive discontinuity detection*, Materials Evaluation (2008), pp1047-1052.
- [69] L.J. Pieczonka, W.J. Staszewski, F. Aymerich, T. Uhl, M. Szewedo, *Numerical simulations for impact damage detection in composites using vibrothermography*, Materials Science and Engineering, 10 (2010), art. 012062.
- [70] M. Pilla, M. Klein, X. Maldague, *script ir-view 1.7.5*, [en ligne], Site disponible sur: www.gel.ulaval.ca/klein/ir_view_doc.htm, Université Laval, L.V.S.N, (page consultée le 15 janvier 2010).
- [71] J. Piranda, *Analyse modale expérimentale*, [en ligne], Site disponible sur : www.techniques-ingenieur.fr , (page consultée le 25 mars 2012).
- [72] C.J. Pye, R.D. Adams, *Detection of damage in fibre reinforced plastics using thermal fields generated during resonant vibration*, NDT International, Vol.14 (1981), Issue 3, pp.111-118.
- [73] C.J. Pye, R.D. Adams, *Heat emission from damaged composite materials and its use in nondestructive testing*. Journal of Physics, Vol. 14 (1981), n°5, pp927-941.
- [74] N. Ranc, *Couplage thermomécanique*, Techniques de l'ingénieur, [en ligne], Site disponible sur : www.techniques-ingenieur.fr, (page consultée le 20 mars 2010).
- [75] J. Rantala, D. Wu, G. Busse, *Lock-in vibrothermography applied for non destructive evaluation of polymer materials*, Material Science Forum, Vol 210-213 (1996), pp433-438.

- [76] J. Rantala, D. Wu, G. Busse, *Amplitude-Modulated Lock-in Vibrothermography for NDE of polymers and composites*, Research in Non Destructive Evaluation , 7 (1996), pp215-228.
- [77] J. Rantala, D. Wu, G. Busse, *NDT of polymer materials using lock-in thermography with water-coupled ultrasonic excitation*, NDT&E International, Vol 31 (1998), n°1, pp.43-49.
- [78] M. Ravibabu, T. Suneet, *Theory of frequency modulated thermal imaging for nondestructive subsurface defect detection*, Applied Physics Letters, 89 (2006), art. 191913.
- [79] M. Ravibabu, S. Tuli. *Applications of frequency modulated thermal wave imaging for non-destructive characterization*, AIP Conf. Proc., Vol. 1004 (2008), pp. 15-22.
- [80] J. Renshaw, J.C. Chen, S.D. Holland , R.B. Thompson, *The sources of heat generation in vibrothermography*, NDT&E International, 44 (2011), pp736-739.
- [81] P. Rosakis, A.J. Rosakis, G. Ravichandran, J. Hodowany, *A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 48 (2000), pp581-607.
- [82] A. Salazar, A. Mendioroz, E. Apinaniz, A. Oleaga, P. Venegas, I. Saez-Ocariz. *Characterization of delaminations by lock-in vibrothermography*. 15th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena (ICPPP15). Journal of physics, Conference Series 214 (2010).
- [83] A. Salerno, A. Dillenz, D. Wu, J. Rantala, G. Busse, *Progress in ultrasound lockin thermography*, QIRT'98, Lodz, 1998.
- [84] J.J. Serra, *Caractérisation thermique par méthodes photothermiques périodiques*. Journée « Contrôle non destructif par voie optique infrarouge », Salon Mesureexpo, Paris-Expo, Porte de Versailles, 2007.
- [85] P. Servais, N. Gerlach, J. Habermehl, X. Maldague, C. Ibarra-Castanedo, *Characterization and depth retrieval of manufacturing and maintenance aerospace composite defects using infrared thermography, comparison with phased array ultrasonic testing*, Materials Evaluation, vol. 66, n°9 (2008), pp. 955-962.
- [86] S.M. Shepard, T. Ahmed, J.R. Lhota, *Experimental considerations in vibrothermography*. SPIE Thermosense, April 12-16, Orlando, Floride, 2004.
- [87] I. Solodov, J. Bai, S. Bekgulyan, G. Busse, *A local defect resonance to enhance acoustic wave-defect interaction in ultrasonic nondestructive evaluation*, Applied Physics Letters, 99 (2001), art.211911.
- [88] M. Thomas, F. Laville, *Simulation des vibrations mécaniques*, Presse de l'Université du Québec, Québec, 2007.
- [89] V.P. Vavilov, *Pulsed thermal NDT of materials: back to the basics*, Non destructive Testing and Evaluation, Vol. 22 (2007), n°. 2-3, pp177-197.

- [90] G. Venizelos, *Génie mécanique. Vibrations des structures. Mesure, analyse modale, modélisation*, Technosup. Ellipses, Paris, 2011.
- [91] D. Violeau, F. Daghia, L. Gendre. *Les dégradations des matériaux composites : les phénomènes physiques*, Sciences de l'Ingénieur, [en ligne], Site disponible sur : www.si.ens-cachan.fr (page consultée en 2011).
- [92] D. Wu, G. Busse, *Lock-in thermography for nondestructive evaluation materials*, Revue Générale de Thermique, Vol. 37 (1998), Issue 8. pp 693-703.
- [93] Y.F. Xing, B. Liu. *New exact solutions for free vibrations of thin orthotropic rectangular plates*, Composite Structures, 89 (2009), pp567-574.
- [94] J.N. Zalameda, W.P. Winfree, W.T. Yost, *Air coupled acoustic thermography (ACAT) inspection technique*, AIP Conf. Proc., Vol.975 (2008), pp467-474.
- [95] J.N. Zalameda, W.P. Winfree, C.G. Pergantis, D. DeSchepper, D. Flanagan, *Application of Air Coupled Thermography (ACAT) for Inspection of honeycomb sandwich structures*, Proc. SPIE7299, Thermosense XXXI (2009).
- [96] K. Zheng, H. Zhang, S. Zhang & L. Fan, *A dynamic model of subharmonic generation in ultrasonic infrared thermography*, Ultrasonics, 44 (2006), pp1343-1347.
- [97] C.M. Zöcke, *Quantitative analysis of defects in composite material by means of optical lockin thermography*, Thèse de doctorat, Université de la Sarre, Metz, 2009.
- [98] Th. Zweschper, A. Dillenz, G. Busse, *Ultrasound lock-in thermography, a defect selective NDT method for the inspection of aerospace structures*, Insigth, 43 (2001), pp173-179.
- [99] Th. Zweschper, A. Dillenz, G. Riegert, D. Scherling, G. Busse, *Lockin thermography methods for the NDE of CFRP aircraft components*, Proc. 8th European Conference on Non Destructive Testing, Barcelona , June 17-21, 2002.
- [100] Th. Zweschper, G. Riegert, A. Dillenz, G. Busse, *Ultrasound burst phase thermography (UBP) for applications in the automotive industry*, Review of Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol 22. (2003).
- [101] Th. Zweschper, A. Dillenz, G. Riegert, D. Scherling, G. Busse. *Ultrasound excited thermography using frequency modulated elastic waves*, Insight, 45 (2003), Issue 5.