

Amortissement vibratoire de structures minces par effet Trou Noir Acoustique

Adrien Pelat, François Gautier

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans
UMR CNRS 6613

Avenue Olivier Messiaen
72085 Le Mans CEDEX 9

E-mail : adrien.pelat@univ-lemans.fr

Résumé

Dans le contexte de l'ingénierie vibro-acoustique et dans le secteur des transports en particulier, l'allègement des structures est un enjeu majeur pour des raisons de consommation énergétique. Les méthodes classiques de réduction des vibrations, utilisant des revêtements visco-élastique sont efficaces et simples de mise en oeuvre mais s'avèrent alors inadaptées. Cet article est une synthèse des principaux résultats des recherches engagées au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans ces dix dernières années sur l'effet Trou Noir Acoustique (TNA). Ces travaux s'inscrivent dans une démarche globale du laboratoire visant à développer des stratégies alternatives de conception de structures (poutres, plaques, coques) à la fois raides, légères et non résonantes. L'effet TNA est basé sur les propriétés de propagation des ondes de flexion dans des structures minces inhomogènes. Sa mise en œuvre typique consiste à diminuer localement l'épaisseur de la structure en suivant un profil polynomial revêtu d'un film viscoélastique. L'inhomogénéité locale résultante conduit à piéger les vibrations et à les dissiper particulièrement efficacement. Des développements théoriques et numériques combinant des descriptions "en ondes" et "en modes" aboutissent à une compréhension physique approfondie de l'effet. Différentes variantes de conception pouvant associer cet effet à d'autres effets physiques conduisent à des démonstrateurs expérimentaux dans lesquels la réduction de niveaux vibratoires est classiquement de l'ordre de 10 à 15 dB au-delà d'une fréquence seuil.

Définitions et caractéristiques principales d'un Trou Noir Acoustique

Un trou noir acoustique (TNA, ou ABH pour *Acoustic Black Hole*) est un dispositif passif permettant de réduire les vibrations d'une structure. Ce dispositif met en jeu une diminution locale de l'épaisseur de la structure à traiter associée à un revêtement viscoélastique localisé et de très faible épaisseur. Sur une poutre d'épaisseur h_0 , sa mise en œuvre habituelle consiste à réduire localement l'épaisseur à l'extrémité selon le profil en loi de puissance montré en figure 1(a) et défini par :

$$h(x) = h_0 \left(\frac{x - x_0}{x_{ABH} - x_0} \right)^m \quad \text{avec } m \geq 2 \quad (1)$$

Le TNA idéal initialement introduit par M. Mironov [1] est non tronqué en x_T . Son épaisseur décroît jusqu'à s'annuler en x_0 et on peut montrer dans ces conditions que le temps de vol d'un paquet d'ondes de flexion le long de ce profil de longueur finie devient infini. En parallèle, l'amplitude du paquet d'ondes croît infiniment à l'approche de l'extrémité d'épaisseur nulle en raison de la conservation du flux d'énergie. Dans ce cas idéal, le TNA est une singularité dont le coefficient de réflexion est nul sans qu'aucun mécanisme dissipatif n'ait été mis en jeu.

En pratique, la réalisation de ce profil théorique est impossible et l'inévitable troncature du profil à une épaisseur résiduelle $h(x_T)$ non nulle rend le coefficient de réflexion unitaire. Dans le cadre des hypothèses de l'acoustique géométrique, V. Krylov [2] montre que le coefficient de

réflexion $R = \exp\left(-2 \int \Im[k(x)] dx\right)$ peut être fortement réduit en revêtant le profil d'un film dissipatif qui maximise $\Im[k(x)]$, avec $k(x)$ le nombre d'onde de flexion.

La figure 1(b) montre une caractérisation par visco-analyseur des propriétés mécaniques d'une bande adhésive typique utilisée par la suite. Ce consommable banal de la vie courante, de coût très faible et de mise en œuvre très aisée s'avère être un matériau dissipatif efficace dont le facteur de pertes est supérieur à 100% sur toute la bande de fréquence habituellement rencontrée dans les problématiques vibro-acoustiques.

L'introduction du film visco-élastique peut être prise en compte en utilisant la loi de mélange de Ross- Ungard-Kerwin [3] qui fournit des paramètres équivalents au bi-couche poutre/film. Dans un TNA typique, si l'épaisseur décroît de 2 décades, la rigidité équivalente D_{eq} décroît de 6 décades (Fig.1(c)). Ce gradient de propriétés est essentiellement porté par le profil $h(x)$, le module d'Young et l'épaisseur du film étant trop faibles pour rigidifier le bi-couche. Parallèlement, le facteur de pertes équivalent η_{eq} en figure 1(d) croît de trois décades depuis la valeur $\eta_{aluminium} = 0,001$ en début de profil où les pertes du film sont négligeables jusqu'à $\eta_{film} > 1$ en bout de TNA. Entre ces deux valeurs, l'évolution peut varier légèrement avec la fréquence dépendamment du couple E_{film} vs. η_{film} .

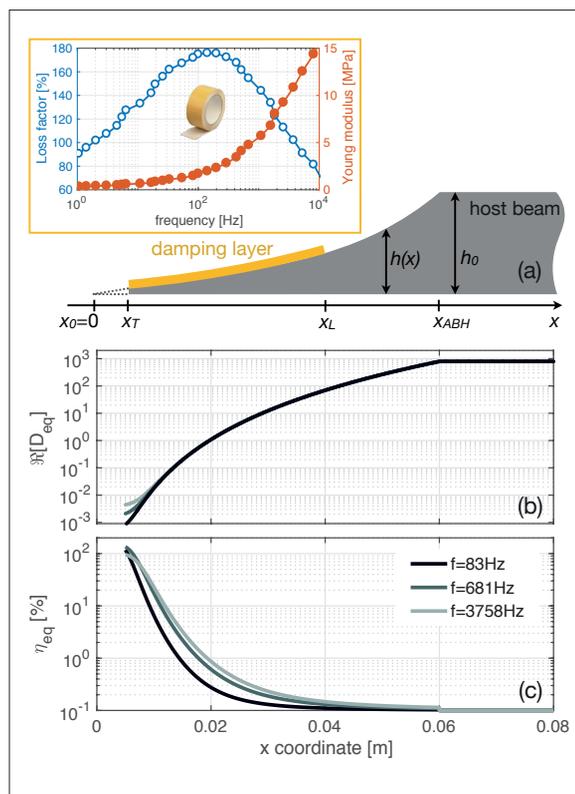


Fig. 1 : (a) Géométrie typique d'une extrémité de poutre TNA avec mesure par visco-analyseur du facteur de pertes et module d'Young d'un échantillon de bande adhésive double face ; gradients de (b) rigidité et (c) facteur de pertes équivalents du TNA obtenus par le modèle RUK appliqué à un TNA tel que $m = 2$, $h_0 = 5$ mm, $x_0 = 0$, $x_T = 5$ mm, $x_L = x_{ABH} = 60$ mm, et des données en (a)

Ces caractéristiques conduisent à définir un profil TNA comme un milieu présentant un double gradient de propriétés combinant localement un assouplissement progressif et un amortissement croissant dans la structure porteuse.

Analyses de l'effet TNA par approche ondulatoire

En première intention, l'étude de ces milieux de propagation inhomogènes peut s'effectuer à partir d'une description des champs vibratoires sous la forme d'une combinaison d'ondes progressives et évanescentes.

Coefficient de réflexion d'une extrémité de poutre TNA

Le coefficient de réflexion, quantité intrinsèque qui permet de qualifier une terminaison TNA, indépendamment des conditions de source et d'environnement, fait l'objet de nombreux modèles. Il peut être mesuré au moyen d'une méthode similaire à celle du tube de Kundt en acoustique [4].

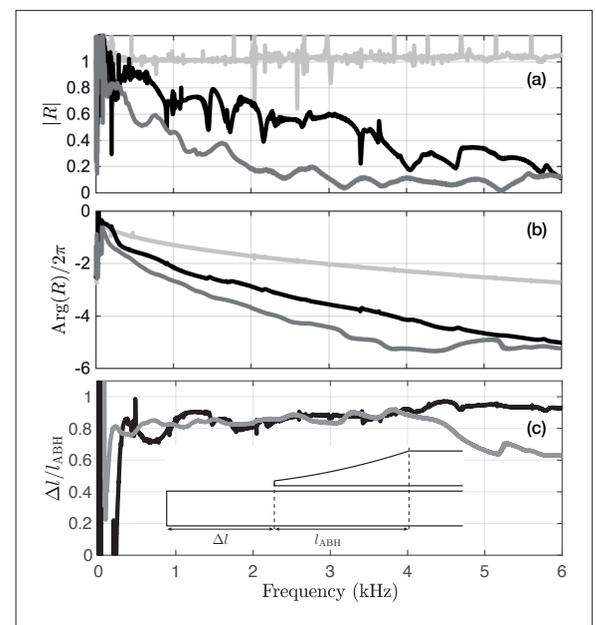


Fig. 2 : (a) module et (b) phase du coefficient de réflexion d'un TNA de poutre en aluminium (noir), en polymère (gris foncé) comparé à une poutre de référence d'épaisseur constante (gris clair) ; (c) estimation de la correction de longueur équivalente à un TNA par post-traitement de la phase de R

La figure 2(a) montre une allure typique en arches du module de R avec une décroissance avec la fréquence, selon une rapidité dépendante du matériau constitutif et des dimensions géométriques choisis. Le module de R peut ainsi atteindre des valeurs particulièrement faibles, de l'ordre de 10%. À basses fréquences, le module reste quasi-unitaire, montrant l'inefficacité du TNA dans cette plage de fréquences.

La phase de R montre en figure 2(b) un déroulement avec la fréquence plus rapide que dans le cas de la terminaison uniforme. Ce déroulement traduit le ralentissement des ondes lors de leur propagation le long du profil TNA et peut s'interpréter en figure 2(c) au moyen d'une correction de longueur. Δl correspond à la longueur de

poutre uniforme nécessaire à ajouter pour obtenir le même déroulement de phase. Estimée à partir de la différence de phase entre la terminaison TNA et la terminaison uniforme, la correction se montre remarquablement constante avec la fréquence et vaut $\Delta l/l_{ABH}$ 0.8 sur une large plage fréquentielle pour l'exemple traité en figure 2. Les dérives au delà de 4 kHz pour la poutre polymère et 9 kHz pour la poutre aluminium sont attribuées à la limite de validité de la méthode de mesure.

Fréquence seuil de l'effet TNA

Toutes les caractérisations expérimentales de structures TNA montrent que le dispositif est inefficace en dessous d'une fréquence seuil, pour laquelle la longueur d'onde locale est trop grande par rapport à la taille caractéristique du TNA. Dans ce cas, l'onde ne pénètre pas dans l'hétérogénéité locale. En pratique, cette fréquence seuil est utile au dimensionnement des dispositifs TNA pour leur insertion dans un contexte applicatif donné.

Il est possible de déterminer cette fréquence seuil au moyen d'un modèle ondulatoire [5] de TNA bi-dimensionnel établi sur une plaque. L'étude de la dispersion des ondes à l'intérieur du TNA permet de montrer l'existence d'ondes propagatives exponentiellement croissante à partir d'une fréquence seuil définie par

$$f_c = \frac{h_0}{\pi L_{ABH}^2} \sqrt{\alpha \frac{E_0}{\rho}} \tag{2}$$

avec $\alpha = (-24\nu + 40)/12(1 - \nu^2)$ et $L_{ABH} = r_{ABH} - r_0$ la longueur "idéale" du TNA. Dans une plaque de matériau et d'épaisseur donnés, la fréquence seuil ne dépend donc que de L_{ABH} , mais ne dépend pas du rayon de troncature r_t qui joue toutefois un rôle central dans l'efficacité d'amortissement lorsque le TNA est revêtu. La figure 3 donne une représentation sous forme d'abaque de la fréquence seuil pour des gammes d'épaisseurs de poutre et de longueur de TNA habituellement rencontrées.

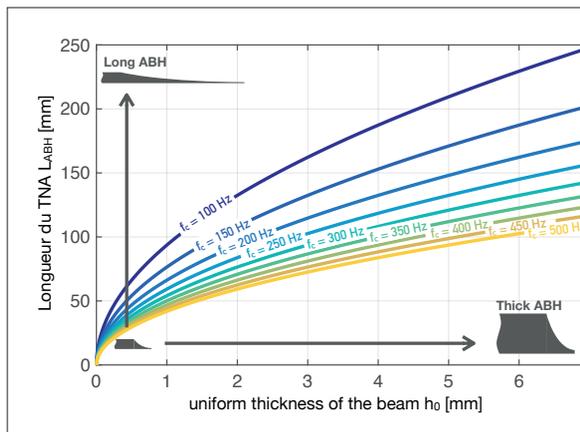


Fig. 3 : Représentation sous forme d'abaque de la fréquence seuil d'efficacité de l'effet trou noir dans une structure mince en aluminium

Interprétation de l'effet de piégeage

Lorsqu'une onde de flexion se propage le long d'un profil TNA à l'extrémité d'une poutre, sa longueur d'onde décroît fortement et celle-ci peut devenir plus courte que la largeur de la poutre, ce qui donne alors lieu à des champs vibratoires bidimensionnels. Dans la zone terminale où l'épaisseur est la plus faible, la poutre se comporte alors comme une plaque. Une modélisation 2D est dans ce cas nécessaire pour décrire convenablement le champ vibratoire.

L'approche multimodale, très utilisée dans les guides acoustiques peut être adaptée au cas des ondes de flexion [6]. Chaque quantité du vecteur d'état local (déplacement, pente, moment et force) est développée sur la base des modes transverses définis sur la largeur de la poutre. Chaque mode est associé à un jeu d'ondes aller ou retour, propagative ou évanescente. Une résolution numérique au moyen de la méthode de la matrice impédance permet de calculer la matrice de réflexion [R] de la terminaison.

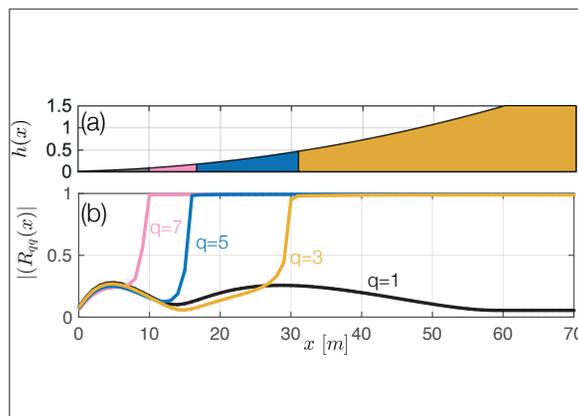


Fig. 4 : Analyse de la propagation multimodale dans une terminaison TNA vue comme un guide d'onde structural : (a) Vue du profil d'épaisseur d'une terminaison TNA avec une représentation en couleur des zones dans lesquelles les modes q=3 (orange), q=5 (bleu), q=7 (rose) sont évanescents à la fréquence de source $f_0=1\ 000\text{Hz}$; (b) Module des coefficients de réflexion associés à ces modes q=1,3,5,7 le long de la terminaison TNA à $f_0=1\ 000\text{Hz}$

La figure 4 présente une analyse de la réflexion des premiers modes transverses numérotés q = 1, 3, 5, 7 se propageant le long du profil TNA, sans considérer la réflexion au bord libre. Chaque mode de propagation q est associé à un coefficient de réflexion, qui à une fréquence donnée dépend de l'abscisse où il est calculé. La figure 4 fait apparaître une abscisse x_c , dite de coupure, qui sépare la zone $]0, x_c[$ où $R < 1$ et la zone $[x_c, \infty[$ à partir de laquelle $R = 1$. Cette abscisse x_c dépend de la fréquence ($f = 1\ 000\text{Hz}$ sur la figure 4). Dans la zone $]0, x_c[$, le mode q est associé à des ondes propagatives. Dans la zone $[x_c, \infty[$, il est associé à des ondes évanescentes, à la fréquence considérée. Par conséquent, le mode q est totalement réfléchi par le profil $[x_c, \infty[$ alors que ces oscillations piégées dans la zone $]0, x_c[$ conduisent à une dissipation forte.

Analyse des modes de structures TNA

Dans de nombreuses problématiques, l'analyse globale du comportement vibratoire d'un système de taille finie doit tenir compte des conditions limites associées à ses frontières. Les modes de la structure permettent alors de fournir un autre ensemble d'interprétations des champs vibratoires observés.

Mise en évidence de modes piégés d'une terminaison TNA

L'analyse concerne d'abord le cas académique d'une poutre semi-infinie à l'extrémité de laquelle un TNA est placé. Pour cela, un modèle physique de poutre inhomogène, développé dans le cadre des hypothèses d'Euler-Bernoulli est développé. Il est basé sur une décomposition en ondes dans la zone d'épaisseur uniforme de la poutre et un schéma aux différences finies dans la zone inhomogène du TNA [7]. Le problème se ramène à un système linéaire dont la résolution fournit une simulation du coefficient de réflexion R recalé sur des mesures typiques en figure 5(a).

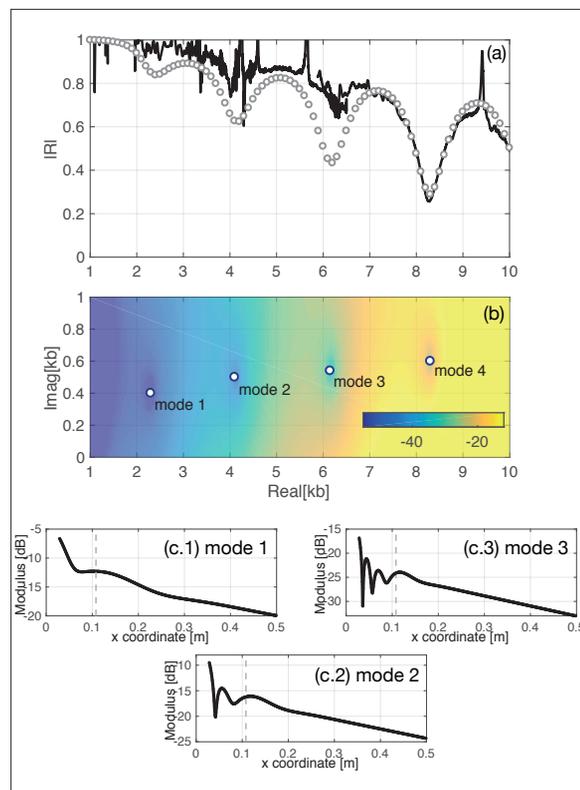


Fig. 5 : (a) coefficient de réflexion mesuré (trait noir) et simulé (cercle gris) faisant apparaître une allure en arche typique ; (b) localisation des premières valeurs propres d'une poutre semi-infinie avec une terminaison TNA dans le plan complexe des nombres d'ondes ; (c) Modules des modes propres locaux d'une terminaison TNA correspondants à ces valeurs propres

Les arches de $|R|$ sont très bien capturées par le modèle, et peuvent s'interpréter en calculant les fréquences propres ou pôles du système. Ces fréquences sont complexes (Fig. 5(b)), ce qui traduit une oscillation principalement localisée dans la zone profilée et en partie rayonnée vers le milieu d'extension infini que constitue la poutre porteuse (Fig. 5(c)).

L'allure des fonctions propres fait apparaître un nombre croissant d'alternances de ventres de vibration et de minima d'amplitude avec l'ordre des modes.

Les résultats montrent que les minima locaux de $|R|$, donnant lieux aux arches caractéristiques, sont atteints à des fréquences proches des parties réelles des pôles complexes. Les minima sont associés aux modes ou résonances internes du TNA.

Couplage critique des modes de TNA

Les minima de R et les pôles complexes du système peuvent être analysés au moyen du concept de couplage critique, appliqué à des résonateurs dit ouverts ou fuyants [8].

La démarche peut être introduite en considérant le cas d'un résonateur élémentaire constitué d'une poutre en aluminium de faible épaisseur uniforme h_2 placée à l'extrémité d'une poutre porteuse de plus grande épaisseur h_1 (Fig. 6(a.1)) [8]. Les modes de cette languette terminale sont voisins de ceux d'une poutre encastree/libre. Les conditions de réflexion d'une onde de flexion sur cette terminaison localement résonante sont examinées au moyen du coefficient de réflexion, qui peut être calculé pour des valeurs complexes de la fréquence. Ce coefficient donne alors lieu à des zéros, associés à des conditions d'absorption parfaite et à des pôles correspondant aux fréquences de résonances de la terminaison. Dans le plan complexe, lorsque le système est conservatif, ces pôles et zéros constituent des paires, symétriques par rapport à l'axe des fréquences réelles (Fig. 6(a.2), $\eta_l = 0$). Sur cet axe, le coefficient de réflexion est en module égal à 1. L'introduction puis l'augmentation des pertes amenées par le film amortissant brisent la symétrie de la paire pôle/zéro et tendent à rapprocher les zéros vers l'axe des fréquences réelles (Fig. 6(a.2), $\eta_l = 0,02$). Par la-même, R devient alors inférieur à 1 pour des fréquences réelles au voisinage du zéro complexe. L'ajustement des pertes permet en particulier de positionner le zéro exactement sur l'axe réel (Fig. 6(a.2), $\eta_l = 0,15$). Dans ce cas, les pertes internes du résonateur s'égalisent avec la fuite d'énergie que constitue son rayonnement dans la poutre. Cette situation correspond aux conditions de couplage critique qui induisent une adaptation d'impédance parfaite entre la poutre porteuse et le résonateur. Ces conditions donnent lieu à une absorption unitaire ou une réflexion nulle pour une onde incidente comme le montre la figure 6(a.3). Notons que lorsque les pertes augmentent encore, le zéro nécessaire au couplage critique croise l'axe réel et ces conditions sont perdues. Cela peut paraître contre-intuitif car l'augmentation des pertes conduit à réduire l'absorption mais souligne un point fondamental dans la conception de ce type d'absorbeurs : un juste équilibre doit être trouvé entre mécanismes dissipatifs internes à la terminaison et ceux induits par son rayonnement.

Ce schéma d'analyse peut être appliqué au cas de la terminaison TNA dont le profil est approximé par une épaisseur constante par morceaux (Fig. 6(b.1)). Dans le cas conservatif où les pertes de la poutre profilée ($\eta = 0$) et du film ($\eta_l = 0$) sont ignorées, le plan complexe fait apparaître un grand nombre de modes piégés dans le TNA (Fig. 6(b.2)). L'augmentation des pertes du film η_l ramène l'ensemble des zéros vers l'axe réel. Par exemple, pour $\eta_l = 2$ seul le 5^e mode est critiquelement couplé à $f = 3\,108$ Hz et tous les autres modes sont proches de l'axe réel.

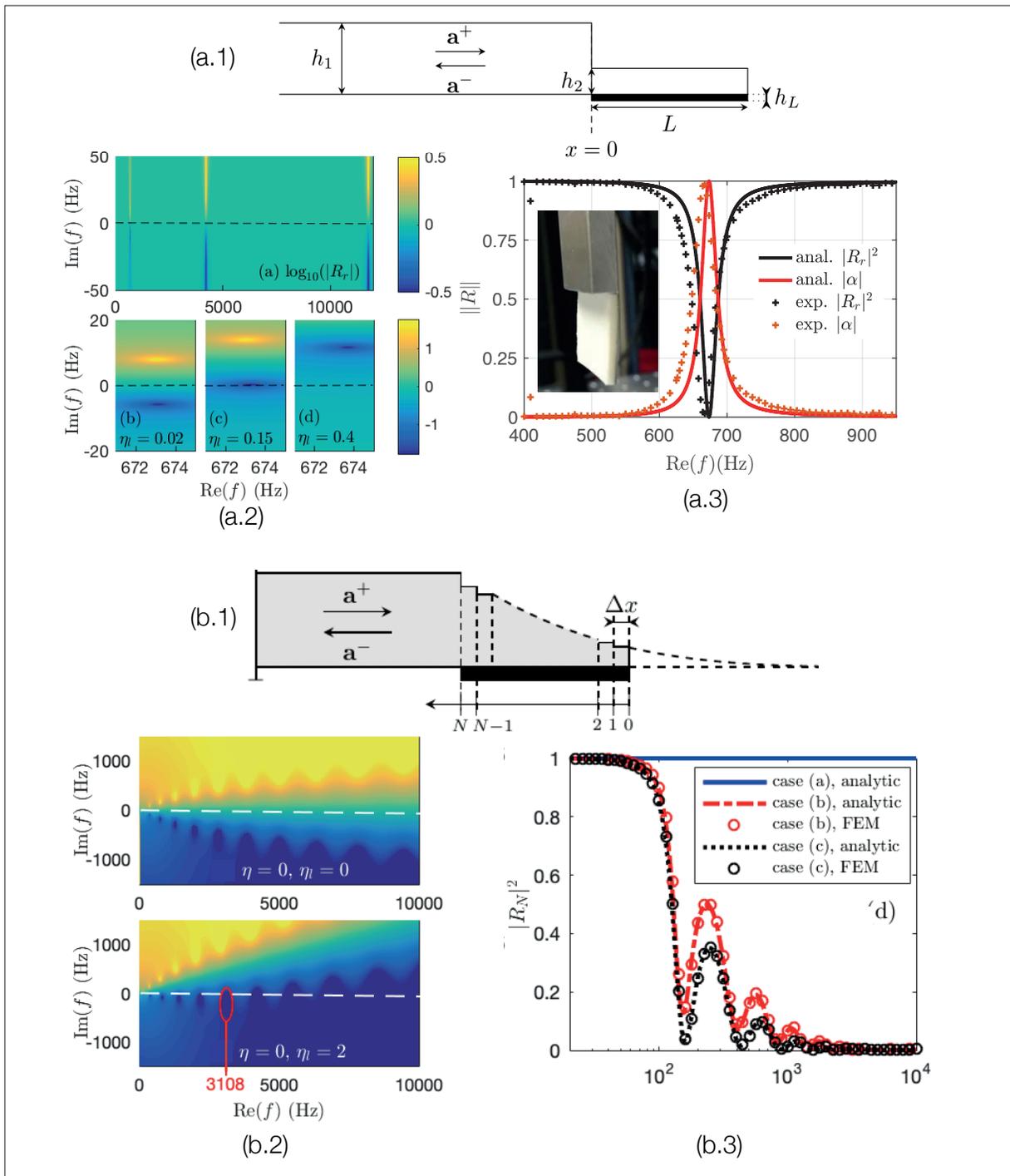


Fig. 6 : Analyse des conditions de couplage critique (a) d'une poutre uniforme de faible épaisseur ou (b) d'une terminaison TNA, placés à l'extrémité de la poutre porteuse d'extension semi-infinie. L'analyse est présentée au moyen (1) d'un schéma de principe des systèmes étudiés ; (2) d'une représentation de $\log_{10}(|R|)$ dans le plan des fréquences complexes ; (3) de la trace de $|R|$ mesurable sur l'axe des fréquences réelles.

Un recouvrement important des zéros est par ailleurs mis en évidence, ce qui donne lieu à une réflexion très faible de la terminaison TNA sur une large plage de fréquences (Fig. 6(b.3)). Finalement, les très bonnes performances d'amortissement des TNA tels qu'imaginés initialement par M. Mironov et V. Krylov trouvent donc leur explication dans le spectre de leurs modes complexes : un TNA est par nature un excellent "coupleur critique" de résonances locales.

Analyse modale d'une poutre TNA de longueur finie

Le cas d'une poutre de longueur finie associée à des conditions aux limites libres est à présent considéré (Fig. 7(a)), page suivante, dans l'objectif d'évaluer l'impact de l'introduction d'un profil TNA sur l'ensemble de ces modes.

Le problème est traité au moyen d'un modèle numérique de plaque mince de Kirchhoff basé sur la méthode des différences finies [10].

Ce modèle permet de rendre compte du possible caractère 2D du champ (voir "Interprétation de l'effet de piégeage"). En l'absence de source, le problème se ramène à un système linéaire homogène dont l'inversion permet d'obtenir le spectre des valeurs propres définies comme $\alpha_k = -j\omega_k\sqrt{1 - \xi_k^2} - \omega_k\xi_k$ avec ω_k la pulsation propre et ξ_k l'amortissement modal (Fig. 7(a)).

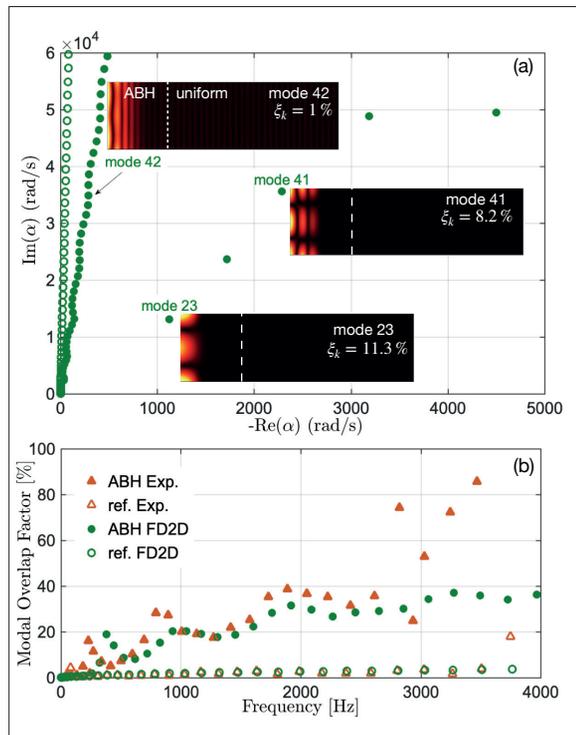


Fig. 7 : Analyse modale comparative d'une poutre TNA libre/libre et d'une poutre uniforme de référence : (a) spectre des valeurs propres complexes des poutres TNA (points verts), de référence (cercles verts) et déformées propres de modes TNA typiques ; (b) estimation du facteur de recouvrement modal (MOF) des 2 poutres par modèle et identification modale expérimentale

Dans le cas de la poutre de référence d'épaisseur et de pertes uniformes, la totalité des modes s'organisent selon une droite dont l'angle avec l'axe de sorte que tous les modes sont associés au même amortissement $\xi_k = \eta/2$ avec η le facteur de perte du matériau constitutif de la poutre (ici $\eta = 0,002$ pour l'aluminium).

Le traitement TNA local donne d'abord lieu à un effet d'amortissement global : la majorité des valeurs propres s'organisent selon une autre droite dont l'angle avec l'axe imaginaire peut s'interpréter comme un angle de perte équivalent homogène dans la poutre (Fig. 7(a)). Les résultats montrent que cet angle de perte est multiplié par un facteur ~ 10 par rapport à l'angle de perte de la poutre de référence. L'insertion du TNA produit également un effet local identifiable en figure 7(a) par l'apparition de valeurs propres isolées dans le plan complexe et qui se caractérisent par un amortissement modal particulièrement grand. Ces modes dits "hyper-amortis" (modes 23 et 41, par exemple) se différencient des modes précédents (mode 42, par exemple) par deux caractéristiques : leur déformées modales i) présentent des oscillations sur la largeur de la poutre et ii) sont très localisés dans le TNA.

La traduction de ces différents effets peut être analysée au moyen du facteur de recouvrement modal (MOF : Modal Overlap Factor) défini comme $MOF(f) = d\xi_k f_k$ avec d la densité modale. Cet indicateur est très bien adapté pour définir les régimes de basse ($MOF < 30\%$), moyenne ($30\% < MOF < 100\%$) et haute fréquence ($MOF > 100\%$). La figure 7(b) compare les MOF obtenus numériquement et expérimentalement pour les poutres de référence et TNA. Les résultats mettent en évidence un fort accroissement du MOF pouvant atteindre les valeurs typiques du régime moyenne fréquence qui est intrinsèquement plus amorti. Cet effet est directement lié à l'accroissement des amortissements modaux discutés précédemment, la densité modale n'étant que très faiblement modifiée par l'introduction du TNA. L'augmentation du MOF n'intervient qu'à partir de la fréquence seuil du TNA comme prédit par les résultats théoriques de la section « Fréquence seuil de l'effet TNA ».

Exemples de structures minces amorties par effet TNA

En s'appuyant sur les analyses précédentes, cette section illustre expérimentalement les performances d'amortissement de dispositifs TNA implantés dans des démonstrateurs de nature académique.

Conception de terminaisons de poutres TNA selon des géométries non conventionnelles

Une première proposition de géométrie de TNA dite "TNA triple" [7], consiste à architecturer le profil d'épaisseur en trois brins dont les épaisseurs cumulées sont identiques à celle du "TNA simple" de référence (schémas de la figure 8).

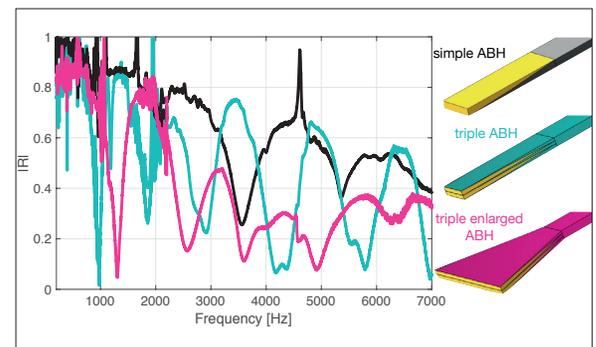


Fig. 8 : Mesures du module de R d'une extrémité TNA simple (noir), triple (bleu) ou triple élargie (rose)

Cette architecture donne lieu à deux effets observables sur le coefficient de réflexion. D'une part, la multiplicité des brins fait augmenter le nombre de résonances piégées dans la terminaison, ce qui donne lieu à un plus grand nombre de chutes de $|R|$. D'autre part, les pertes additionnelles dues au cisaillement [11] élargissent les chutes de $|R|$ en raison de l'accroissement du facteur de recouvrement modal. Finalement, le coefficient de réflexion moyen sur la bande [0 – 7]kHz est réduit de 15% ($R_{1ABH} = 0,70$ et $R_{3ABH} = 0,55$).

Une deuxième architecture dite "TNA triple élargi", consiste à faire progressivement croître la largeur de la terminaison TNA.

Cette architecture favorise ainsi les effets 2D dont la mise en évidence et l'intérêt pour l'amortissement dans une terminaison TNA sont montrés en section « Analyse modale d'une poutre TNA de longueur finie ». Les nombreuses chutes de R confirment d'une part l'accroissement de densité modale de la terminaison déjà observé pour le TNA triple. D'autre part, l'élargissement induit une diminution de $|R|$ en dehors de ces chutes localisées en fréquence, ce qui conduit à une réduction additionnelle de R de 5% ($R_{3enlargedABH} = 0,5$).

Amortissement de panneaux plans par combinaison de l'effet TNA à d'autres effets physiques

L'effet TNA peut également être associé à d'autres effets physiques dans le but de maximiser ses performances d'amortissement. La figure 9 présente deux propositions de ce type de combinaisons. L'évaluation des performances de ce type de combinaisons est quantifiée par un indicateur E qui traduit la réduction moyenne par bande de 1/3 d'octave du niveau des résonances d'une structure traitée par rapport à une structure de référence.

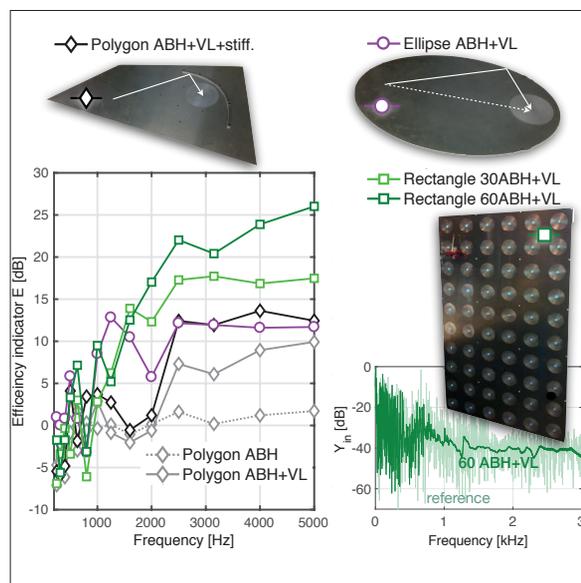


Fig. 9 : Indicateur E [dB] représentant la réduction moyenne du niveau des résonances par bande de 1/3 d'octave pour un panneau polygonal TNA sans et avec film amortissant (VL) puis avec raidisseur parabolique, panneau elliptique TNA+VL, et panneaux rectangulaire munis de 30 et 60 TNA+VL. Dans chaque cas, la référence choisie pour le calcul de E est le panneau de même géométrie, d'épaisseur uniforme, sans film amortissant

Une première association concerne l'effet de focalisation tel qu'il se produit lorsqu'un rayon incide depuis l'infini vers une parabole. Un TNA 2D circulaire, constitué de la cuvette engendrée par révolution d'un profil TNA 1D, est placé à l'un des foyers d'un panneau elliptique. Une source excite le panneau à l'autre foyer de telle sorte que tous les rayons vibratoires émis convergent vers le foyer TNA. La structure est par conséquent fortement amortie ce qui se traduit par une valeur élevée de l'indicateur E de l'ordre de 12dB au delà de la fréquence seuil ici voisine de 1kHz.

Cette combinaison peut être adaptée au cas d'un panneau polygonal de forme arbitraire dans lequel l'ajout d'un raidisseur parabolique produit l'effet de focalisation. L'idée directrice est de concevoir un traitement anti-vibratoire à "budget masse constant" dans lequel la masse gagnée par l'implantation du TNA est réutilisée pour réaliser une autre fonction technique, ici la focalisation. Les mesures montrent que cet aménagement augmente sensiblement l'amortissement : l'indicateur E augmente de ~ 7 dB dans le cas du TNA seul à ~ 12 dB lorsque l'effet de focalisation est introduit.

Une deuxième mise en œuvre de l'effet TNA consiste à implanter une grille régulière de TNA 2D circulaires (ici munis d'un trou central débouchant) dans l'objectif de tirer partie des effets de la diffusion multiple occasionnée. Au delà de la fréquence seuil, un effet cumulatif de l'amortissement induit par chaque TNA conduit à grandement augmenter l'indicateur E dont les valeurs atteignent >20 dB pour un grille de 60TNA. La mobilité d'entrée du panneau 60TNA montre en effet que les résonances sont quasi-totalement amorties de sorte que la mobilité tend à devenir constante avec la fréquence, ce qui correspond au cas d'un panneau infini. Par contre, aucun effet lié à la périodicité n'est observé aux basses fréquences, où les résonances restent de grande amplitude. D'autres travaux non rapportés ici développent la question de la combinaison des effets TNA et de périodicité pour la conception de méta-panneaux.

Augmentation des performances basses fréquences par introduction de non linéarités

La principale faiblesse des TNA linéaires est d'être inefficace en basses fréquences. Il est possible de compléter la conception de ces dispositifs pour bénéficier de non linéarités capables d'occasionner des transferts d'énergie depuis les basses fréquences vers les hautes fréquences où le TNA est efficace. Cette section étudie la capacité des non linéarités géométriques (figure 10(a), page suivante) et de contact (figure.10(b), page suivante) à atteindre cet objectif.

Non-linéarités géométriques

L'épaisseur minimale à l'extrémité d'un TNA doit être faible (quelques dizaines de microns) pour obtenir un amortissement attractif et les amplitudes de déplacement de l'extrémité deviennent grandes devant l'épaisseur. Dans les dimensionnements usuels des TNA, un équilibre entre grandes amplitudes et forte dissipation maintient la dynamique du système en régime linéaire. Toutefois, en utilisant un TNA de grande longueur, les non linéarités peuvent se développer de la même façon que dans les instruments à vents de type "cuivres" (trombone, trompette par exemple). La figure 10 (a.2), page suivante, montre les transferts obtenus expérimentalement dans une poutre dont le TNA sans film est de longueur 35 cm. La poutre est excitée à une fréquence inférieure à la fréquence seuil avec une rampe de force [0-15]N sur une durée de 40s. La réponse de la poutre montre un enrichissement spectral progressif puis une transition à un régime turbulent caractérisé par un spectre large bande.

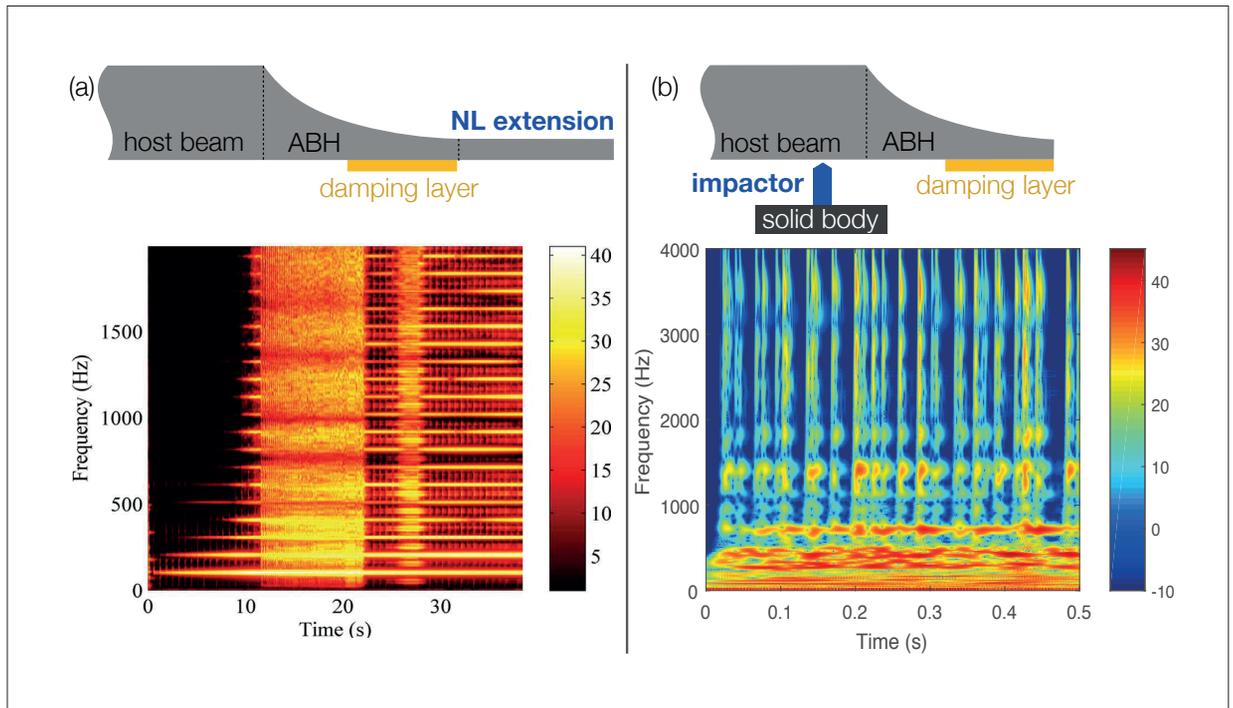


Fig. 10 : Analyse de TNA à (a) non-linéarités géométriques et (b) non-linéarités de contact. (1) schémas des dispositifs étudiés; (2) spectrogrammes typiques mesurés ; (3) résultats typiques illustrant l'intérêt des non-linéarités.

Ces transferts énergétiques sont étudiés au moyen d'un modèle basé sur la théorie des plaques de Von Karman d'épaisseur variable et utilisant un schéma aux différences finies dans le domaine temporel [12]. Les analyses numériques montrent que la meilleure topologie consiste en un profil TNA habituel prolongé par une poutre d'épaisseur résiduelle (Fig. 10(a)). Dans ce cas, le gain produit par les non linéarités dépend fortement de l'introduction du film amortissant à la fois indispensable à l'effet TNA et destructeur des non linéarités. Le meilleur compromis consiste à ne revêtir que le profil TNA de façon à laisser les non linéarités se développer dans l'extension.

Insertion de vibro-impacteurs

Les échelles de temps des non linéarités géométriques étudiées précédemment sont longues devant les périodes vibratoires, ce qui limite le gain finalement obtenu. Une autre stratégie consiste à introduire des non linéarités de contact à l'origine de transferts très rapides [13]. Une poutre dite TNA-VI est Vibro-Impactée au moyen du dispositif de la figure 10(b). Elle est dans cet exemple excitée par un bruit dans la bande [0-500]Hz. À chaque impact, l'énergie basse fréquence est redistribuée quasi-instantanément sur l'ensemble du spectre et est rapidement atténuée par effet TNA.

Le système est étudié au moyen d'un modèle de poutre d'Euler-Bernoulli résolu par un schéma aux différences Finies dans le domaine temporel du même type que précédemment. L'analyse met en évidence le rôle central de la raideur de contact qui doit être grande pour provoquer des impacts énergétiques. Dans les cas les plus favorables, une réduction de l'ordre de 10dB est observée sur les résonances en dessous de la fréquence seuil du TNA.

Conclusions et Perspectives

Ces travaux ont fourni un ensemble d'interprétations théoriques de l'effet TNA, d'illustrations numériques et de démonstrations expérimentales de ses performances d'amortissement. Les résultats des analyses ont permis de faire progresser la compréhension physique de ses 3 caractéristiques essentielles : 1) le faible coefficient de réflexion dans le cas d'une terminaison de poutre 1D, 2) le caractère passe bas des performances d'amortissement, 3) le comportement de piégeage du champ vibratoire dans le cas de TNA 2D.

Ces caractéristiques donnent à l'effet TNA un potentiel très attractif pour amortir les vibrations de structures minces sans en augmenter la masse. Le diagramme d'Ashby de la figure 11 positionne les performances d'amortissement par rapport aux techniques classiques. Dans ce plan, les métaux habituels (aluminium, acier) apparaissent comme des matériaux de construction réalisant un compromis similaire entre raideur spécifique et amortissement, plutôt défavorable au contrôle vibratoire. Les matériaux plastiques, moins raides et plus dissipatifs se positionnent à un autre compromis. Les techniques classiques par revêtement visco-élastique (faisceau vert) conduisent à de très bonnes performances d'amortissement mais en dégradant considérablement la raideur spécifique. L'utilisation de pré-contraintes (faisceau bleu) réduit cette dégradation. Le positionnement des exemples de poutre TNA dans ce diagramme illustrent l'intérêt de la technique TNA : les structures résultantes conservent une raideur spécifique proche de celle de leur matériau constitutif tout en augmentant très significativement le facteur de pertes équivalent.

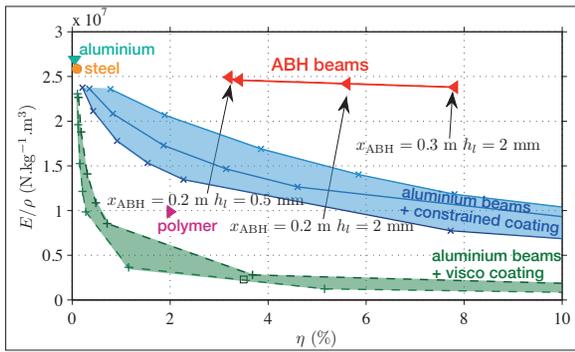


Fig. 11 : Diagramme d'Ashby permettant de comparer le compromis raideur spécifique versus amortissement pour des matériaux (points labellisés) ou des traitements vibratoires (courbes labellisées) typiques de l'ingénierie mécanique

Sur le plan technologique, les dispositifs TNA sont des systèmes dans lesquels les différentes fonctions techniques nécessaires à l'effet sont clairement séparées et prises en charge par des éléments distincts : 1) le profil $h(x)$, qui définit le gradient de raideur, pilote des effets réactifs de piégeage de l'énergie vibratoire ; 2) le film visco-élastique, qui définit le gradient de facteur de pertes, pilote les effets résistifs à l'origine de la dissipation de l'énergie piégée ; 3) les éléments additionnels comme le dispositif de focalisation, l'extension non linéaire ou le vibro-impacteur étendent le système pour en améliorer les performances sans en modifier les 2 fonctions primaires. Cette analyse fonctionnelle du TNA correspond aux logiques habituelles de conception en ingénierie et constitue une base méthodologique de dimensionnement de TNA dans lesquels les fonctions techniques se complètent et ne se neutralisent pas.

Références bibliographiques

- [1] M.A. Mironov, Propagation of a flexural wave in a plate whose thickness decreases smoothly to zero in a finite interval, *Soviet Physics Acoustics*, vol 34(3), pp 318-319, 1988
- [2] V.V. Krylov, F.J.B.S. Tilman, Acoustic "black holes" for flexural waves as effective vibration dampers, *Journal of Sound and Vibration*, vol 274, pp 605-619, 2004
- [3] D. Ross, E. Ungar, E. Kerwin Jr., Damping of plate flexural vibrations by means of viscoelastic laminae, *Structural Damping*, Pergamon Press, Oxford, pp. 49-87, 1960
- [4] V. Denis, F. Gautier, A. Pelat, J. Poittevin, Measurement and modelling of the reflection coefficient of an Acoustic Black Hole termination, *Journal of Sound and Vibration*, vol 349, pp 67-79, 2015
- [5] O. Aklouche, A. Pelat, S. Maugeais, F. Gautier, Scattering of flexural waves by a pit of quadratic profile inserted in an infinite thin plate, *Journal of Sound and Vibration*, vol 375, pp 38-52, 2016
- [6] V. Denis, A. Pelat, F. Gautier, Scattering effects induced by imperfections on an Acoustic Black Hole placed at a structural waveguide termination, *Journal of Sound and Vibrations*, vol 375, pp 38-52, 2016
- [7] A. Pelat, V. Denis et F. Gautier, Experimental and theoretical study of the reflection coefficient of an ABH beam termination, *Internoise 2015*, 9-12 August 2015, San Francisco, USA
- [8] J. Leng, F. Gautier, A. Pelat, Adrien ; R. Pico Vila, J.P. Groby, V. Romero-Garcia, Limits of flexural wave absorption by open lossy resonators : reflection and transmission problems, *New Journal of Physics*, vol 21(5), pp 053003-053014, 2019
- [9] B. Mace, Wave reflection and transmission in beams, *J. of Sound and Vib.*, vol.97, 1984

[10] V. Denis, A. Pelat, F. Gautier, B. Elie, Modal Overlap Factor of a beam with an acoustic black hole termination, *Journal of Sound and Vibration*, vol 333, pp 2475-2488, 2014

[11] J. Deng, L. Zheng, P. Zeng, Y. Zuo, O. Guasch, Passive constrained viscoelastic layers to improve the efficiency of truncated acoustic black holes in beams, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol 118, pp 461-476, 2019

[12] V. Denis, A. Pelat, C. Touzé, F. Gautier, Improvement of the acoustic black hole effect by using energy transfer due to geometric nonlinearity, *International Journal of Nonlinear Mechanics*, vol 94, pp 134-145, 2017

[13] H. Li, C. Touzé, A. Pelat, F. Gautier, A vibro-impact acoustic black hole for passive damping of flexural beam vibrations, *Journal of Sound and Vibration*, vol , pp , 2019