



HAL
open science

Une stratégie de modélisation multi-échelles pour la prédiction de certains effets des vibrations sur le réseau vasculaire digital. Première étape: validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange précontrainte vibrée

Christophe Noel

► **To cite this version:**

Christophe Noel. Une stratégie de modélisation multi-échelles pour la prédiction de certains effets des vibrations sur le réseau vasculaire digital. Première étape: validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange précontrainte vibrée. [Rapport de recherche] Notes scientifiques et techniques NS 339, Institut National de Recherche et de Sécurité (INRS). 2015, 78p. hal-01428941

HAL Id: hal-01428941

<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-01428941>

Submitted on 6 Jan 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

scientifique & technique
note
note scientifique
& technique
scientifique
technique

**Une stratégie de modélisation multi-échelles
pour la prédiction de certains effets des
vibrations sur le réseau vasculaire digital**

Première étape : validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange précontrainte vibrée

Une stratégie de modélisation multi-échelles pour la prédiction de certains effets des vibrations sur le réseau vasculaire digital

Première étape : validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange précontrainte vibrée

Christophe NOEL

NS 339
décembre 2015

Une stratégie de modélisation multi-échelles pour la prédiction de certains effets des vibrations sur le réseau vasculaire digital.

Première étape : validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange précontrainte vibrée.

Résumé

Cette étude pose les bases d'une stratégie multi-échelles qui permettrait, à terme, de prédire et mieux comprendre l'action des vibrations sur le réseau artériel digital en modélisant les effets couplés mécano-biologiques qui déséquilibrent la vasoconstriction basale. La première étape de cette approche est la construction et la validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange distale précontrainte vibrée. Les données expérimentales nécessaires au recalage du modèle sont les raideurs statiques et dynamiques acquises sur un groupe de 20 sujets. Ces mesures montrent que la phalange de l'index se comporte mécaniquement de la même manière qu'un élastomère complexe faisant apparaître un raidissement en fréquence et un assouplissement en amplitude. La loi visco-hyper-élastique du modèle numérique est construite en deux étapes. Tout d'abord, les paramètres d'une loi de comportement non-linéaire de Ogden-Hill purement statique sont identifiés. Ensuite, un modèle de dissipation visqueuse est défini à partir de la linéarisation d'une loi de viscoélasticité non-linéaire (Quasi Linear Viscoelasticity) et de spectres de relaxation. L'erreur relative entre les raideurs mesurée et simulée est inférieure à 5 % dans le cas statique et de l'ordre de 8 % en dynamique. Deux exemples d'application montrent que la puissance dissipée et l'élévation de température induite sont localisées dans la zone de contact indenteur/phalange.

Sommaire

1.	Introduction et problématique des vibrations transmises au membre supérieur.....	9
2.	Vers une nouvelle approche multi-échelles de construction d'un filtre de pondération fréquentielle.....	13
2.1.	Les stratégies existantes d'amélioration du filtre de pondération fréquentielle	13
2.2.	Approche multi-échelles et couplage mécano-biologique	15
2.2.1.	Physiopathologie du syndrome de Raynaud vibratoire	15
2.2.2.	Approche multi-échelles.....	18
2.3.	Objectifs de l'étude : modélisation biodynamique à l'échelle macroscopique.....	19
3.	Dispositif expérimental et groupe de sujets	21
3.1.	Description du dispositif et traitement du signal	21
3.2.	Problèmes spécifiques de traitements du signal	26
3.2.1.	Filtre inverse pour le calcul de l'accélération cible.....	26
3.2.2.	Procédure de calibration en phase	29
3.3.	Validation du banc d'essai.....	33
3.4.	Sujets et paramètres expérimentaux	35
3.4.1.	Description du groupe de sujets.....	35
3.4.2.	Paramètres d'étude et procédure expérimentale	35
3.5.	Mesure des raideurs statiques et dynamiques.....	37
3.5.1.	Raideur statique	37
3.5.2.	Raideur dynamique.....	39
3.5.3.	Comportement général en fréquence et variabilité interindividuelle	39
3.5.4.	Effets du pré-chargement pour un niveau vibratoire fixé	46
3.5.5.	Effets du niveau vibratoire à précontrainte fixée	49
4.	Modèle éléments finis visco-hyper-élastique tridimensionnel pour une phalange précontrainte vibrée	53
4.1.	Construction du modèle.....	53
4.1.1.	Anatomie, géométrie et maillage du doigt	53
4.1.2.	Chargement, conditions limites et procédure de modélisation	54
4.2.	Lois de comportement matériel.....	57
4.2.1.	Loi de comportement et identification des paramètres pour le cas statique	57
4.2.2.	Développement d'un modèle de dissipation visqueuse pour les tissus mous..	59
4.3.	Application mécanique	64
4.4.	Application thermique	64
5.	Conclusions et perspectives	67
6.	Remerciements	69
7.	Bibliographie	71

1. Introduction et problématique des vibrations transmises au membre supérieur

Dans l'Union Européenne, environ un tiers des travailleurs est exposé à des vibrations corps entier ou main-bras et près d'un sur quatre l'est au moins un quart de son temps de travail [1,2] ; la proportion entre ses deux types d'exposition variant d'un pays à l'autre des états membres. Plus particulièrement en France, approximativement 11 % des employés dont 95 % d'hommes, sont exposés à des vibrations transmises au membre supérieur [3]. La plupart des milieux professionnels sont concernés : le bâtiment, les travaux publics, la sylviculture, les fonderies, les ateliers mécaniques, l'agriculture...

Environ 17 % des employés soumis à des vibrations main-bras ont un temps d'exposition de plus de 10 heures par semaine et presque 6 % sont exposés plus de 20 heures par semaine. Or, une exposition prolongée à de forts niveaux vibratoires peut conduire à un certain nombre de troubles pathologiques [4–6] d'ordre vasculaire, neurologique, ostéo-articulaire ou musculo-tendineux, désignés par le terme générique syndrome des vibrations ou bien encore hand-arm vibration syndrome (HAVS).

De nombreuses études épidémiologiques [7–10], appuyées par des observations physiologiques et histologiques des effets court terme des vibrations main-bras [11,12], ont montré que ces troubles étaient, en partie, liés aux fréquences émises par l'outil ou la machine maintenue par le travailleur. Ces investigations ont conduit à identifier un lien entre les pathologies vibratoires du membre supérieur et les types d'outils portatifs utilisés. Ses informations, issues d'une synthèse bibliographique [7–12], sont rassemblées dans le tableau 1.

Type de pathologies	Outils de travail	Bande spectrale
Musculo-squelettique	Outils percussifs ou roto-percussifs	25Hz-50Hz
Vasculaire	Machines rotatives	50Hz-300Hz
	En France plus d'un tiers des salariés soumis aux vibrations main-bras utilisent des machines rotatives [3]	
Paresthésie	Machines rotatives haute vitesse	300Hz-1000Hz

Tableau 1. Gamme spectrale des principales pathologies induites par les vibrations.

Afin de protéger les travailleurs, l'Union Européenne a établi des obligations réglementaires ayant pour objectif de réduire les risques sur la santé et la sécurité liés aux vibrations [13]. En particulier, deux valeurs seuil d'exposition vibratoire journalière ont été définies : une valeur d'action et une valeur limite d'exposition. Ces doses vibratoires sont évaluées conformément aux normes ISO 5349-1 et 5349-2 [14,15] qui demande l'application d'un filtre de pondération fréquentielle appliqué aux mesures d'accélération brutes sur la poignée de la machine.

L'estimation de l'exposition vibratoire à partir d'accélération pondérées en fréquence se justifie si l'amplitude du filtre de pondération reflète l'importance de chaque fréquence en termes d'impact pathologique. Or, le filtre de pondération est adapté pour la prévention des troubles ostéo-articulaires (fréquence < 50 Hz), mais s'agissant des troubles angioneurotiques, plusieurs études physiologiques, histologiques et épidémiologiques [16–18] font apparaître des résultats soulignant l'importance probablement insuffisante accordée par le filtre à certaines hautes fréquences. Or, d'après la table 1, plus de trois quarts des salariés français exposés à des vibrations main-bras utilisent des machines portatives rotatives [3] générant des vibrations de fréquences supérieures à 50 Hz qui peuvent être à l'origine de troubles angioneurotiques tel que le syndrome secondaire de Raynaud d'origine vibratoire appelé également maladie des doigts blancs (vibration white finger VWF). Le manque de représentativité supposée de la norme ISO 5349 pour cette catégorie de troubles vibratoires a donc pour conséquence que pour la majorité des travailleurs français exposés à des vibrations main-bras, l'estimation de la dose vibratoire pourrait mal refléter, pour leurs conséquences pathologiques, l'ampleur des nuisances auxquelles ils sont soumis. La pondération probablement excessive du filtre ISO 5349 aux hautes fréquences peut dès lors conduire à l'estimation d'une exposition vibratoire conforme aux valeurs seuils réglementaires sans pour autant garantir la protection *a minima* des travailleurs contre les troubles vasculaires. Par ailleurs, la norme ISO 5349-1 peut avoir des effets négatifs sur la commercialisation de solutions pratiques de prévention du risque vibratoire appliqué aux machines portatives tournantes. Certains de ces dispositifs anti-vibratiles sont basés sur l'utilisation de matériaux amortissants efficaces aux hautes fréquences, or la forte pondération de l'accélération, engendrée par le filtre ISO 5349 dans cette gamme spectrale, peut réduire considérablement le gain valorisable. En conséquence, l'intérêt pour les fabricants de s'orienter vers ce type de protection est très limité, puisque finalement sur le plan commercial, ils ne peuvent pas se prévaloir d'un apport technique démontré au sens de la réglementation. En bout de chaîne, tous ces dispositifs de protection sont peu présents sur le marché bien qu'ils permettent, s'ils sont correctement dimensionnés, d'atténuer la transmission d'énergie vibratoire entre la machine et le membre supérieur pour une partie de la gamme spectrale correspondant aux troubles vasculaires induits par les vibrations.

Depuis de nombreuses années, un grand nombre de recherches concernent la modification du gabarit spectral du filtre de pondération de la norme ISO 5349 dans le but de mieux prendre en compte, dans l'estimation de la dose vibratoire, les effets physiopathologiques vasculaires induits par les vibrations. Plusieurs approches distinctes, parfois complémentaires, ont émergé en ce sens. C'est dans ce cadre que s'inscrivent nos travaux de recherches, nous souhaitons proposer une nouvelle stratégie alternative à celles existantes qui conduirait à terme à la définition d'un filtre de pondération spectrale incluant le plus possible les effets physiopathologiques induits par les vibrations sur le réseau vasculaire digital. Notre approche, de type modélisation numérique, consiste d'une part à comprendre comment la variation des champs de grandeurs mécaniques provoquée par les vibrations peut perturber la vasorégulation digitale à court terme et surtout chronique; dans le but d'autre part de développer des modèles mathématiques prédictifs de ces perturbations basés sur un couplage entre les effets mécaniques, physiologiques et biologiques.

La première partie de ce rapport est dédiée à l'explication de notre stratégie à long terme de développement d'un nouveau filtre de pondération fréquentielle. Une synthèse bibliographique des avantages et inconvénients des approches actuelles permettra de mieux comprendre comment s'inscrit la nôtre parmi celles existantes. Nous décrivons ensuite de manière conceptuelle la stratégie multi-échelle adoptée simulant les effets chroniques des vibrations sur le dysfonctionnement de la vasorégulation en couplant la mécanique et la biologie selon deux étapes et deux échelles. La première de ces deux étapes consiste à construire un modèle éléments finis biodynamique classique à l'échelle macroscopique de la phalange distale vibrée, fiable et vérifié expérimentalement. Ces premières simulations sont ensuite utilisées comme données d'entrée dans un second modèle à l'échelle mésoscopique

de l'artère digitale. Les équations de la mécanique classique seront dans cette étape couplées à des modèles physiologiques et biologiques caractérisant l'effet des vibrations sur le dysfonctionnement de la vasorégulation. L'objectif de cet article est précisément de décrire la première étape de l'approche de modélisation multi-échelles, c'est-à-dire la construction et la validation expérimentale sur un groupe de sujets d'un modèle tridimensionnel à l'échelle macroscopique de la phalange vibrée. Mais, il nous paraissait cependant indispensable de décrire l'approche globale afin de mieux comprendre l'intérêt d'un tel modèle macroscopique.

Dans la deuxième partie, nous décrivons tout d'abord le dispositif expérimental mis au point pour la mesure des grandeurs mécaniques choisies pour la validation du modèle. Ces grandeurs sont les raideurs statiques et dynamiques de la phalange distale de l'index précontraint vibrée. Ensuite, nous présenterons la procédure expérimentale de la campagne d'essais réalisés sur un groupe de 20 sujets.

La troisième partie fait l'objet de la description du modèle éléments finis tridimensionnel d'une phalange distale précontrainte vibrée. En particulier, nous expliciterons la procédure mise en place pour identifier, à partir des expérimentations sur la cohorte de sujet, les paramètres de la loi de comportement quasistatique nonlinéaire hyperélastique retenue. L'originalité de cette étude repose également sur la manière dont nous avons modélisé le caractère dissipatif des tissus biologiques de la phalange distale en privilégiant un angle phénoménologique. Nous avons sélectionné comme modèle de viscoélasticité non-linéaire un modèle QLV (Quasi Linear Viscosity) que nous avons linéarisé dans le domaine spectral autour d'une pré-charge quasi-statique. Il a ainsi été possible d'établir une analogie avec la viscoélasticité linéaire classique et dès lors d'utiliser des noyaux de relaxation issus de cette dernière et adaptés aux tissus mous biologiques. Après identification des paramètres de la loi de viscosité non-linéaire, nous validerons le modèle éléments finis à la fois d'un point de vue statique et dynamique. Nous présenterons ensuite deux applications l'une directe, l'autre indirecte du modèle ainsi validé. La première est une exploitation mécanique directe sous la forme de trois champs scalaire : la pression mécanique, la contrainte tangentielle maximale et la densité de puissance mécanique dissipée. La seconde application est tournée vers le domaine thermique. Nous montrerons comment à partir de cette densité de puissance mécanique dissipée injectée dans l'équation biologique de la chaleur de Pennes [19], régissant le champ de température dans les tissus biologiques vivants, nous avons estimé la variation de température générée par les vibrations mécaniques transmises à la phalange distale précontrainte.

Enfin, la conclusion tentera de faire la synthèse de l'ensemble des éléments abordés dans cet article et évoquera des pistes de travail complémentaire.

2. Vers une nouvelle approche multi-échelles de construction d'un filtre de pondération fréquentielle

2.1. Les stratégies existantes d'amélioration du filtre de pondération fréquentielle

Les approches existantes visant à améliorer les défauts du filtre actuel de pondération fréquentielle peuvent être scindées en cinq grandes catégories. Certaines conduisent directement à la définition d'un filtre de pondération alternatif ; d'autres pourront y contribuer ultérieurement en fournissant un apport de connaissances nouvelles.

Le premier type de stratégie de modification du filtre de pondération s'oriente sous l'angle de l'épidémiologie. Il consiste à déterminer les formes mathématiques du filtre de pondération permettant l'estimation de doses vibratoires qui conduisent à la meilleure corrélation possible entre les doses ainsi déduites et la prévalence des pathologies vasculaires d'origine vibratoire extraite de bases de données épidémiologiques [17,20,21]. L'avantage de cette approche est qu'elle est directement fondée sur l'exploitation des données de cohortes de travailleurs exposés aux vibrations main-bras de manière chronique et en condition réelle de travail. Cependant, la forme mathématique du filtre de pondération est souvent établie sans prendre en compte les aspects pathophysiologies [22,23], même si des tentatives s'appuyant sur des considérations biomécaniques existent [24,25]. Aucun filtre de pondération obtenu par cette technique ne s'est distingué de manière claire et équivoque [22].

La seconde approche consiste à acquérir des connaissances en observant et analysant les effets physiologiques sur le réseau vasculaire provoqués par les vibrations. Les expérimentations sont réalisées sur des modèles animaux en particulier sur des queues de rats vibrées [18,26]. Des analyses histologiques et biochimiques des artères vibrées fournissent ainsi des informations sur l'effet des vibrations et notamment sur celui de la fréquence [12,27,28] (diminution du lumen intérieur de l'artère, augmentation de l'épaisseur de la couche musculaire lisse, démyélinisation des nerfs orthosympathique véhiculant l'information nerveuse de vasoconstriction, vacuolisation de l'endothélium, etc.). Ces modèles ne sont pas directement transposables à l'homme et ces expérimentations renseignent plutôt sur les effets à court terme.

La troisième approche est basée sur l'analyse de la réponse psychophysique et physiologique (en terme de modification du débit sanguin en particulier) de mains humaines vibrées [4,11,29]. La réponse psychophysique et la modification du débit sanguin sont regroupées dans une même approche car des études récentes [29] ont montré qu'elles étaient étroitement liées. Le lien entre le syndrome de Raynaud vibratoire et cette réponse perceptive et physiologique n'est pas, à l'heure actuelle, clairement établi. Cependant, de nombreuses études ont été menées pour mieux comprendre ces phénomènes de perception vibratoire et les variations de débit sanguin digital induit par les vibrations transmises à la main. De manière similaire au filtre ISO 5349 actuel qui résulte des travaux sur le confort vibratoire [30], de nouveaux filtres de pondération fondés sur des critères de perception vibratoire ont ainsi été proposés [11].

La quatrième approche est de type métrologie/science de l'ingénieur et a pour objet la caractérisation mécanique du membre supérieur en utilisant des techniques de mesurage classiquement mise en œuvre dans le domaine de la métrologie mécanique. Des dispositifs expérimentaux permettant la mesure de grandeurs comme la masse apparente dynamique,

l'impédance mécanique [31–33] ou bien encore la puissance mécanique absorbée [34–36] ont ainsi été développés mais ils donnent accès le plus souvent à une information globale du système main-bras plus adaptée à l'étude de pathologies ostéo-articulaires ou musculotendineuses qu'à celle des troubles vasculaires. Quelques tentatives existent cependant pour accéder à des données expérimentales plus locales en mesurant par exemple la masse apparente des doigts [24,37] ou en établissant des cartographies de transmissibilité vibratoire sur la face dorsale de mains serrant une poignée vibrante [38].

La dernière voie est une approche de simulation numérique, elle-même divisée en deux catégories de modèles. Le premier type de modélisation a pour objectif de simuler l'impédance mécanique du système main-bras à partir d'éléments de type masse, ressort, amortisseur poly-articulés représentant les différentes parties anatomiques du membre supérieur [39,40]. A l'instar de l'approche métrologique précédente, ces modèles donnent accès à des grandeurs globales pouvant avoir un intérêt dans le cadre de pathologies osseuses ou musculaires mais ils ne sont pas adaptés aux troubles angioneurotiques. La seconde catégorie de modèles numériques fait appel à l'analyse par éléments finis qui a l'avantage par rapport aux simulations précédentes de pouvoir prendre en compte certains détails anatomiques de la structure des systèmes biologiques [41,42]. En fonction de la complexité de la modélisation mise en œuvre et du niveau de détails envisagé, il est alors possible d'accéder aux champs de grandeurs mécaniques à l'intérieur des tissus biologiques de la main et des doigts. Or, lorsqu'une vibration se propage dans les tissus mous de la main, d'une part, elle y provoque des variations du champ des contraintes et déformations mécaniques et d'autre part, elle y dissipe de la puissance modifiant ainsi l'énergie interne thermodynamique et en particulier potentiellement le champ de température. Ces deux effets peuvent ensuite perturber l'équilibre physiologique de la vasorégulation digitale et dès lors conduire potentiellement à terme à des troubles vasculaires [43,44]. D'un point de vue plus général, il a été démontré que ces contraintes et déformations constituent un facteur essentiel dans la croissance, la régénération et la morphogenèse des systèmes biologiques [45,46]. La connaissance de l'évolution de ces grandeurs mécaniques est donc une étape indispensable dans la compréhension des effets induits par les vibrations sur le réseau vasculaire digital. Plusieurs recherches ont déjà été menées dans ce cadre [47–49] et ont permis le calcul de la densité spatiale de puissance vibratoire absorbée (VPAD vibration power absorption density) par les tissus biologiques [50]. Cette grandeur comporte un double intérêt. En effet, elle combine en un seul scalaire d'une part, les effets de dissipation de l'énergie vibratoire dus aux tissus biologiques et d'autre part, prend en compte les variations de contraintes et déformations mécaniques générées par la propagation des vibrations. Par ailleurs, plusieurs travaux [36,50] ont montré que cette densité de puissance dissipée pouvait être un indicateur de l'intensité de l'exposition vibratoire. Des filtres de pondération alternatifs à celui de la norme ISO 5349 ont dès lors été construits à partir de cette quantité simulée [50]. Bien que déjà très complexes et permettant le calcul de grandeurs mécaniques internes aux tissus biologiques du membre supérieur, les modèles numériques existants souffrent d'un certain nombre de lacunes. La plupart des simulations sont bidimensionnelles effectuées sur des sections transversales ou sagittales de phalanges [49,51], même si quelques tentatives de modèles tridimensionnels existent [42,52]. Les paramètres des lois de comportement mécanique statique non-linéaire des tissus mous sont identifiés soit par des techniques ultrasonores sur des échantillons de peau uniquement, soit sur des éprouvettes de chair sous sollicitations mécaniques ex-vivo en occultant l'effet de facteurs physiologiques environnement (apport de nutriment, flux sanguin, etc.) [47] qui peuvent impacter ces propriétés mécaniques. Par ailleurs dans le domaine spectral, les lois de comportement dynamique d'amortissement vibratoire les plus couramment sélectionnées dans les simulations actuelles sont le plus souvent simples (amortissement modal, hypothèse de Basile) ne prenant *a priori* pas en compte des considérations phénoménologiques liées à la physique et à la physiologie de la dissipation de l'énergie vibratoire dans les tissus biologiques des phalanges. Dans le domaine temporel, la modélisation de l'amortissement en utilisant des développements en série de Prony a également fait l'objet de plusieurs travaux mais le faible

nombre de coefficients identifiés et la méthode expérimentale retenue pour leur estimation [48,53] (essai de relaxation/fluage) réduisent le domaine de validité de cette approche aux sollicitations vibratoires de très basses fréquences (<10 Hz) [54] qui ne sont pas responsables de l'émergence de maladies vasculaires. Par ailleurs, les validations des modèles actuels sont souvent partielles dans le sens où aucune comparaison entre les résultats issus d'une configuration expérimentale d'un doigt vibré et ceux correspondant à son équivalent numérique tridimensionnel n'a été à ce jour complètement réalisée.

2.2. Approche multi-échelles et couplage mécano-biologique

Bien entendu, chacune des stratégies présentées plus haut pour améliorer le filtre de pondération ISO 5349, possède ses propres avantages et inconvénients et la construction d'un filtre optimisé pourrait résulter de la synthèse de l'ensemble des cinq approches précédentes. Nous proposons néanmoins une alternative différente basée sur une approche de modélisation avec la prise en compte de certains effets physiologiques et biologiques. Un préambule sur la physiopathologie du syndrome de Raynaud vibratoire sera dans un premier temps présenté avant d'explicitier précisément notre démarche.

2.2.1. Physiopathologie du syndrome de Raynaud vibratoire

Nous nous intéressons aux pathologies vasculaires, en particulier au syndrome de Raynaud d'origine vibratoire lié à l'utilisation de machines portatives vibrant à des fréquences supérieures à 50 Hz. Les symptômes de cet acrosyndrome vasculaire se manifestent cliniquement au niveau des doigts par l'apparition d'une crise appelée phénomène de Raynaud. Cette crise est déclenchée par le froid, une variation de température ou parfois une émotion. Elle est constituée de trois phases successives [55] : une phase ischémique correspondant à un vasospasme artériel qui rend les extrémités blanches et insensibles, suivie habituellement d'une phase asphyxique où les doigts se cyanosent, puis la levée du spasme souvent douloureuse qui est une phase hyperhémique de reperfusion avec vasodilatation. L'hypothèse principale de la physiopathologie du syndrome de Raynaud vibratoire est celle d'un dysfonctionnement de la vasorégulation digitale cutanée causé par les vibrations et résultant d'un déséquilibre anormal entre vasoconstriction et vasodilatation des artères et artérioles. Ce déséquilibre, causé soit par une stimulation excessive des facteurs de vasoconstriction soit par une inhibition des facteurs de vasodilatation, peut expliquer le déclenchement de la manifestation clinique [56,57]. Notre objectif est d'analyser dans un premier temps comment les vibrations se propageant dans les tissus des doigts, pourraient perturber l'équilibre basal entre constriction et dilatation vasculaire, dans le but de définir ensuite des modèles numériques prédictifs couplant ces effets mécaniques et physiologiques.

Le tonus vasculaire résulte du degré de contraction ou de relaxation des cellules musculaires lisses contenues dans la couche *media* des artères. Ce taux d'activation des cellules musculaires lisses est déterminé par des mécanismes extrinsèques (dont l'origine est extérieure aux vaisseaux sanguins ou aux tissus environnants) ou intrinsèques (dont les origines sont les vaisseaux sanguins eux-mêmes ou les tissus environnants). Les mécanismes extrinsèques sont contrôlés par le système nerveux autonome orthosympathique et parasympathique mais aussi par des phénomènes humoraux, en particulier liés à la circulation d'hormones[43]. Les mécanismes intrinsèques quant à eux sont contrôlés par des substances dérivées de l'endothélium (partie de l'*intima* en contact direct avec le sang), par des hormones produites localement dans les tissus environnants, par des métabolites tissulaires proches et par une réponse myogénique des cellules musculaires lisses [43]. La figure 1 fortement inspirée de [43] représente une vision synoptique simplifiée des différents facteurs pilotant le tonus vasculaire. Il est à noter que

vasoconstriction et vasodilatation artérielle peuvent être dues à la fois à des facteurs extrinsèques et intrinsèques.

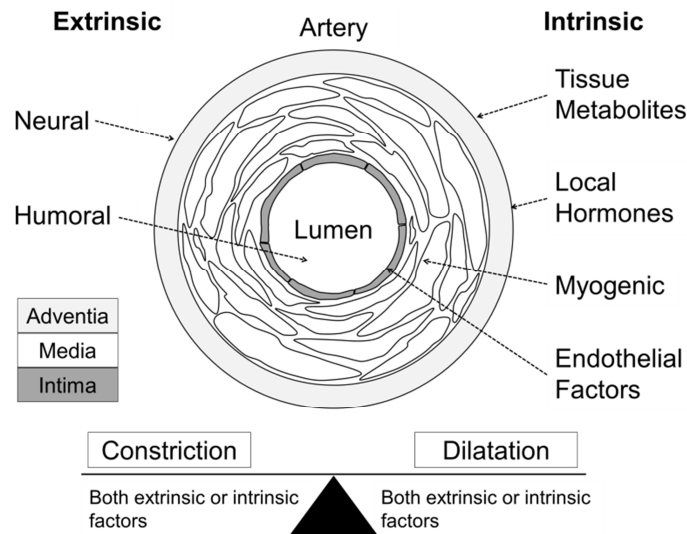


Figure. 1. Tonus vasculaire artériel déterminé par l'équilibre entre les paramètres de vasoconstriction et de vasodilatation. Les paramètres extrinsèques ont leur origine à l'extérieur des tissus, tandis que les paramètres intrinsèques sont originaires des vaisseaux sanguins ou des tissus environnants.

Certains facteurs régulant le tonus vasculaire sont directement impactés par les champs de contraintes et déformations mécaniques qui ont donc un effet au moins à court terme sur l'équilibre entre constriction et dilatation vasculaires. Par exemple, concernant les facteurs endothéliaux, des études expérimentales ont montré qu'une augmentation des forces de cisaillement exercées par le flux sanguin sur les parois de l'endothélium conduisait à une production de monoxyde d'azote qui est le plus puissant vasodilatateur isolé jusqu'à présent [58]. Ce phénomène connu sous l'appellation *flow-dependant vasodilatation* [43] est susceptible d'être perturbé par les vibrations mécaniques modifiant potentiellement ces efforts de cisaillement. Des modèles mathématiques récents ont réussi à simuler cette réponse vasomotrice en couplant les efforts de cisaillement mécaniques s'exerçant sur la paroi endothéliale avec des réactions cinétiques biochimiques caractérisant les phénomènes physiologiques mis en jeu [58]. Par ailleurs, les contraintes mécaniques passives, en particulier les tractions/compressions s'exerçant sur les cellules musculaires lisses sont responsables d'une contraction active de ces dernières [59]. Les vibrations peuvent dès lors potentiellement altérer ce processus appelé *réponse myogénique* des cellules musculaires lisses. D'autre part, les contraintes mécaniques liées aux vibrations peuvent modifier les pressions appliquées à l'extérieur des artères. Cette compression extravasculaire supplémentaire a pour conséquence de perturber l'équilibre homéostatique de la pression transmurale nominale (différence entre pression vasculaire extérieure et intérieure) qui dilate les artères. La résistance vasculaire et le débit sanguin sont alors modifiés ; ce qui entraîne une réponse physiologique conduisant à un dysfonctionnement de la vasorégulation à court terme [43]. Outre ces effets mécaniques directs, les vibrations dissipent de l'énergie mécanique lorsqu'elles se propagent dans les tissus mous entourant le réseau artériel. Cette dissipation modifie l'énergie thermodynamique interne et élève localement la température. Des variations même modérées de température peuvent conduire à des variations d'intensité de réactions biochimiques, comme par exemple, celles relatives à l'activité cellulaire ou à la production enzymatique [19]. Or, les tissus environnant le réseau artériel sont le siège d'un grand nombre de réactions biochimiques de ce type, délivrant des substances vasoactives (adénosine, lactate, phosphate inorganique, dioxyde de carbone, etc...). Ce phénomène, dénommé *metabolic theory of blood flow regulation* explique également que les vibrations

mécaniques sont susceptibles de perturber l'équilibre basal entre constriction et dilatation vasculaires.

Les éléments présentés ci-dessus évoquent les conséquences potentielles des vibrations mécaniques sur certains facteurs intrinsèques pilotant la vasorégulation à court terme. Cependant, ils ne présument pas obligatoirement des effets chroniques des vibrations. Par ailleurs, la façon dont les facteurs extrinsèques sont affectés de manière chronique par les vibrations n'a pas encore été évoquée. Une synthèse bibliographique de la physiopathologie du syndrome vibratoire de Raynaud a été réalisée à l'INRS [61] et permet de lever certaines des interrogations précédentes. Ainsi, cette étude souligne que les vibrations sont responsables d'anomalies structurelles chroniques au niveau de la paroi des vaisseaux artériels, d'un dysfonctionnement de la régulation neurologique du tonus vasculaire, d'un dérèglement des facteurs endothéliaux, d'une perturbation de certains médiateurs vasoactifs circulant dans le sang ainsi que d'une modification de la viscosité sanguine.

S'agissant des anomalies structurelles, des biopsies réalisées sur des doigts de salariés souffrant du syndrome de Raynaud ont mis en évidence par des analyses histologiques trois types d'anomalies : une hypertrophie de la *media* des petites artères et artéioles due à une augmentation du nombre de cellules musculaires lisses, une démyélinisation des nerfs périphériques et une augmentation des cellules de Schwann et des fibroblastes, dans le tissu nerveux. L'ensemble génère une diminution de la vitesse de conduction nerveuse et un remodelage fibreux des nerfs périphériques. On constate également une augmentation du taux de collagène dans les tissus environnants. De plus, des dommages endothéliaux ont été constatés indirectement par le biais de marqueurs tels que la thrombomoduline plasmatique, dont l'augmentation de la concentration traduit une lésion de la matrice extracellulaire présente à la surface des cellules endothéliales. Ces lésions endothéliales peuvent participer au dysfonctionnement de l'endothélium, producteur direct de substances vasoactives.

En ce qui concerne le dysfonctionnement du système nerveux autonome, une hypothèse avancée pour expliquer la vasoconstriction induite par les vibrations serait une hyperactivité du système orthosympathique associée à une hypoactivité du système parasympathique. Cette hyperactivité sympathique, à l'origine de la contraction des fibres musculaires lisses, serait liée à une stimulation excessive des corpuscules de Pacini induite par les vibrations. Ces corpuscules, sont en effet des mécanorécepteurs sensibles aux vibrations pour des fréquences supérieures à 40Hz [4,29]. De plus, outre les lésions histologiques observées sur les nerfs, les vibrations ont un impact sur la sensibilité des récepteurs vasculaires (α -adrénergiques) recevant l'information de vasoconstriction véhiculée par le système nerveux sympathique.

Des dysfonctionnements endothéliaux ont, par ailleurs, été observés sur des travailleurs atteints du syndrome des doigts blancs [61]. Ils se caractérisent par un déséquilibre de la vasorégulation en faveur d'une vasoconstriction excessive ; favorisé par une augmentation de la concentration d'endothéline, qui est un vasoconstricteur puissant synthétisé par l'endothélium et par une diminution de la concentration de CGRP (Calcitonin Gene-Related Peptide) qui est un vasodilatateur compensant les effets constricteurs de l'endothéline chez les sujets sains.

Certaines études ont montré une augmentation de la viscosité sanguine chez des travailleurs exposés aux vibrations. Les efforts de cisaillement à l'interface sang endothélium sont dès lors modifiés, ce qui entraîne une perturbation du phénomène *flow-dependant vasodilatation*. De plus, cela favorise localement la formation d'œdèmes contribuant à l'apparition d'ischémies locales. Enfin, l'exposition aux vibrations favorise l'activation de toutes les lignées sanguines érythrocytes (globules rouges), plaquettes et leucocytes (globules blancs) [61]. Cette activation a pour conséquence de diminuer significativement le flux

sanguin par deux voies : de façon indirecte par la libération de substances vasoconstrictives et de façon directe par la constitution d'agrégats cellulaires qui génèrent des microthrombus, à l'origine de phénomènes ischémiques.

2.2.2. Approche multi-échelles

L'état des connaissances précédent dresse un panorama, sans doute non-exhaustif des mécanismes physiopathologiques du syndrome de Raynaud vibratoire, mais pointe plusieurs effets à court terme et chroniques engendrés par la propagation des vibrations mécaniques dans le système main-bras. Comme l'illustre le tableau 2, lorsqu'un travailleur utilise des machines portatives vibrantes, les vibrations émises par la machine se transmettent par contact au système main-bras. Ces vibrations vont ensuite modifier les champs de grandeurs mécaniques à l'intérieur des tissus biologiques du membre supérieur et plus spécifiquement des doigts. Comme nous l'avons explicité dans la section précédente, ces perturbations mécaniques vont déstabiliser certains facteurs pilotant la vasorégulation digitale et vont donc provoquer un déséquilibre anormal entre constriction et dilatation des artères et artérioles, principale hypothèse de la physiopathologie du syndrome de Raynaud.



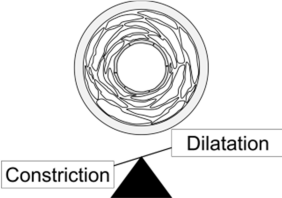
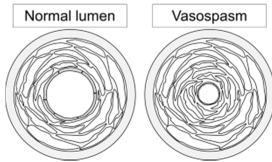
Conditions de travail	Effets mécaniques	Effets physiologiques	Effets pathologiques
Vibrations transmises au membre supérieur par un outil rotatif vibrant	Modification des grandeurs mécaniques comme le champ de contrainte, de déformation ou la puissance dissipée	Déséquilibre anormal entre vasoconstriction et vasodilatation	Apparition du syndrome de Raynaud qui se manifeste cliniquement par des vasospasmes
			

Tableau 2. Vue d'ensemble simplifiée du développement du syndrome de Raynaud : à partir des conditions de travail jusqu'aux conséquences pathologiques en passant par les effets mécaniques et physiologiques.

À partir de mesures d'accélération et éventuellement d'efforts effectuées sur la poignée des machines vibrantes, nous voulons à terme construire un modèle numérique permettant de simuler certains des facteurs responsables de ce déséquilibre (par exemple l'effet des efforts de cisaillement à l'interface sang endothélium, la réponse myogénique ou l'hypertrophie des cellules musculaires lisses). Dans ce cas, nous disposerions d'un outil numérique prédictif de la vasoconstriction anormale induite par les vibrations couplant des effets mécaniques, biologiques et physiologiques. Dans ce but, nous avons choisi d'opérer par étapes. Tout d'abord, nous avons sélectionné comme facteur du déséquilibre de la vasorégulation, l'hypertrophie des cellules musculaires lisses de la media (les autres facteurs seront étudiés ultérieurement). Des travaux, qui ne font pas l'objet du présent article, sont actuellement en cours au sein de l'INRS [62] pour définir des modèles numériques simulant l'effet des contraintes et déformations mécaniques dynamiques sur la croissance (augmentation de la masse des cellules musculaires lisses) et le remodelage (modification des propriétés d'isotropie) de la couche media des artères et artérioles [63,64]. Il nous paraissait ardu, à la fois pour des raisons liées à la complexité de modélisation et à la difficulté d'élaborer des moyens de validation expérimentale, de construire un modèle reliant directement les

accélération sur la machine (entrée du système main-bras) aux effets induits sur la croissance et le remodelage des artères. Nous avons donc décidé de scinder ce problème de simulation complexe en deux sous modèles pouvant être traités chacun de manière indépendante. Comme le résume la figure 2, nous allons construire un premier modèle éléments finis tridimensionnel à l'échelle macroscopique de la phalange donnant accès aux champs de pression et contrainte mécanique au voisinage du réseau artériel. Ce modèle devra être d'une part, le plus fiable et précis possible et d'autre part, validé expérimentalement. Les données issues de ces simulations seront ensuite utilisées comme des entrées d'un second modèle mécano-biologique simulant croissance et remodelage à l'échelle mésoscopique de l'artère. Le développement, la validation et l'exploitation des résultats du premier modèle macroscopique de la phalange vibrée, font l'objet de cet article. Il nous paraissait néanmoins important d'expliquer la démarche globale à long terme que nous avons engagée afin de mieux comprendre les motivations à l'origine de la construction d'un tel modèle éléments finis.



Figure 2. Schéma de notre approche originale. Le modèle A correspond au modèle macroscopique éléments finis ; le modèle B au modèle mécano-biologique du déséquilibre physiologique de la vasoconstriction.

2.3. Objectifs de l'étude : modélisation biodynamique à l'échelle macroscopique

Nous voulons développer à terme un modèle complet d'une main serrant une poignée vibrante, mais dans un premier temps, nous allons nous restreindre à simuler un doigt vibré. Plus précisément, nous allons construire un modèle éléments finis de l'index vibré comportant les éléments anatomiques suivants : les os des phalanges distales, intermédiaires et proximales, les cartilages des liaisons inter-phalangiennes, les tissus mous enveloppant l'ensemble et l'ongle. Ce dernier sera encastré et un indenteur cylindrique viendra tout d'abord pré-contraindre la phalange distale de l'index pour des taux de compression variables. Cet indenteur sera ensuite mis en vibration sous la forme d'un bruit blanc dans la bande spectrale [20 Hz-500 Hz]. Nous voulons que notre modèle numérique soit représentatif de la moyenne des 20 sujets de notre groupe, à la fois en termes de raideur statique et dynamique mais aussi de géométrie.

3. Dispositif expérimental et groupe de sujets

3.1. Description du dispositif et traitement du signal

Le dispositif expérimental permettant la mesure des raideurs statiques et dynamiques de phalanges distales précontraintes est représenté sur les figures 3(a) et 3(b).

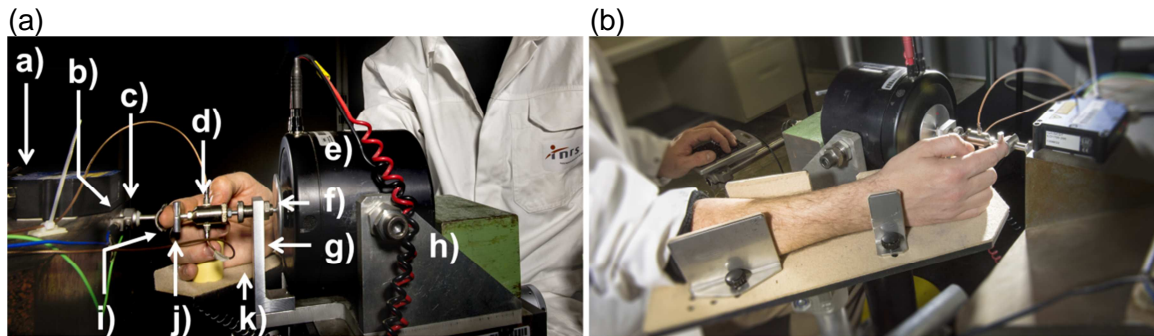


Figure 3. Dispositif expérimental : (a) description du banc d'essai avec a) télémètre laser, b) accéléromètre de contrôle, c) capteur de force, d) tête d'impédance, e) pot vibrant, f) disque aluminium, g) bras de sécurité, h) support ajustable, i) support de la phalange, j) indenteur de contact, k) support bras ; (b) positionnement du sujet.

Le sujet, préalablement assis, place son avant-bras droit sur un support en aluminium recouvert d'une feutrine pour son confort (figure 3(a) item k)). Ce support, de hauteur ajustable, est muni de quatre cales latérales de positions réglables situées au niveau du coude et du poignet. Leur rôle est d'assurer le positionnement adéquat de l'avant-bras du sujet et également d'éviter les mouvements volontaires ou non de ce dernier pouvant potentiellement perturber la mesure. Le majeur, l'annulaire et l'auriculaire agrippent un cylindre en plastique de 30mm de diamètre solidaire du support de l'avant-bras. La position de cette pièce peut être ajustée en fonction de la morphologie du sujet. Le pouce est posé sur l'extrémité supérieure du cylindre. La phalange distale de l'index est placée dans une coque acier en arc de cercle (figure 3(a) item i)). Un adhésif double face est collé à l'intérieur de cette coque pour empêcher la phalange distale de bouger. Ce support est vissé sur un capteur de force piézoélectrique (figure 3(a) item c)) lui-même fixé rigidement sur un bloc d'acier de plusieurs centaines de kilogrammes. La masse du support de la phalange (11 grammes) s'ajoute à la masse de l'équipage mobile du capteur d'effort, ce qui a pour conséquence d'en réduire la fréquence de résonance naturelle. Cependant, cette dernière (>10 kHz) reste très largement au-dessus de la fréquence maximale de notre bande spectrale d'étude. La masse ajoutée par le support phalange perturbe donc peu les mesures d'effort. Par ailleurs, nous avons choisis un socle très lourd afin de réduire au maximum les vibrations transmises par le sol. Ceci permet de minimiser le biais de mesure que peut générer une telle vibration parasite. Un accéléromètre piézoélectrique (figure 3(a) item b)), de faible plage de mesure ($\pm 70 \text{ m.s}^{-2}$ sinus crête) a été positionné à proximité du capteur d'effort pour y contrôler le bas niveau vibratoire. La phalange distale sera mise en vibration par l'intermédiaire d'un pot vibrant (figure 3(a) item e)) de bande passante [10 Hz-20 kHz] supportant des efforts dynamiques maximum de 45 N sinus crête. Ce pot vibrant est fixé à une table de déplacement manuel micrométrique (figure 3(a) item h)). Celle-ci permet d'imposer un pré-chargement quasi-statique de la phalange distale en déplaçant l'indenteur cylindrique de diamètre 7 mm visible sur la figure 3(a) item j). Cet indenteur est vissé à une tête d'impédance solidaire de l'axe mobile du pot vibrant (figure 3(a) item d)). L'état de précontrainte quasi-statique est déterminé à partir de la profondeur d'écrasement produit par

l'indenteur sur la phalange. Cette distance de compression est mesurée par un télémètre laser ayant une résolution de 12 μm (figure 3(a) item a)) dont le faisceau laser impacte un disque aluminium de 4 mm d'épaisseur (figure 3(a) item f)) fixé à l'axe mobile du pot vibrant. Par ailleurs, outre le fait de permettre de définir l'état de précontrainte statique, le télémètre laser est utilisé d'une part, pour estimer la distance de compression lors de la mesure des raideurs quasi-statiques des phalanges et d'autre part, pour évaluer l'épaisseur de celles-ci. En pratique, la mesure des distances de compression s'effectue en trois étapes : i) mise en contact de l'indenteur avec la phalange, ii) mise à zéro du télémètre laser, iii) déplacement de l'indenteur et lecture directe de l'écrasement. Concernant l'évaluation de l'épaisseur des phalanges, une première longueur est mesurée entre le télémètre et le disque aluminium lorsque l'indenteur est en contact avec le fond du support phalange. Une seconde longueur est ensuite mesurée lorsque l'indenteur effleure la phalange distale. L'épaisseur est alors calculée comme la différence entre ces deux longueurs. La difficulté de ces mesures d'écrasement ou d'épaisseur de phalanges est liée à l'estimation du contact d'effleurement entre l'indenteur et la phalange. En effet, la référence de mesure de distance doit être effectuée à l'effleurement entre indenteur et phalange afin de ne pas déformer initialement cette dernière ce qui conduirait à une erreur de mesure. Or, étant donnée la très faible raideur des tissus mous pour les petits écrasements, la condition de contact à l'effleurement est très difficile à estimer directement et à reproduire par l'expérimentateur. C'est pourquoi, nous avons développé un dispositif électronique simple, de très faible ampérage (< 2 mA sans danger pour l'homme) consistant à faire éclairer une diode électroluminescente lorsque l'indenteur entre en contact avec la phalange distale. Par ailleurs, le banc d'essai comporte également un élément de sécurité présenté sur la figure 3(a) item g) qui en fonctionnement dynamique limite mécaniquement la course de l'axe mobile du pot vibrant empêchant ainsi l'indenteur de comprimer la phalange au-delà d'un seuil ajustable par un système simple de vis et d'écrou. Ce dispositif permet ainsi de protéger le sujet d'un trop fort écrasement provoqué, par exemple, par un incident électrique ou électronique dans le pilotage du pot vibrant (surtension de l'amplificateur de puissance, mauvaise consigne de la tension de pilotage, etc.). La mise en œuvre de ce système mécanique a nécessité l'utilisation d'une tige filetée reliant la tête d'impédance à la partie mobile du pot vibrant. Cette tige filetée ainsi que le disque en aluminium, support du faisceau laser du télémètre, ont été dimensionnés (épaisseur, longueur, diamètre) à l'aide de règles d'ingénierie simples pour avoir leurs premières fréquences de résonance (>4000 Hz) bien au-delà de la borne supérieure de notre bande spectrale d'analyse. Notons également que le pot vibrant et le support de l'avant-bras sont fixés à un socle rainuré en acier placé sur une dalle découplée de celle supportant le bloc massif accueillant le support de la phalange distale.

Concernant l'acquisition et le pilotage des données, un châssis National Instrument (NI) NI cDAQ-9174 est relié à un ordinateur de contrôle. Ce châssis est muni de deux cartes d'acquisition (NI 9234 spécifiquement dédiée à la mesure des vibrations et NI 9239) et d'une carte de sortie analogique en tension NI 9263 pour le pilotage du pot vibrant. Les développements informatiques ont été réalisés sous le logiciel Matlab agrémenté des modules spécifiques : Data Acquisition Toolbox, Signal Processing Toolbox et System Identification Toolbox. Le schéma synoptique du matériel métrologique et des différents branchements est présenté sur la figure 4.

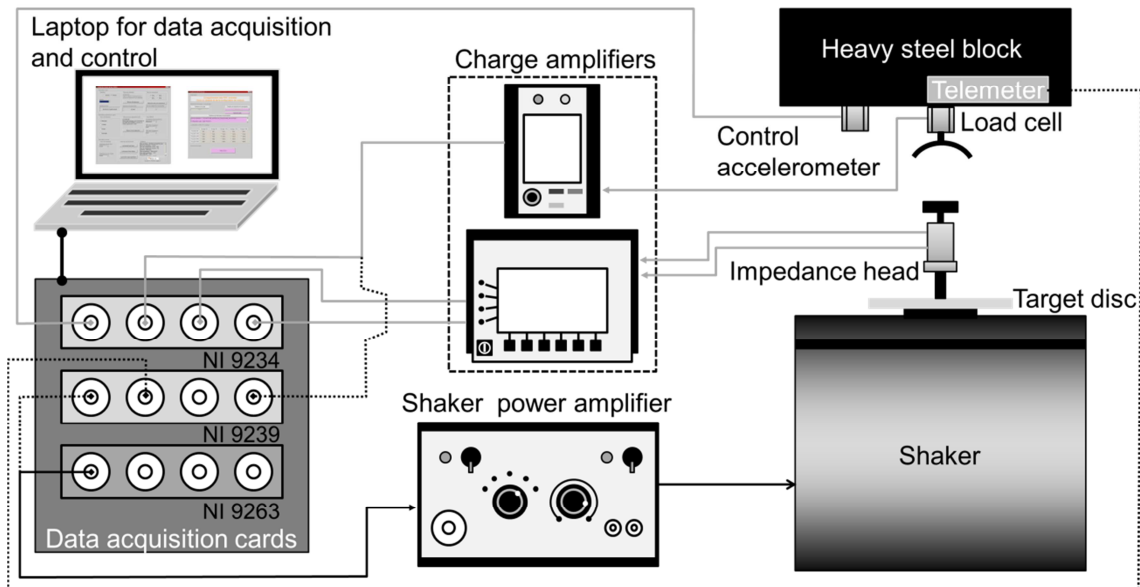


Figure 4. Schéma synoptique du banc de mesures montrant les interconnexions entre les différents équipements. ; —> tension de sortie ; —◆ mesure sur NI 9234 ;◆ mesure sur NI 9239.

L'accéléromètre de contrôle placé sur le bloc massif contient un amplificateur de charges intégré (Integrated electronic piezoelectric -IEPE accelerometer), il est donc directement branché à la carte d'acquisition NI 9234. Le capteur d'effort B&K 8200 en sortie de phalange est connecté à un amplificateur de charge Kistler Type 5015A. Ce capteur d'effort est utilisé pour mesurer à la fois les raideurs quasi-statiques et dynamiques. La tension de sortie de cet amplificateur sera enregistrée sur la carte NI 9234 s'agissant des efforts dynamiques et sur la carte 9239 pour les efforts quasi-statiques. La distance de compression quasi-statique fournie par le télémètre laser est mesurée par la carte NI 9239. La tension électrique en sortie de la carte NI 9263 pilotant le pot vibrant, via l'amplificateur de puissance B&K 2706, est enregistrée par la carte NI 9239. Cette donnée sera nécessaire pour un calcul de filtre inverse, explicité dans la section 3.2.1. Les voies d'accélération et d'effort de la tête d'impédance sont reliées à un amplificateur de charge B&K Nexus 2692 dont les tensions électriques de sortie sont dirigées vers la carte NI 9234. L'amplificateur de charge B&K Nexus 2692 dont nous disposons est spécifiquement dédié à la mesure de grandeurs dynamiques et ne possède pas les fonctionnalités nécessaires à la réalisation de mesures quasi-statiques de très basse fréquence, c'est pourquoi nous avons utilisé l'amplificateur de charges Kistler Type 5015A plus adapté à ce type d'acquisition.

Le système de mesure retenu ne permet pas d'accéder à la réponse continue en effort car d'une part, l'élément piézoélectrique ne produit une charge que lorsqu'il est excité dynamiquement et d'autre part, l'amplificateur de charges agit comme un filtre passe haut sur la tension électrique. Ce processus de décharge électronique provoque dans le domaine temporel une décroissance exponentielle de la tension de sortie responsable d'un biais dans l'estimation de l'effort enregistré. Pour limiter cette erreur, des règles empiriques de métrologie [65] chapitre 15 et [66] préconisent de fixer la constante de temps de décharge de l'amplificateur de charge à une valeur au moins 100 fois supérieure à la durée du phénomène physique mesuré. Avec l'amplificateur de charge *Kistler Type 5015A*, nous pouvons sélectionner une constante de temps maximale de 10.000 s (10 s seulement pour le *B&K Nexus 2692*). Cette première caractéristique métrologique nous donne donc la première condition à respecter : la durée de la mesure ne peut excéder 100 s (nous verrons par la suite que cette condition n'est pas un facteur limitant). Un autre aspect à prendre en compte lors de l'utilisation d'un amplificateur de charge est la dérive dans le temps du signal de sortie (zero drift). Cette dérive, causée par exemple par une faible résistance d'isolation du

câblage ou par des courants de perte [66], a été quantifiée pour l'amplificateur de charge *Kistler Type 5015A* et s'élève à $-2,10^{-2} \text{ N.s}^{-1}$. Son influence en termes d'erreur de mesure est bien sûr relative d'une part, au niveau des efforts enregistrés et d'autre part, à la durée de l'acquisition. Pour fixer les idées, les efforts maximum mesurés sur notre groupe de sujets s'échelonnent entre 10 N et 20 N. Dans ce cas, si la durée d'enregistrement est par exemple de 20 s, la dérive de l'amplificateur de charge génère une erreur d'estimation inférieure à 5 %. Le biais de mesure liée à la dérive de l'amplificateur sera d'autant plus petite que le temps d'acquisition est court, mais *a contrario* plus cette durée est faible plus la vitesse nécessaire pour atteindre une même valeur d'écrasement sera importante et donc plus les effets de relaxation de contraintes induit par le caractère viscoélastique des tissus biologiques seront prononcés. Ce phénomène de relaxation de contraintes peut conduire à une autre source d'erreur de mesurage de l'effort quasi-statique liée cette fois ci aux propriétés physiques des phalanges humaines. Comme l'illustrent les figures 5(a) et 5(b) adaptées de [67], lorsqu'une phalange est comprimée par une rampe de déplacement, l'effort résultant atteint une valeur maximale pour le déplacement final d_0 , puis converge vers la valeur de l'effort statique. L'écart entre l'effort maximum et la valeur statique est d'autant plus grand que la vitesse de déplacement est importante comme le souligne les graphes de la figure 5(b) où $F_{dynamic}^{Fast}$ est l'effort dynamique pour une montée en déplacement rapide, $F_{dynamic}^{Slow}$ celui correspondant à une montée plus lente; Δ_{Fast} et Δ_{Slow} sont respectivement les écarts entre ces deux grandeurs et l'effort statique F_{Static}

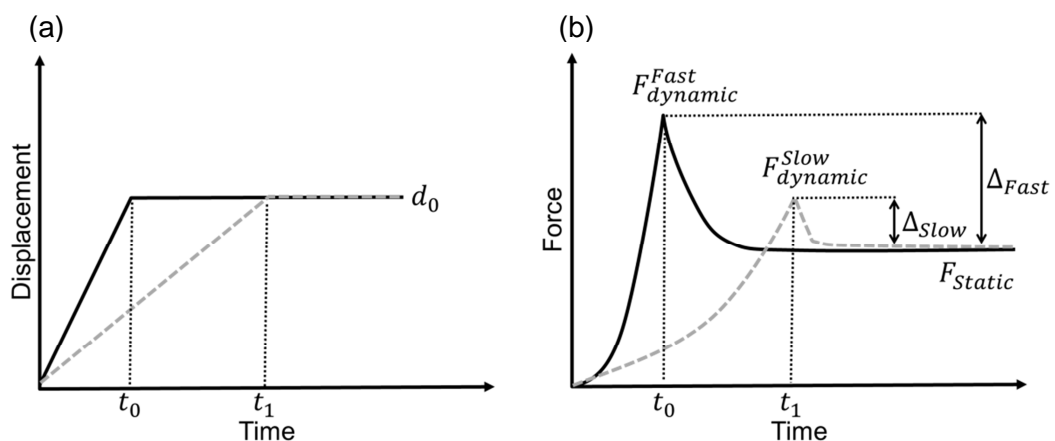


Figure. 5. Diagramme illustrant le phénomène de relaxation d'efforts ; (a) rampe de déplacements en fonction du temps ; (b) force induite en fonction du temps ; — vitesse élevée ; - - - - - vitesse faible.

En pratique pour notre banc d'essai, l'effort mesuré pour le calcul de la raideur quasi-statique est en réalité un effort dynamique à faible vitesse de chargement. Comme nous venons de l'explicitier, les phénomènes de relaxation de contraintes sont alors responsables d'un biais de mesure croissant avec l'augmentation de la vitesse de chargement. Les résultats de mesures issus de [53] et de [67] montrent que dans des situations expérimentales similaires aux nôtres, une vitesse de déplacement inférieure à $0,3 \text{ mm.s}^{-1}$ assure une erreur relative entre effort dynamique et effort statique (il s'agit en fait de l'effort dynamique mesuré pour un temps suffisamment long pour atteindre la valeur asymptotique) inférieure à 8 %. Nous avons utilisé cette valeur de vitesse de déplacement pour dimensionner un temps de mesurage adapté à l'estimation de l'effort quasi-statique. L'ordre de grandeur des écrasements maximum que nous réaliserons avec notre groupe de sujets est de 4 mm. Si l'essai est réalisé avec une vitesse moyenne de $0,3 \text{ mm.s}^{-1}$, le temps de mesurage est alors d'environ 13,5 s. La troisième contrainte que nous imposons pour la mesure des raideurs quasi-statiques est de durer plus de 10 s pour limiter les effets de relaxation de contraintes. La durée de mesurage finale résulte d'un compromis entre la constante de temps de

décharge (durée < 100 s), la dérive de composante continue de l'amplificateur de charge (< 20 s) et l'effet de relaxation (> 10 s). Nous avons donc choisi une durée comprise entre 10 s et 15 s. À titre d'illustration, les courbes d'effort et d'écrasement sont tracées sur la figure 6 pour un sujet du groupe. Dans ce cas particulier, le temps de montée en chargement est d'environ 13 s et l'erreur relative entre l'effort maximum et la valeur asymptotique de la courbe d'effort est de l'ordre de 8 %, ce qui est en complète cohérence avec les résultats attendus. Notons que les paliers faiblement visibles sur la courbe de déplacements et très nettement sur celle d'efforts sont dus au fait que l'écrasement est généré par la vis de réglage de la table de positionnement micrométrique, elle-même actionnée par un expérimentateur qui exerce des rotations successives dont l'angle maximum est limité par celui réalisable avec son poignet. Les paliers correspondent au temps pris par l'expérimentateur entre chaque rotation successive où le déplacement reste constant et les effets de relaxation se manifestent.

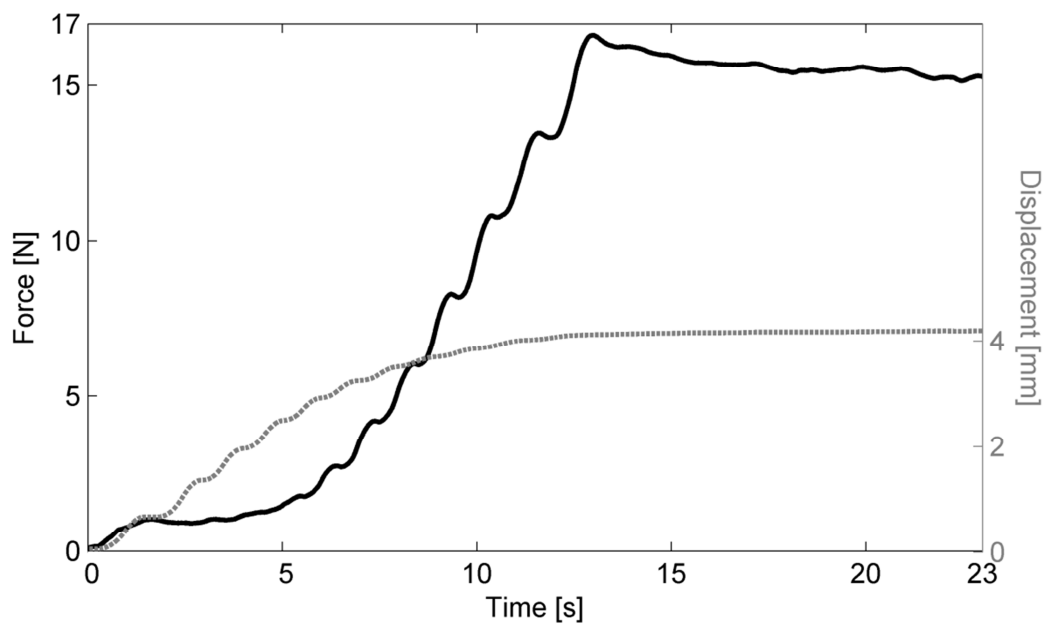


Figure 6. Mesure du phénomène de relaxation d'effort pour sur une phalange distale ; l'axe de gauche est attribuée à la mesure de force, celui de droite au déplacement ;
 — force; - - - - déplacement.

Deux raideurs dynamiques peuvent être mesurées. La première est une raideur d'entrée, notée $K_{dyn}^{Input}(\nu)$, ω étant la fréquence. Elle est calculée classiquement selon la méthode des inter-spectres à partir de l'effort $F_I(t)$ et de l'accélération $A(t)$ enregistrés par la tête d'impédance en entrée du système ; t désignant le temps. De manière équivalente, une raideur de sortie $K_{dyn}^{Output}(\nu)$ peut être définie à partir de l'effort $F_O(t)$ en sortie du système mesuré par le capteur d'effort *B&K 8200* et l'accélération $A(t)$ enregistrée par la tête d'impédance. Les efforts et l'accélération sont mesurés avec des capteurs mono-axiaux dans la direction correspondant à celle de l'axe mobile du pot vibrant. Les deux raideurs dynamiques s'expriment selon :

$$K_{dyn}^{Input}(\nu) = -4\pi^2\nu^2 \frac{S_{F_I,A}(\nu)}{S_{A,A}(\nu)} \quad \text{Eq. (1)}$$

$$K_{dyn}^{Output}(\nu) = -4\pi^2\nu^2 \frac{S_{F_O,A}(\nu)}{S_{A,A}(\nu)} \quad \text{Eq. (2)}$$

Où $S_{F_I,A}(\omega)$ désigne la densité inter-spectrale de puissance entre l'effort $F_I(t)$ et l'accélération $A(t)$, $S_{F_O,A}(\nu)$ celle entre l'effort $F_O(t)$ et l'accélération $A(t)$. $S_{A,A}(\nu)$ est la densité spectrale de puissance de l'accélération $A(t)$. Les inter-spectres et auto-spectres ont donc été calculés avec une fréquence d'échantillonnage de 2048 Hz par la méthode du périodogramme moyenné de Welch avec un fenêtrage de Hanning, un taux de recouvrement de 50 % et une résolution spectrale de 4 Hz. La durée des signaux temporels enregistrés est de 5 s. Les cohérences entre les différents signaux temporels ont été mesurées pour s'assurer que leurs valeurs étaient proches de l'unité dans la bande de fréquences de l'étude. S'agissant spécifiquement de la raideur dynamique d'entrée, la technique d'annulation de masse [68] a été mise en œuvre dans le domaine spectral pour s'affranchir des effets de masse ajoutée induits par l'indenteur.

3.2. Problèmes spécifiques de traitements du signal

3.2.1. Filtre inverse pour le calcul de l'accélération cible

Comme nous le développerons dans la section 3.4, l'amplitude de l'accélération transmise par l'indenteur cylindrique à la phalange distale fait partie des variables de l'analyse paramétrique qui sera menée. Il est donc indispensable de se doter d'une méthodologie de traitement du signal permettant d'assigner l'amplitude vibratoire à une consigne imposée. Comme l'illustre la figure 3, l'accélération $A(t)$ de l'indenteur fixé à la tête d'impédance est pilotée par la tension électrique $V(t)$ générée par la carte de sortie NI 9263. Le pot vibrant et son amplificateur de puissance étant supposés se comporter comme un système linéaire invariant dans le temps, caractérisé par la réponse impulsionnelle $h(t)$, l'accélération $A(t)$ s'écrit selon :

$$A(t) = h(t) * V(t) + b(t) \quad \text{Eq. (3)}$$

L'opérateur $*$ désignant le produit de convolution temporel et $b(t)$ est un bruit de mesure supposé additif. Notre objectif est d'établir un moyen de calculer la tension $V(t)$ qui produirait en sortie du système une accélération cible $A(t)$ demandée, définie ici par une amplitude et un gabarit spectral. Notre problématique s'inscrit dès lors dans celle plus large des problèmes inverses de déconvolution. Parmi les nombreuses approches disponibles [69–71] (filtrage de Wiener, de Kalman, méthode itérative de Jansson-Van Cittert, méthodes statistique du maximum de vraisemblance ou basée sur des décompositions en ondelette, déconvolution aveugle, etc.), nous avons choisi de mettre en œuvre une technique de filtrage au sens des moindres carrés sous contraintes appelée également méthode de régularisation [72]. En effet, la solution approchée $\tilde{V}(t)$ du problème de déconvolution peut être cherchée classiquement comme celle qui minimise l'écart quadratique entre l'accélération demandée $A(t)$ et l'accélération estimée $h(t) * V(t)$ selon :

$$\tilde{V}(t) = \arg \min_{V(t)} \|A(t) - h(t) * V(t)\|^2 \quad \text{Eq. (4)}$$

Où $\arg \min$ désigne l'argument du minimum et $\|\cdot\|$ est la norme euclidienne. Cependant, le problème écrit sous la forme l'expression Eq. (4) conduit en pratique à une mauvaise estimation de $V(t)$ liée à une instabilité de la solution [69] causée par le bruit de mesure (une faible perturbation des données conduit à une forte perturbation de la solution). Les techniques de régularisation vont alors consister à transformer le problème de minimisation des moindres carrés sans contrainte exprimé par Eq. (4) en un problème de minimisation avec contraintes conduisant à une solution approchée stable réduisant l'amplification du bruit. La plus connue des méthodes de régularisation est celle de Tikhonov pour laquelle la solution approchée $\tilde{V}(t)$ vérifie :

$$\tilde{V}(t) = \arg \min_{V(t)} \{ \|A(t) - h(t) * V(t)\|^2 + \lambda \|c(t) * h(t)\|^2 \} \quad \text{Eq. (5)}$$

λ est un paramètre scalaire positif et $c(t)$ une fonction à définir. L'expression Eq. (5) fait apparaître la forme classique d'un problème de minimisation au sens des moindres carrés à laquelle s'ajoute le terme $\lambda \|c(t) * h(t)\|^2$ agissant comme un lissage de la solution des moindres carrés sans contrainte. La minimisation de cette fonctionnelle conduit à la solution dite de Tikhonov-Miller [72] qui se formule simplement dans le domaine de Fourier selon :

$$\hat{V}(v) = \hat{A}(v) \frac{\hat{h}^*(v)}{|\hat{h}(v)|^2 + \lambda |\hat{c}(v)|^2} \quad \text{Eq. (6)}$$

$\hat{V}(v)$ est la transformée de Fourier de la solution approchée $\tilde{V}(t)$, $\hat{A}(v)$ celle de l'accélération $A(t)$ et $\hat{c}(v)$ celle de $c(t)$; $\hat{h}^*(v)$ est le complexe conjugué de la fonction de transfert $\hat{h}(v)$, $|\cdot|$ désigne le module d'un nombre complexe. L'expression Eq. (6) permet de définir le filtre inverse $\hat{h}_{inv}(v)$ de $\hat{h}(v)$ par :

$$\hat{h}_{inv}(v) = \frac{\hat{h}^*(v)}{|\hat{h}(v)|^2 + \lambda |\hat{c}(v)|^2} \quad \text{Eq. (7)}$$

Nous avons mis en œuvre la procédure d'inversion à partir du filtre inverse donné par l'expression Eq. (7), mais l'écart entre l'accélération cible et celle issue de la procédure d'inversion a été jugé trop important. Dans le but d'améliorer la précision de la procédure d'inversion, en s'inspirant des travaux issus de [73], nous avons choisi de transformer le filtre $\hat{h}_{inv}(v)$ en un filtre à phase minimale (stable et causal) $\hat{h}_{inv}^{min}(v)$ s'exprimant selon :

$$\hat{h}_{inv}^{min}(v) = \frac{|\hat{h}(v)|}{|\hat{h}(v)|^2 + \lambda |\hat{c}(v)|^2} e^{i\varphi_{min}(v)} \quad \text{Eq. (8)}$$

$i = \sqrt{-1}$ et $\varphi_{min}(v)$ est la phase du filtre à phase minimale déterminée à l'aide de la transformée de Hilbert d'après [74] selon :

$$\varphi_{min}(v) = -\mathcal{H}[\ln(|\hat{h}_{inv}(v)|)] \quad \text{Eq. (9)}$$

$\ln(\cdot)$ est la fonction logarithme népérien; $\mathcal{H}[\cdot]$ est la transformée de Hilbert définie pour une fonction périodique $f(\omega)$, $\omega = 2\pi v$ par l'intégrale suivante prise au sens des valeurs principales de Cauchy : $\mathcal{H}[f(\omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(\vartheta) \cot\left(\frac{\omega-\vartheta}{2}\right) d\vartheta$

Afin de mettre en œuvre concrètement, la procédure précédente de calcul du filtre inverse, il est encore nécessaire de choisir une valeur pour le paramètre λ et de définir la forme du gabarit spectral $|\hat{c}(v)|$. Ce dernier est choisi parmi les filtres de lissage couramment utilisés en acoustique des salles pour inverser des fonctions de transfert de haut-parleurs. Son gain est présenté sur la figure 7. Les valeurs des fréquences f_{L1} , f_{L2} , f_{H1} , f_{H2} définissant les deux bandes de transition ainsi que l'amplitude du filtre ont été déterminées de manière empirique par essais successifs jusqu'à l'obtention d'un résultat jugé satisfaisant. De la même manière, le scalaire λ a été fixé à 0,5.

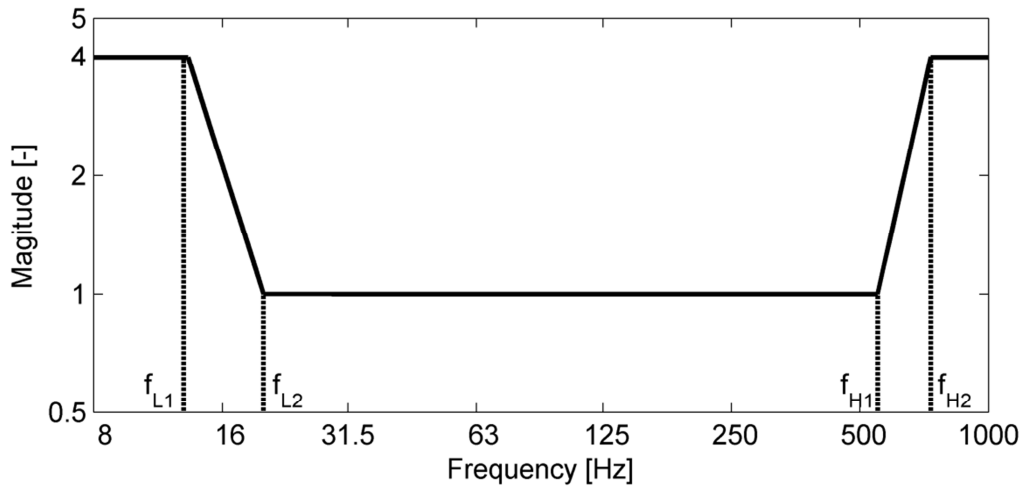


Figure 7. Gain du filtre de lissage de Tikhonov ; $f_{L2}=20$ Hz, $f_{L1}=f_{L2}-f_{L2}/3$; $f_{H1}=550$ Hz, $f_{H2}=f_{H1}+f_{H1}/3$.

L'accélération cible $A(t)$ est caractérisée par un niveau *rms* imposé et par un gabarit spectral tracé sur la figure 8(a). En particulier, le gain de ce filtre croît linéairement de $1e^{-1}$ à 1 entre 20 Hz et 100 Hz afin de ne pas générer des vibrations de trop forts déplacements dans cette bande spectrale. Les vibrations ainsi produites restent dans la zone de fonctionnement en déplacement du pot vibrant et les bruits parasites sont ainsi limités. Un exemple de fonction de transfert $\hat{h}(v)$ entre l'accélération et la tension électrique est tracé sur la figure 8(b) pour un sujet particulier et un pré-chargement quasi-statique donné.

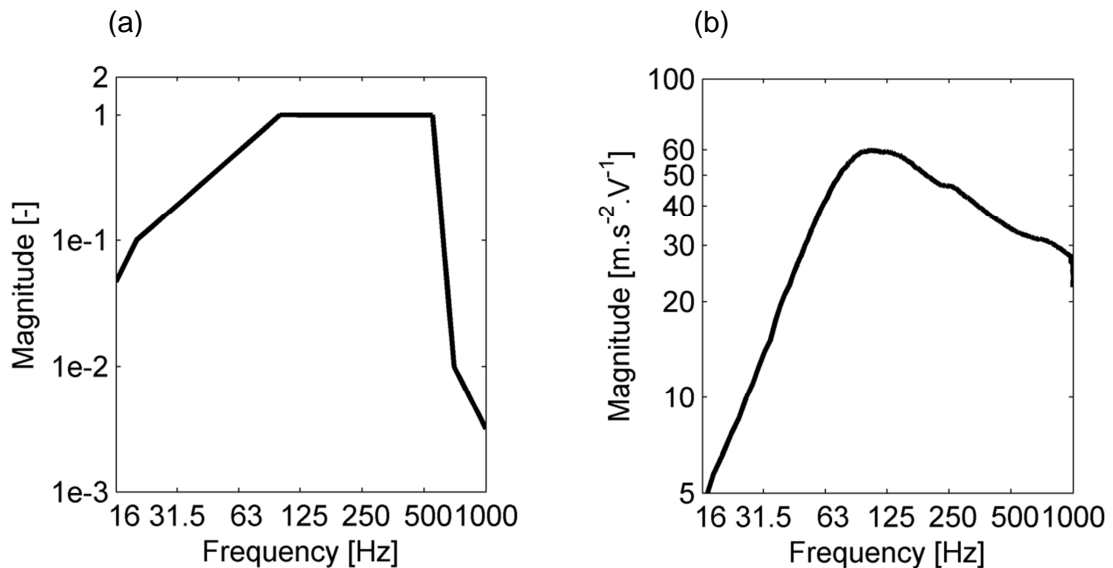


Figure 8. Éléments de traitement du signal utilisés pour générer la tension d'entrée : (a) gain du filtre masque ; (b) gain de la fonction de transfert entre la tension d'entrée du pot vibrant et l'accélération induite sur la phalange distale pour une précontrainte statique donnée.

La procédure d'estimation de la tension approchée $\tilde{V}(t)$ générant une accélération $A(t)$ cible se compose des quatre étapes suivantes :

1. création de l'accélération cible en filtrant un bruit blanc de bande passante [0 Hz, 1024 Hz] par le gabarit spectral de la figure 8(a), puis ajustement de l'amplitude du signal ainsi filtré pour atteindre une valeur *rms* fixée,
2. pour chaque sujet et pour chaque configuration de précontrainte quasi-statique, mesure de la fonction de transfert $\hat{h}(v)$ entre accélération et tension électrique,
3. calcul du filtre inverse $\hat{h}_{inv}(v)$ et de sa réponse impulsionnelle $h_{inv}(t)$ selon la technique de régularisation exposée précédemment,
4. calcul de la tension électrique approchée $\tilde{V}(t)$ par convolution entre $h_{inv}(t)$ et $A(t)$.

La figure 9 présente un exemple de mise en œuvre de cette méthodologie pour la même configuration expérimentale que celle ayant servi à la mesure de la fonction de transfert $\hat{h}(v)$ de la figure 8(b). À partir de cette fonction de transfert et de l'accélération cible de valeur *rms* 10 $m.s^{-2}$ dont la densité spectrale de puissance correspond à la courbe en trait plein noire, nous avons estimé la tension $\tilde{V}(t)$. Cette tension a ensuite servi à piloter le pot-vibrant et nous avons mesuré l'accélération résultante. Le niveau *rms* de l'accélération ainsi mesurée est de 10,3 $m.s^{-2}$ ce qui est très proche de la valeur escomptée. Sa densité spectrale de puissance est donnée par la courbe en pointillés gris et suit parfaitement celle de l'accélération cible. D'autres vérifications de cette méthodologie ont été réalisées pour des configurations expérimentales différentes (sujet, pré-chargement, amplitude) et ont conduit au même type de résultats. Nous disposons donc d'un moyen permettant de générer des accélérations de gabarit spectral et d'amplitude fixés.

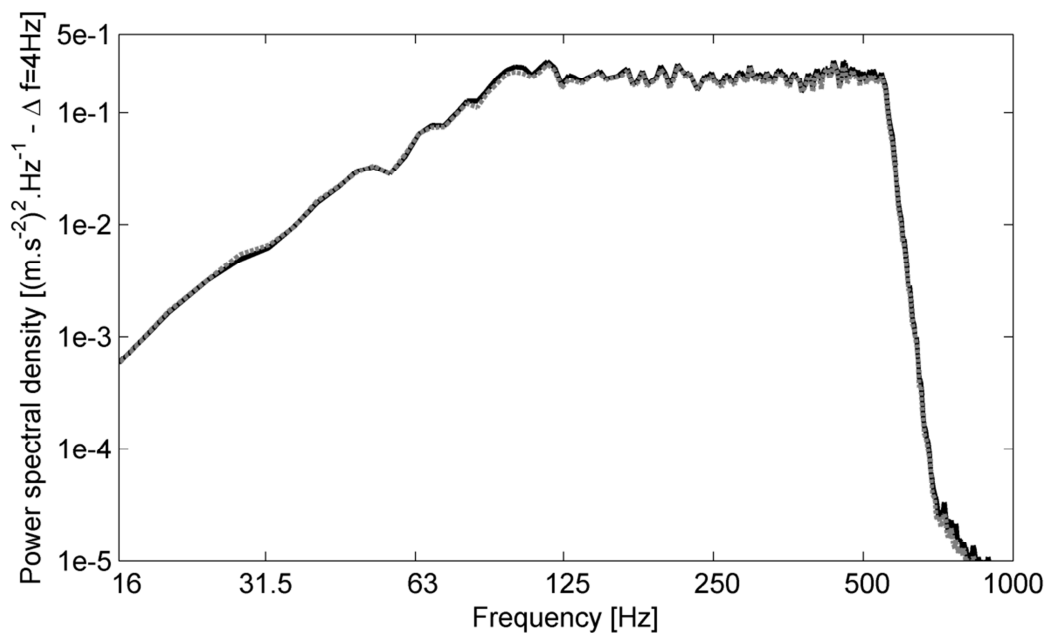


Figure 9. Densité interspectrale de puissance ; ——— accélération (valeur *rms* de 10,3 $m.s^{-2}$) générée par la tension d'entrée du pot vibrant calculée à partir de l'accélération cible ; - - - - - accélération cible de valeur *rms* 10 $m.s^{-2}$.

3.2.2. Procédure de calibration en phase

L'objectif de notre banc d'essai est de pouvoir mesurer les raideurs dynamiques d'entrée et de sortie calculées respectivement selon les relations Eq. (1) et Eq. (2). Ces raideurs sont des grandeurs complexes se décomposant donc en un module et une phase. La mesure de la phase de la raideur dynamique qui est directement liée à celle de la densité interspectrale de puissance entre les efforts d'entrée/sortie et l'accélération peut être entachée d'erreur si un certain nombre de précautions métrologiques ne sont pas prises en compte. Or, il est

nécessaire de mesurer la phase de la raideur le plus précisément possible car nous devons disposer d'une information métrologique fiable et précise afin de pouvoir corrélérer et valider le modèle numérique développé en section 4 à la fois en module en et en phase. La méthodologie est introduite de manière générique mais est facilement transposable à notre cas particulier. Comme l'illustre la figure 10, nous souhaitons acquérir deux grandeurs physiques désignées dans le domaine de Fourier par $\Phi_1(\nu)$ et $\Phi_2(\nu)$ (accélération, effort par exemple) mesurées par l'intermédiaire de deux capteurs piézoélectriques S_1 et S_2 générant chacun deux charges électriques $Q_1(\nu)$ et $Q_2(\nu)$ converties par deux amplificateurs de charges A et B en tensions électriques $V_I(\nu)$ et $V_{II}(\nu)$ puis enregistrées comme tension $V_1(\nu)$ et $V_2(\nu)$ sur les voies 1 et 2 de notre carte d'acquisition NI 9234.

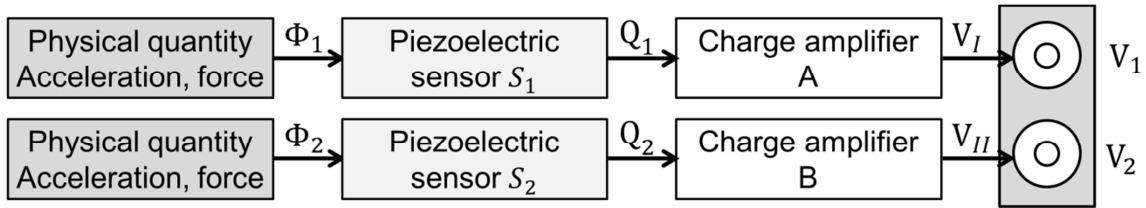


Figure 10. Conversion de grandeurs physiques en tension électrique par l'intermédiaire d'un capteur piézoélectrique et d'un amplificateur de charge.

L'hypothèse habituelle est admise que les deux capteurs piézoélectriques S_1 et S_2 transforment les grandeurs physiques $\Phi_i(\nu)$, $i = 1,2$ en charge électrique $Q_i(\nu)$, $i = 1,2$ par l'intermédiaire d'un filtrage fréquentiel selon :

$$Q_i(\nu) = M_{S_i}(\nu)\Phi_i(\nu), i = 1,2 \quad \text{Eq. (10)}$$

$M_{S_i}(\nu)$, $i = 1,2$ sont les sensibilités en charge des capteurs S_1 et S_2 . De la même manière, les amplificateurs de charges A et B convertissent les charges $Q_i(\nu)$, $i = 1,2$ en tension $V_I(\nu)$ et $V_{II}(\nu)$ par un filtrage avec les fonctions de transferts charge-tension $E_A(\nu)$ et $E_B(\nu)$ de chaque amplificateur A et B selon :

$$V_I(\nu) = E_A(\nu)Q_1(\nu) \quad \text{Eq. (11)}$$

$$V_{II}(\nu) = E_B(\nu)Q_2(\nu) \quad \text{Eq. (12)}$$

Enfin, les tensions $V_1(\nu)$ et $V_2(\nu)$ enregistrées par la carte d'acquisition sont également une version filtrée des tensions $V_I(\nu)$ et $V_{II}(\nu)$ par les fonctions de transfert $G_1(\nu)$ et $G_2(\nu)$ des voies 1 et 2 de la carte d'acquisition. Les tensions mesurées $V_1(\nu)$ et $V_{II}(\nu)$ s'écrivent alors :

$$V_1(\nu) = G_1(\nu)V_I(\nu) \quad \text{Eq. (13)}$$

$$V_2(\nu) = G_2(\nu)V_{II}(\nu) \quad \text{Eq. (14)}$$

Les tensions $V_1(\nu)$ et $V_2(\nu)$ réellement mesurées se mettent dès lors sous la forme :

$$V_1(\nu) = G_1(\nu)E_A(\nu)M_{S_1}(\nu)\Phi_1(\nu) \quad \text{Eq. (15)}$$

$$V_2(\nu) = G_2(\nu)E_B(\nu)M_{S_2}(\nu)\Phi_2(\nu) \quad \text{Eq. (16)}$$

En vertu du théorème des interférences, la densité interspectrale de puissance $S_{V_1, V_2}^{Measured}(\nu)$ entre les tensions mesurées sur les voies 1 et 2 s'exprime selon :

$$S_{V_1, V_2}^{Measured}(\nu) = G_1(\nu)E_A(\nu)M_{S_1}(\nu)G_2^*(\nu)E_B^*(\nu)M_{S_2}^*(\nu)S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(\nu) \quad \text{Eq. (17)}$$

$S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(\nu)$ est la densité interspectrale de puissance entre les grandeurs physiques Φ_1 et Φ_2 recherchées. L'opérateur $*$ désigne le complexe conjugué.

L'expression Eq. (17) permet d'écrire le déphasage $\angle S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(\nu)$ entre Φ_1 et Φ_2 selon :

$$\angle S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(\nu) = \angle S_{V_1, V_2}^{Measured}(\nu) - [\angle G_1(\nu) - \angle G_2(\nu) + \angle E_A(\nu) - \angle E_B(\nu) + \angle M_{S_1}(\nu) - \angle M_{S_2}(\nu)] \quad \text{Eq. (18)}$$

Le déphasage réel entre les grandeurs physiques Φ_1 et Φ_2 diffère donc de celui mesuré d'une quantité égale à la somme des termes entre parenthèse dans l'équation Eq. (18). Les phases $\angle M_{S_1}(v)$ et $\angle M_{S_2}(v)$ des fonctions de transfert des capteurs piézoélectriques utilisés dans les conditions de notre banc d'essai sont négligeables dans la bande spectrale de l'étude. S'agissant des accéléromètres, la fréquence de résonance de la fonction de transfert dépend uniquement des caractéristiques intrinsèques du capteur et est très largement supérieure à la fréquence maximale analysée ici. Concernant les capteurs d'efforts, cette fréquence de résonance est conditionnée à la fois par les capteurs eux-mêmes, mais également pas les conditions limites d'utilisation. En particulier, pour le capteur d'effort en sortie de système (B&K 8200) la fréquence de résonance dépend de l'impédance mécanique de la fondation et de la rigidité de la fixation. C'est pourquoi nous avons fixé rigidement ce capteur sur une masse extrêmement lourde ce qui garantit de pouvoir négliger le déphasage qu'il engendre [64]. Les déphasages $\angle G_1(v)$ et $\angle G_2(v)$ sont liés à la carte d'acquisition. Les amplificateurs de charges génèrent eux des déphasages $\angle E_A(v)$ et $\angle E_B(v)$ provoqués à la fois par leur électronique interne mais également par les réglages effectués par l'expérimentateur comme par exemple les phases des filtres passe-haut, passe-bas ou autres sélectionnés pour réaliser la mesure. Afin d'effectuer une correction en phase, il convient donc de quantifier chacun des termes précédents contribuant à l'écart entre $S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(v)$ et $\angle S_{V_1, V_2}^{Measured}(v)$.

Comme l'illustre la figure 11(a), le terme $\angle G_1(v) - \angle G_2(v)$ est facilement estimé en mesurant le déphasage inter-voies de la carte d'acquisition. Pour cela, la même tension $V_0(v)$ générée par la carte de sortie NI 9263 est acquise directement sur les voies 1 et 2 de la carte d'acquisition.

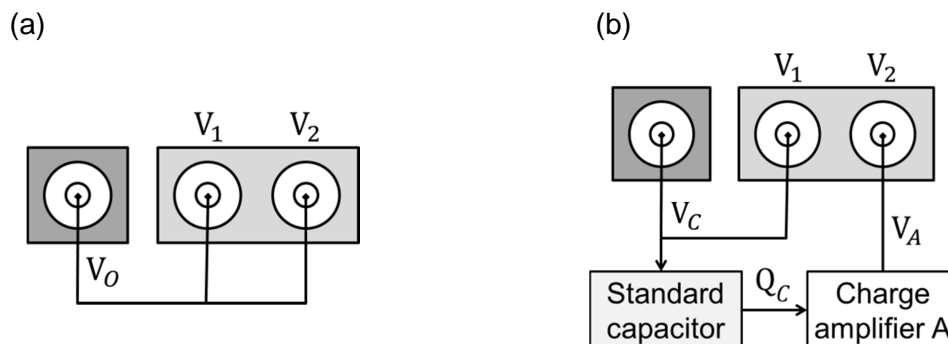


Figure 11. Schéma de la procédure utilisée pour le calibrage en phase du système de mesures :
(a) mesure du déphasage inter voies ; (b) mesure du déphasage de l'amplificateur de charge.

La phase de la densité interspectrale de puissance $S_{V_1, V_2}^{V_0}(v)$ ainsi mesurée prend alors la forme :

$$\angle S_{V_1, V_2}^{V_0}(v) = \angle G_1(v) - \angle G_2(v) \quad \text{Eq. (19)}$$

Pour estimer les déphasages $\angle E_A(v)$ et $\angle E_B(v)$ induits par les amplificateurs de charges, nous nous sommes inspirés des procédures d'étalonnage de ces appareils [75] et avons utilisé un condensateur pour générer une charge étalon. Comme le montre la figure 11(b), une tension $V_C(v)$ est envoyée sur les bornes d'un condensateur et provoque donc la création d'une charge $Q_C(v) = C_{\text{capacitor}}(v)V_C(v)$ convertie en tension $V_A(v)$ par l'amplificateur de charge A par exemple. $V_A(v)$ est ensuite enregistrée sur la voie 2 de la carte d'acquisition. $C_{\text{capacitor}}(v)$ est la capacité complexe du condensateur. $V_C(v)$ est également directement mesurée sur la voie 1 de la carte d'acquisition. Selon la même démarche que celle exposée précédemment, en appelant $S_{V_1, V_2}^{Capacitor, A}(v)$ la densité

interspectrale de puissance mesurée entre les voies 1 et 2 de la carte d'acquisition, la phase $\angle E_A(\nu)$ s'écrit :

$$\angle E_A(\nu) = \angle S_{V_1, V_2}^{V_0}(\nu) - \angle S_{V_1, V_2}^{Capacitor, A}(\nu) - \angle C_{Capacitor}(\nu) \quad \text{Eq. (20)}$$

De plus, nous faisons l'hypothèse supplémentaire que le condensateur utilisé comme étalon à un comportement de condensateur idéal dans notre gamme spectrale. Sa capacité est alors réelle pure et $\angle C_{Capacitor}(\nu)$ devient nulle. L'expression Eq. (20) se simplifie donc selon :

$$\angle E_A(\nu) = \angle S_{V_1, V_2}^{V_0}(\nu) - \angle S_{V_1, V_2}^{Capacitor, A}(\nu) \quad \text{Eq. (21)}$$

De manière similaire, en notant $\angle S_{V_1, V_2}^{Capacitor, B}(\nu)$ la densité interspectrale de puissance mesurée entre les voies 1 et 2 pour l'amplificateur de charges B, $\angle E_B(\nu)$ se calcule selon :

$$\angle E_B(\nu) = \angle S_{V_1, V_2}^{V_0}(\nu) - \angle S_{V_1, V_2}^{Capacitor, B}(\nu) \quad \text{Eq. (22)}$$

Finalement, le déphasage $\angle S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(\nu)$ se met sous la forme :

$$\angle S_{\Phi_1, \Phi_2}^{Real}(\nu) = \angle S_{V_1, V_2}^{Measured}(\nu) - \angle S_{V_1, V_2}^{V_0}(\nu) + \angle S_{V_1, V_2}^{Capacitor, A}(\nu) - \angle S_{V_1, V_2}^{Capacitor, B}(\nu) \quad \text{Eq. (23)}$$

Cette démarche générique de recalage en phase des mesures a été mise en œuvre dans notre cas particulier, en prenant comme grandeur physique Φ_1 l'effort de sortie F_O ou d'entrée F_I de notre système et comme grandeur Φ_2 l'accélération de la tête d'impédance. Le condensateur utilisé comme étalon est à couche mince de polypropylène métallisé. Il a une capacité de 5600 pF. La tension alimentant $V_C(\nu)$ a été ajustée, avec l'aide éventuelle de diviseur de tension, pour que la charge $Q_C(\nu)$ délivrée par le condensateur soit du même ordre de grandeur que les charges générées par les capteurs d'effort ou l'accéléromètre. Pour vérifier notre procédure de recalibrage en phase, nous avons mesuré la phase de la raideur de sortie $K_{dyn}^{Output}(\nu)$ pour un ressort. Étant donné, le très faible amortissement de l'acier du ressort, la phase de la raideur dynamique de ce dernier doit être quasi nulle. Pour assurer le positionnement correct du ressort, le support de la phalange a été remplacé par un support plat et l'indenteur cylindrique par un indenteur en forme de disque. La phase de la raideur dynamique $K_{dyn}^{Output}(\nu)$ est tracée sur la figure 12. Elle reste confinée dans une bande de $\pm 2^\circ$. D'autres mesures ont été réalisées pour des ressorts différents et conduisent aux mêmes résultats. La méthodologie de recalibrage en phase est dès lors validée.

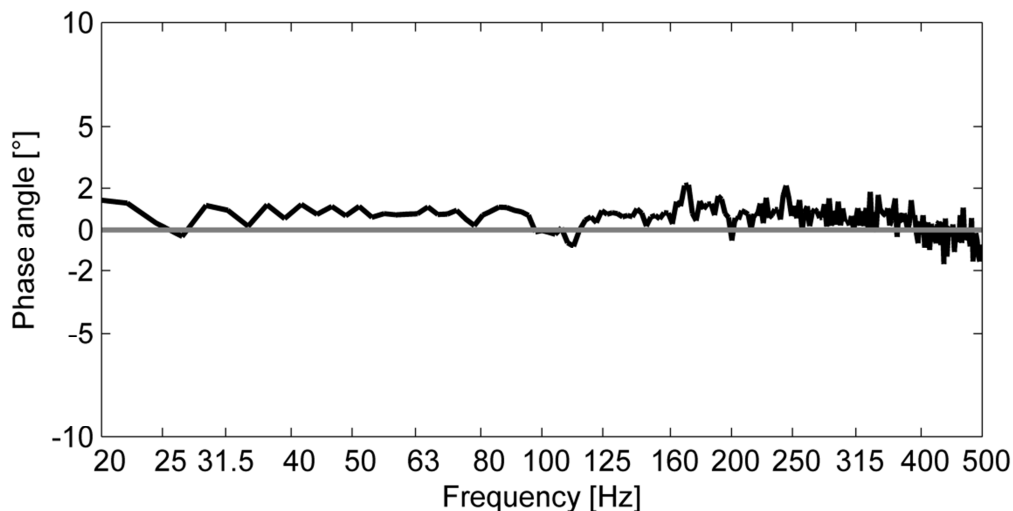


Figure 12. Angle de phase de la raideur dynamique de sortie pour le ressort de contrôle ; — banc d'essais INRS ; — ressort théorique.

3.3. Validation du banc d'essai

Pour valider la mesure des raideurs statique et dynamique, nous avons comparé les résultats issus de notre banc d'essai avec ceux réalisés sur des dispositifs expérimentaux de référence : machine de traction-compression quasi-statique et viscoanalyseur (Dynamic Mechanical Analyzer). L'échantillon testé est une mousse de polyuréthane de forme cylindrique de hauteur 14 mm et de diamètre 15 mm, choisie car présentant des caractéristiques mécaniques proches de celles de la phalange de l'index.

Les essais de compression quasi-statique ont été effectués sur une machine de marque Wolpert modèle Testatron 20TTZ avec une vitesse de déplacement de $1 \text{ mm}\cdot\text{min}^{-1}$. Pour notre banc d'essais, la procédure de mesure de l'effort quasi-statique de sortie F_o , exposée dans la section 3.1, a été mise en œuvre. Les courbes d'effort-déplacement sont tracées sur la figure 13.

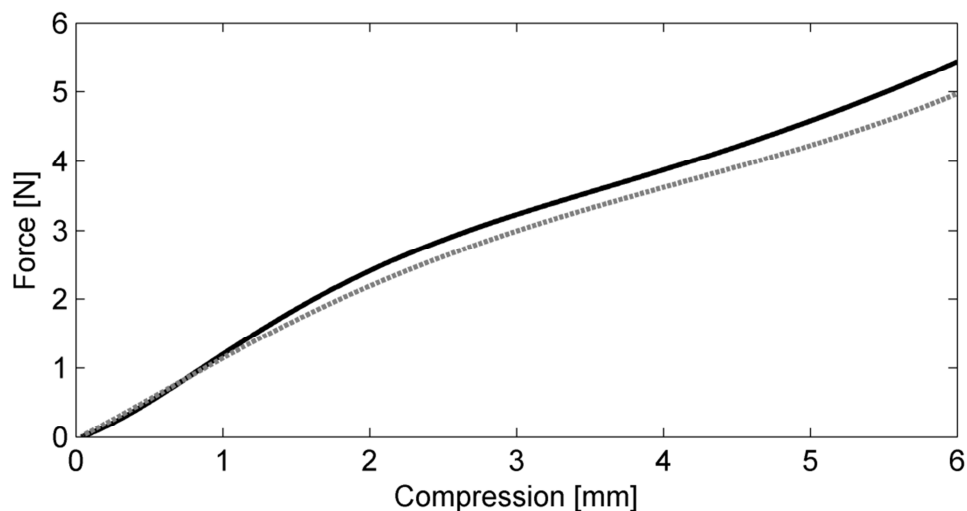


Figure 13. Validation quasi-statique du banc d'essai : courbe effort-déplacement pour la mousse de polyuréthane de référence ; — banc d'essais INRS ; - - - machine de traction-compression.

Les deux courbes d'effort-déplacement ont des allures très proches. Le dispositif INRS majore (comportement attendu en raison des phénomènes de relaxation) les résultats issus de la machine de traction-compression de référence à partir de 1mm d'écrasement. L'erreur relative entre ces deux mesures est de 9,2 % à 2 mm d'écrasement, 6,5 % à 4 mm et 8,5 % à 6 mm. Elle reste inférieure à 10 % ce qui est conforme à la précision pressentie au regard des biais potentiels explicités dans la section 3.1.

La raideur dynamique de la mousse de polyuréthane a été mesurée avec un viscoanalyseur Metravib VA 2000 considéré comme dispositif de référence. La mousse a préalablement été pré-chargée à un taux de compression de 15 % (rapport de la longueur compressée à la longueur initiale), puis vibrée par un sinus balayé par pas de 10 Hz entre 20 Hz et 100Hz. Ce viscoanalyseur a été asservi à un déplacement constant de 0,5 mm pour les neuf fréquences examinées. Concernant le banc d'essai INRS, nous nous sommes placés strictement dans les mêmes configurations expérimentales (taux de pré-chargement et déplacement de 0,5 mm pour les neuf fréquences). Le gain de la raideur dynamique mesurée avec les deux dispositifs métrologiques est présenté sur la figure 14(a). Il croît en fonction de la fréquence de manière similaire pour les raideurs issues deux bancs d'essais. Le palier de raideur visible pour les fréquences de 50 Hz, 60 Hz et 70 Hz est présent sur les deux courbes. L'écart relatif moyen entre les mesures est de l'ordre de 5 %. La phase de ces deux raideurs

dynamiques est quant à elle tracée sur la figure 14(b). À nouveau, l'allure générale des deux courbes est très proches et l'erreur relative entre ces deux phases reste inférieure à 6 %. En conclusion, nous disposons d'un dispositif expérimental fiable et précis permettant de mesurer des raideurs dynamiques de phalanges précontraintes à la fois en module et en phase.

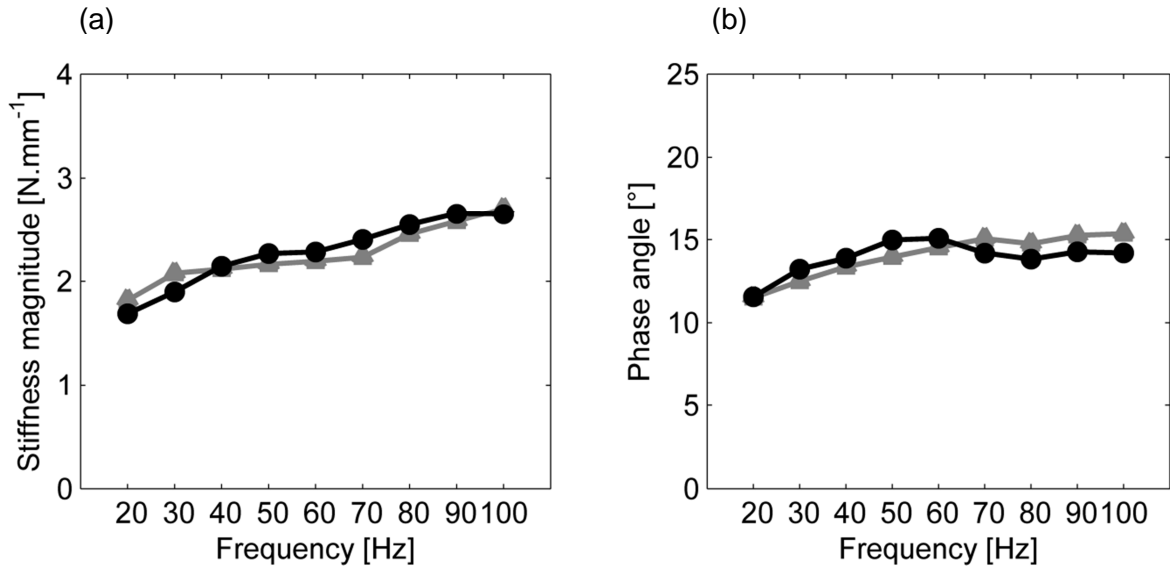


Figure 14. Validation dynamique du banc d'essais : (a) gain de la raideur dynamique pour la mousse de polyuréthane de référence ; (b) angle de phase de la mousse de polyuréthane de référence ; \bullet mousse avec le banc d'essais INRS ; \blacktriangle mousse avec le banc d'essais commercial.

3.4. Sujets et paramètres expérimentaux

3.4.1. Description du groupe de sujets

Les raideurs statiques et dynamiques ont été mesurées pour 20 sujets (8 femmes et 12 hommes) en bonne santé, non-fumeurs, âgés de 19 à 39 ans et ayant un seuil de sensibilité cutanée normal pour leur âge (taille 3.61 du mono-filament du test de Semmes-Weinstein). Plusieurs données anthropométriques ont été relevées. L'épaisseur de la phalange distale a été estimée selon la méthodologie exposée dans la section 3.1. La largeur de la phalange distale et la longueur de l'index ont été mesurés sur des imageries tridimensionnelles obtenues en scannant la main de chaque sujet avec un scanner laser. Des marqueurs anthropométriques communs à tous les sujets et facilement identifiables sur ces imageries ont été établis afin de standardiser la prise de côtes. La largeur de la phalange distale est définie comme la largeur dans le plan frontal (parallèle à la paume de la main) de l'articulation inter-phalangienne distale et la longueur de l'index comme celle entre l'extrémité du doigt et l'articulation métacarpo-phalangienne. Le volume de l'avant-bras est évalué simplement en mesurant la quantité d'eau déplacée lorsque le sujet place son avant-bras jusqu'au coude dans un récipient. Le tableau 3 résume les différentes caractéristiques anthropométriques moyennes relevées sur les sujets.

Caractéristiques générales					Caractéristiques de l'index			
	Age [year]	Taille [m]	Poids [kg]	BMI [-]	Volume de l'avant- bras [l]	Épaisseur [mm]	Largeur [mm]	Longueur [mm]
μ	22,9	1,7	66,3	22,4	1,2	13,5	17,2	78,1
σ	5,5	0,1	8,4	2,6	0,3	1,5	1,5	5,5

Tableau 3. Caractéristiques anthropométriques du groupe de sujets
 μ est la moyenne et σ l'écart type ; BMI est l'index de masse corporelle.

3.4.2. Paramètres d'étude et procédure expérimentale

Les raideurs quasi-statiques sont calculées classiquement comme les dérivées des efforts de sorties F_o par rapport aux déplacements de l'indenteur cylindrique et les raideurs dynamiques par la méthode des interspectres selon les relations Eq. (1) et Eq. (2).

Les raideurs dynamiques seront estimées pour le jeu des deux paramètres expérimentaux suivants : niveau *rms* de l'accélération de l'indenteur cylindrique en entrée de la phalange et pré-chargement quasi-statique. Les accélérations en entrée du système sont générées selon la méthodologie exposée dans la section 3.2.1. Elles ont le gabarit spectral donné sur la figure 8(a) et leur niveau *rms* fixé à : 2 m.s⁻², 5 m.s⁻², 10 m.s⁻², 15 m.s⁻² et 20 m.s⁻². La définition du niveau de pré-chargement n'est pas aussi immédiate. En effet, la technique qui consisterait à spécifier le pré-chargement par rapport à des valeurs absolues d'écrasements ou d'efforts n'est pas satisfaisante puisque les dimensions des phalanges testées et donc leurs épaisseurs ne sont bien évidemment pas identiques. De ce fait, un même écrasement ou de manière équivalente un même effort produirait chez deux sujets différents deux efforts ou respectivement deux écrasements distincts dont l'écart n'est pas nécessairement dû aux variations de propriétés mécaniques mais lié aux différences géométriques de départ. Par exemple, une phalange de 18 mm d'épaisseur comprimée à 3 mm ne serait pas dans le même état de précontrainte statique qu'une phalange de 11 mm comprimée de la même façon. Par ailleurs, un niveau de pré-chargement s'exprimant comme le taux de compression

relatif à l'épaisseur totale de la phalange (donnée disponible) ne permet pas non plus de définir un état de précontrainte de référence similaire à tous les sujets. Il faudrait pour cela définir le ratio de compression relatif à l'épaisseur de chair exprimée comme l'épaisseur totale de la phalange minorée de celle de l'os. Cette donnée n'étant pas disponible, nous avons pris comme état de précontrainte de référence entre tous les sujets, les points de fonctionnement (x_i, F_i) de la courbe efforts F_i déplacements x_i qui conduisent à la même raideur statique pour tous les sujets. La raideur statique étant la résultante macroscopique des champs de contraintes et déformations, nous considérons que c'est un indicateur pertinent pour définir un état de pré-chargement de référence. Ainsi les raideurs dynamiques, mesurées pour chaque sujet autour d'un chargement statique équivalent au sens d'iso raideur, peuvent être comparées. En pratique, à partir des courbes efforts déplacements, nous avons calculé pour chaque sujet le déplacement à réaliser pour atteindre les raideurs cibles du jeu de paramètres. La figure 15 illustre ces propos en montrant deux courbes efforts déplacements fictives avec deux points de fonctionnement (x_0, F_0) et (x_1, F_1) de déplacements et d'efforts différents mais conduisant à la même raideur K .

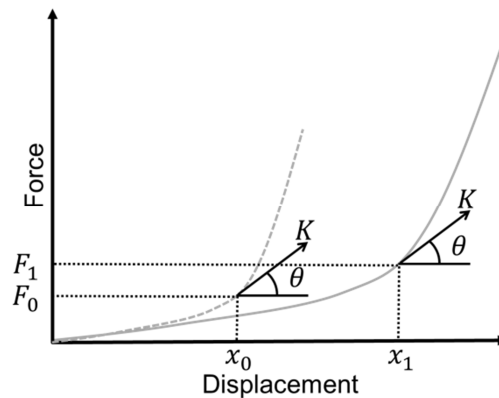


Figure 15. Exemple de définition d'un état de précontrainte à iso-raideur.

La mesure de la raideur quasi-statique remplit donc le double objectif de caractérisation mécanique statique des phalanges et de définition d'un état de pré-chargement pour l'analyse dynamique. Les niveaux de précontrainte sélectionnés comme paramètres d'étude sont les quatre raideurs quasi-statiques suivantes : 2 N.mm⁻¹, 5 N.mm⁻¹, 8 N.mm⁻¹ et 10 N.mm⁻¹. Le tableau 4 synthétise les cinq accélérations et les quatre états de précontrainte permettant de construire les vingt paramètres examinés.

Forme de l'indenteur	Niveau d'accélération [m.s ⁻² rms]					Raideur quasi-statique [N.mm ⁻¹]			
	2	5	10	15	20	2	5	8	10
Cylindre de diamètre 7 mm									

Tableau 4. Résumé des paramètres utilisés pour la mesure des raideurs dynamiques.

3.5. Mesure des raideurs statiques et dynamiques

3.5.1. Raideur statique

Les raideurs quasi-statiques sont calculées comme les dérivées par rapport aux déplacements des courbes efforts déplacements ; l'effort correspondant à celui mesuré en sortie de système et la distance du déplacement à celle obtenue par le télémètre laser. Pour chaque sujet, il est ainsi possible de tracer la raideur en fonction de l'écrasement. Le banc de mesure ne permet pas d'accéder aux raideurs statiques pour les très faibles compressions car dans ce cas, les efforts induits sont trop petits pour être enregistrés avec précision étant donnée la dynamique de mesure des capteurs de force sélectionnés. Mais cette limitation n'est pas un inconvénient car le comportement en faible écrasement de la phalange distale n'entre pas dans le cadre de cette étude. En effet sauf cas particulier, lors d'une utilisation concrète de machines portatives vibrantes, les efforts de serrages nécessaires au maintien de l'outil provoquent généralement des écrasements importants des tissus mous de la main.

Nous avons tracé sur la figure 16 les raideurs statiques en fonction de l'écrasement pour cinq sujets (les courbes des autres sujets sont similaires mais non présentées pour des raisons de clarté de visualisation des résultats). Les raideurs statiques pour l'ensemble des sujets suivent la même allure générale qui peut être décomposée en deux phases principales. Dans la première phase, la raideur reste peu importante et sa pente faible jusqu'à une distance de compression élevée au regard de la distance maximale mesurée. Puis dans la deuxième phase, à partir de ce niveau de compression, une rupture de pente brutale apparaît. La raideur prend dès lors des valeurs plus grandes et croît rapidement avec l'augmentation de l'écrasement. Ce comportement est identique à celui observé dans certains élastomères ou certaines mousses alvéolaires à base de polyuréthane par exemple.

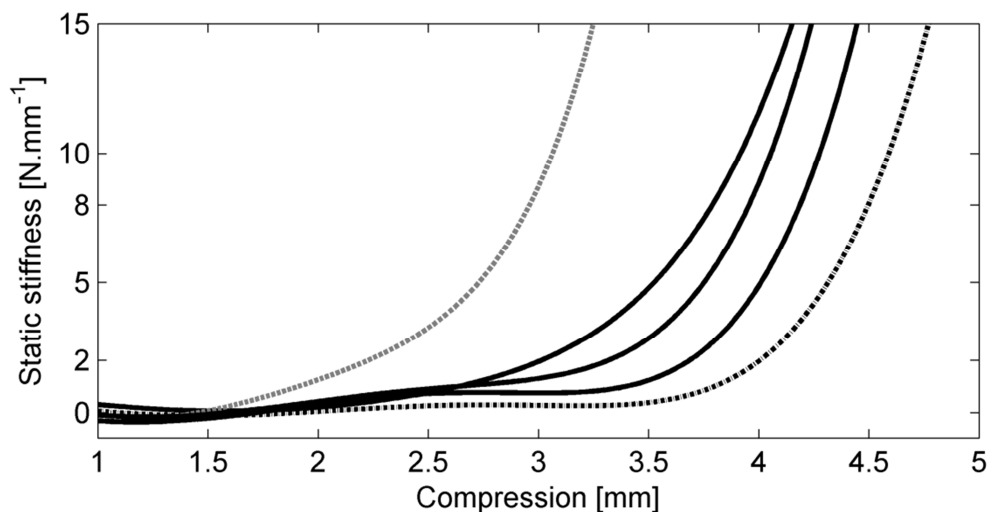


Figure 16. Exemple de raideur statique pour cinq sujets ; ----· sujet avec une raideur élevée à partir d'une compression modérée, - · - sujet avec une raideur élevée à partir d'une compression importante.

L'exploitation des raideurs statiques, exprimée comme une fonction de l'écrasement, permet de mettre en évidence les observations qualitatives précédentes, mais est mal adaptée à une analyse quantitative ayant pour objectif de décrire le comportement quasi-statique moyen des phalanges distales du groupe de sujet. En effet, pour les mêmes raisons que celles évoquées dans la section 3.4.2, construire une raideur moyenne à partir des raideurs de chaque sujet n'a pas de sens en raison de la disparité des proportions anthropométriques

interindividuelles. Par exemple, la raideur en pointillée gris sur la figure 16 est d'environ 10 N.mm^{-1} pour 3mm de compression alors que la raideur en pointillée noire pour ce même déplacement est très faible. Il paraît clair que la moyenne de ces deux courbes n'apporte pas d'information pertinente et exploitable. Notre objectif est dès lors de construire une métrique mathématique qui permette de décrire le comportement quasi-statique des phalanges tout en s'affranchissant (au moins indirectement) de la dépendance en écrasement. Cette quantité pourra alors être moyennée sur le groupe de sujets pour synthétiser l'ensemble des informations renseignant sur le comportement quasi-statique des phalanges. Les variations dues à des différences de propriétés mécaniques et de géométries seront alors prises en compte dans cette nouvelle grandeur.

L'observation du faisceau de courbes de raideurs (cf. figure 16) montre, au moins qualitativement, que l'augmentation de la raideur est d'autant plus rapide que cette dernière a un niveau élevée. En d'autres termes, plus la raideur est grande, plus elle a tendance à croître. Nous pouvons qualifier ce comportement par la notion subjective de « progressivité » qui caractérise l'évolution de la raideur. Mathématiquement cela se traduit par des pentes de raideur de plus en plus grandes lorsque celle-ci augmente. Supposons que la raideur K_{Sub_i} du sujet Sub_i s'écrive comme une fonction $k_{Sub_i}(x)$ du déplacement x et que celle K_{Sub_j} du sujet Sub_j comme une fonction $k_{Sub_j}(x)$. Ces raideurs K_{Sub_i} et K_{Sub_j} atteignent une valeur cible K pour respectivement des déplacements x_i et x_j tels que :

$$K = k_{Sub_i}(x_i) \quad \text{Eq. (24)}$$

$$K = k_{Sub_j}(x_j) \quad \text{Eq. (25)}$$

En supposant l'existence de $k_{Sub_i}^{-1}$ et $k_{Sub_j}^{-1}$, les fonctions réciproques de k_{Sub_i} et k_{Sub_j} , les variations de raideurs autour des points x_i et x_j s'expriment selon :

$$K'_{Sub_i} = k'_{Sub_i} \circ k_{Sub_i}^{-1}(K) \quad \text{Eq. (26)}$$

$$K'_{Sub_j} = k'_{Sub_j} \circ k_{Sub_j}^{-1}(K) \quad \text{Eq. (27)}$$

L'opérateur g' désigne la dérivée de g par rapport à x et $g \circ f$ la composée de f par g .

En utilisant les relations Eq. (24) à Eq. (27), il est possible de tracer pour chaque sujet, la variation de raideurs K'_{Sub_i} comme une fonction de la raideur K . Cette relation contient une partie de l'information sur le comportement statique du sujet Sub_i . Elle s'exprime indépendamment du déplacement et peut être moyennée entre les sujets. Nous choisissons donc la dérivée de raideur en fonction de la raideur comme métrique d'analyse des propriétés quasi-statiques. La moyenne, ainsi que l'intervalle de confiance à 95 % de cette métrique pour l'ensemble du groupe de sujets, sont tracés sur la figure 17. La dérivée de la raideur est bien une fonction croissante de la raideur (croissance rapide de la raideur pour de fortes valeurs). La largeur du demi-intervalle de confiance à 95 % relativement à la moyenne est de l'ordre de 8 %. Cette variabilité interindividuelle est faible ; la progressivité de la raideur est donc une grandeur qui varie peu d'un individu à l'autre.

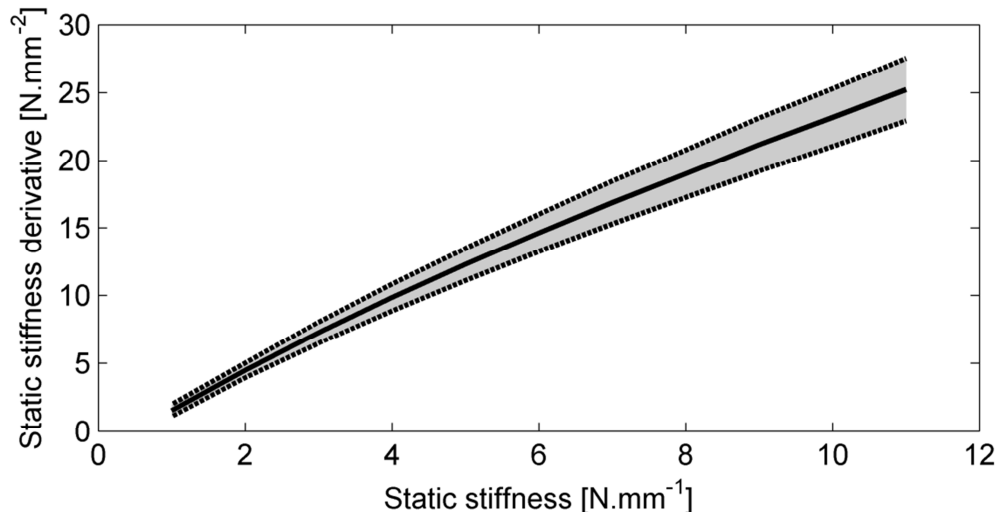


Figure 17. Métrique proposée pour caractériser l'état de précontrainte statique de la phalange :
 — dérivée de la raideur en fonction de la raideur ; valeur moyenne ; [] intervalle de confiance à 95 %.

La progressivité de la raideur, c'est-à-dire la relation qui relie K' à K est définie par une fonction \mathcal{G} telle que $K' = \mathcal{G}(K)$. La relation entre l'effort et le déplacement peut ensuite être calculée par double intégration de \mathcal{G} en ajoutant les deux conditions supplémentaires : effort nul pour un déplacement nul et effort de valeur fixée pour un déplacement particulier donné. La progressivité de raideur sera surtout utilisée dans le cadre de l'identification de la loi de comportement statique du modèle éléments finis.

3.5.2. Raideur dynamique

Le comportement dynamique des phalanges distales est caractérisé à partir des raideurs dynamiques d'entrée et de sortie $K_{dyn}^{Input}(\nu)$ et $K_{dyn}^{Output}(\nu)$ calculées selon les expressions Eq. (1) et Eq. (2) et moyennées sur l'ensemble des sujets. Notre objectif est d'analyser et de quantifier de quelle manière ces raideurs dynamiques sont influencées par les trois paramètres suivants : fréquence, amplitude de l'excitation vibratoire et pré-chargement statique. L'étude paramétrique sera menée soit directement sur les raideurs d'entrée et de sortie, soit sur la puissance moyenne dissipée par la phalange distale sur un cycle de vibration. Nous adoptons le vocabulaire issu de la discipline de la rhéologie c'est-à-dire que la partie réelle de la raideur dynamique est appelée module de stockage et la partie imaginaire module de perte (dans le cas de la raideur d'entrée celui-ci est directement lié à la puissance dissipée). Par ailleurs, il est important de noter que les raideurs dynamiques $K_{dyn}^{Input}(\nu)$ et $K_{dyn}^{Output}(\nu)$ ne peuvent *a priori* pas être utilisées pour identifier directement un modèle de comportement viscoélastique de type rhéologique comme cela se fait en analyse mécanique dynamique classique [76] car les hypothèses idoines ne sont pas remplies. Nous montrerons en particulier que les effets d'inertie deviennent prépondérants à partir de 125 Hz et que dès lors les méthodes de caractérisation sub-résonnantes ne peuvent s'appliquer [77]. Néanmoins, les résultats seront souvent analysés sous l'optique de la rhéologie car cette discipline permettra de proposer des pistes d'explication de certains des phénomènes mis en évidence.

3.5.3. Comportement général en fréquence et variabilité interindividuelle

Les modules de stockage (appelé aussi module d'élasticité), de perte et la phase de la moyenne des raideurs de sortie $K_{dyn}^{Output}(\nu)$ sont tracés sur la figure 18 pour la configuration

expérimentale suivante : amplitude de l'excitation vibratoire $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et pré-chargement quasi-statique correspondant à une raideur statique de 8 N.mm^{-1} . Ces paramètres ont été choisis car la raideur dynamique ainsi obtenue permet de caractériser très distinctement le comportement dynamique de la phalange distale.

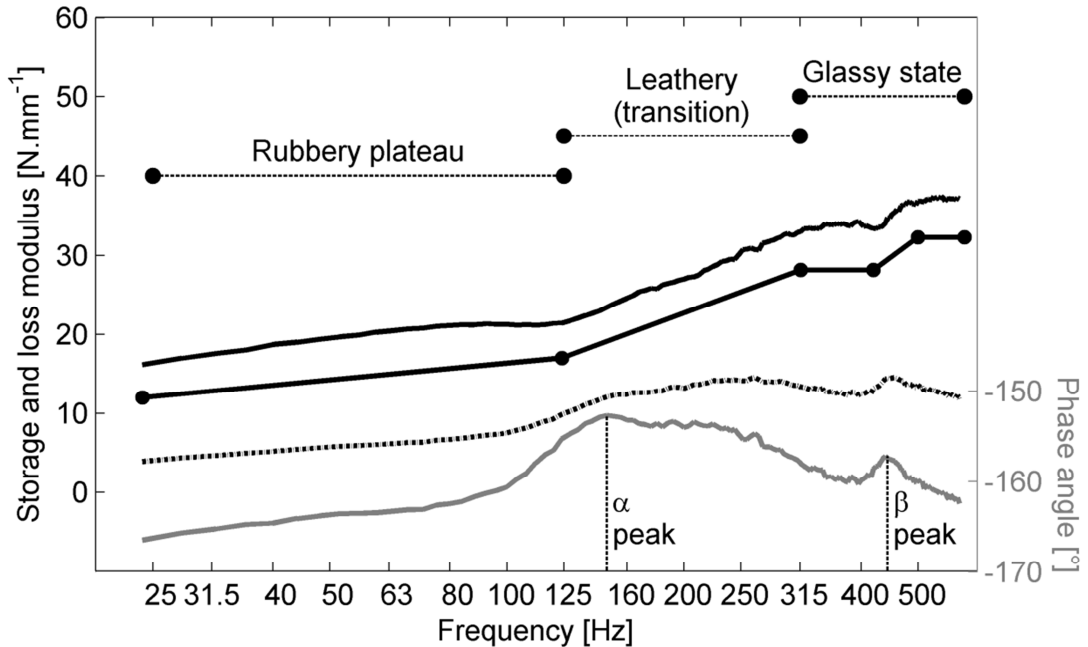


Figure 18. Trois façons différentes de représenter la raideur dynamique de sortie pour la condition expérimentale : accélération de $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et précontrainte 8 N.mm^{-1} ; l'axe de gauche est attribué aux modules de la raideur, celui de droite son angle de phase ; — module de stockage ; - - - module de perte ; — angle de phase ; ● interpolation linéaire par morceaux du module de stockage avec un décalage de -5 N.mm^{-1} pour une meilleure visualisation.

D'une manière générale, le module de stockage de la raideur augmente continuellement lorsque la fréquence croît. Le premier phénomène mis en évidence est donc celui d'un raidissement de la phalange distale avec l'élévation de la fréquence de l'excitation vibratoire. Le module de stockage passe de 16 N.mm^{-1} pour une fréquence de 25 Hz à 37 N.mm^{-1} pour une fréquence de 500 Hz . La phalange distale est donc plus de deux fois plus raide à 500 Hz qu'à 25 Hz . Plus précisément, la partie réelle de la raideur fait apparaître trois zones fréquentielles distinctes. Une première zone entre 25 Hz et 125 Hz où la raideur est d'environ 20 N.mm^{-1} et sa variation modérée (pente 2 N.mm^{-1} par octave). Une seconde zone entre 125 Hz et 315 Hz dans laquelle le module de stockage croît fortement, passant de 21 N.mm^{-1} à 33 N.mm^{-1} avec une pente moyenne de 9 N.mm^{-1} par octave. La dernière zone se situe entre 315 Hz et 550 Hz (limite spectrale de nos mesures) où deux paliers sont séparés par une transition de forte croissance de raideur (pente de 16 N.mm^{-1} par octave). Les formes des courbes de raideurs de la figure 18 sont similaires à celles mesurées avec un viscoanalyseur pour des polymères amorphes [76] p. 26 et [77] p. 228. C'est pourquoi, par analogie avec la rhéologie, nous avons utilisé la dénomination couramment employée dans cette discipline pour désigner les trois zones fréquentielles décrites précédemment. Comme l'illustre la figure 18, la raideur des phalanges est donc constituées d'un plateau caoutchoutique de faible raideur jusque 125 Hz , d'une montée brusque en raideur entre 125 Hz et 315 Hz appelée transition vitreuse conduisant ensuite à un état vitreux de plus grande raideur (plus de deux fois celle du plateau caoutchoutique). La phase de la raideur dynamique présente deux maxima locaux à 150 Hz et 450 Hz associés à deux points d'inflexion de la partie réelle de la raideur. Dans le domaine de la rhéologie, le premier maximum local est appelé α peak ou relaxation α , il est lié à un point d'inflexion dans la zone

de transition vitreuse. Le second maximum local est dénommé β peak ou relaxation β , il est relatif à un point d'inflexion dans la montée en raideur de l'état vitreux.

Comme nous l'explicitons plus en détail ci-après, les tissus conjonctifs de la phalange distale ont une structure macromoléculaire similaire à celle des polymères amorphes. Les raideurs dynamiques des phalanges distales ont de ce fait des allures proches de celles mesurées pour certains élastomères. La rhéologie des élastomères permet dès lors de mieux comprendre le comportement mécanique des phalanges distales. Les propriétés viscoélastiques sont liées d'une part aux réarrangement moléculaires, à différentes échelles, induits par les vibrations et d'autre part à des effets couplés d'interaction entre les phases solides et fluides des tissus conjonctifs [77,78]. Pour les basses fréquences, c'est-à-dire dans la zone du plateau caoutchoutique, les caractéristiques mécaniques sont pilotées par l'enchevêtrement et la quantité de nœuds de liaisons des longues chaînes de macromolécules. Dans la zone de transition vitreuse les propriétés viscoélastiques sont dominées par des réarrangements moléculaires de segments de polymères. Ces segments sont suffisamment petits pour que l'enchevêtrement et les nœuds de liaisons jouent un rôle mineur. Enfin dans la zone vitreuse, la viscoélasticité est associée à des mouvements locaux (à plus petite échelle que précédemment) de petits segments des chaînes principales des polymères ou à des groupes secondaires accrochés aux chaînes principales.

Plus précisément, nous faisons l'hypothèse que les propriétés viscoélastiques des phalanges distales sont principalement induites par la matrice extracellulaire [79] des tissus conjonctifs des différents éléments anatomiques constituant la phalange (peau, tissus adipeux, cartilage, liquide synoviale, tendons, ligaments, artères, os, etc.). La matrice extracellulaire occupe l'espace entre les cellules, les nourrit et les soutient. Elle est constituée d'un réseau complexe de macromolécules pouvant se regrouper en trois grands types [80] p. 432-443 : i) des protéines fibreuses très volumineuses : le collagène et l'élastine ; ii) des glycoprotéines moins volumineuses assurant l'adhésion des différents constituants de la matrice avec les cellules ou entre eux ; iii) des glucides complexes (polysaccharides), les glycosaminoglycane, souvent fixés à une protéine pour former des protéoglycane. Ils constituent un gel hydraté de remplissage de la matrice piégeant de l'eau. Les glycoprotéines d'adhésion et les polysaccharides forment une substance gélifiée appelée substance fondamentale. Comme l'illustre la figure 19 (réalisée en s'inspirant et sélectionnant les informations utiles d'illustrations issues de [19] p. 8-15, [79] p. 161, [80] p. 432-443 et [81]), le plus important polysaccharide de la substance fondamentale des phalanges distales est l'acide hyaluronique. Les chaînes d'acide hyaluronique possèdent des chaînes secondaires de protéoglycane (dans le derme le versican : un type de protéoglycane particulier) liées par l'intermédiaire de glycoprotéines d'adhésion à des éléments de la matrice extracellulaire tels que le collagène et l'élastine. Cet assemblage complexe de macromolécules confère aux phalanges distales un comportement viscoélastique similaire à celui des élastomères. Les propriétés de dissipation de l'énergie vibratoire s'explique [82,83] dès lors, soit par des réarrangements moléculaires des différents composants de la matrice extracellulaire (plus spécifiquement dans le collagène et dans la substance fondamentale), soit par des mouvements induisant des frottements visqueux entre les phases fluides (substance fondamentale) et solides (collagène, élastine).

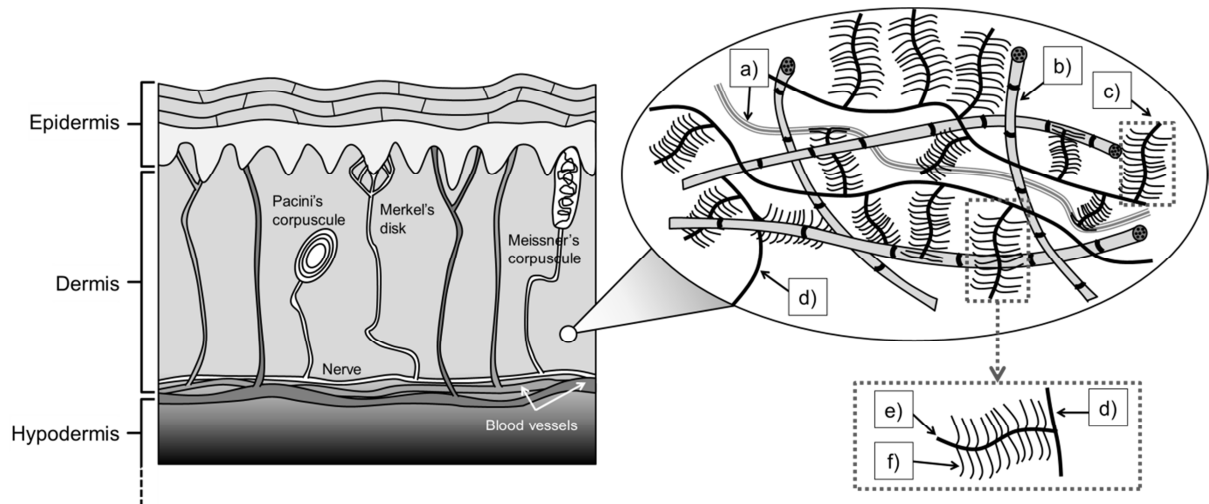


Figure 19. Couches de la peau avec le système vasculaire et quelques mécanorécepteurs comme exemple de cellules et focus spécifique sur la matrice extracellulaire impliquée dans le comportement viscoélastique des tissus biologiques ; a) élastine, b) collagène, c) protéoglycane, d) acide hyaluronique, e) glycosaminoglycane, f) protéine cœur.

Classiquement en rhéologie, les essais dynamiques sont conduits sur des éprouvettes de formes géométriques simples et pour des fréquences très inférieures à la première fréquence de résonance du spécimen testé. Dans ce cas, après une éventuelle correction apportée par le biais d'un facteur de forme lié à la géométrie de l'éprouvette, les modules de stockage, de perte et la phase de la raideur dynamique permettent de connaître la relation entre les contraintes et déformations dynamiques ; c'est-à-dire de caractériser les propriétés viscoélastiques du matériau du spécimen de test. Cependant, les conditions précédentes ne sont pas satisfaites pour les mesures sur les phalanges distales du groupe de sujets. Bien évidemment, les géométries des phalanges sont complexes et ces dernières sont constituées de plusieurs matériaux de comportement viscoélastique *a priori* différents (os, tissus conjonctifs, cartilage, ongle, etc.). Par ailleurs, comme l'illustre la figure 20, les effets d'inertie ne sont plus négligeables à partir d'une fréquence d'environ 125 Hz. Au-delà de cette fréquence les modules de stockage des raideurs d'entrée et de sortie diffèrent fortement; ce qui ne se produirait pas dans le cas où les effets d'inertie seraient négligeables. En résumé, dans notre situation, la mesure des raideurs complexes ne peut pas être exploitée aussi simplement qu'en rhéologie classique pour identifier des lois viscoélastiques et une identification sur un modèle complet de phalange devra être effectuée.

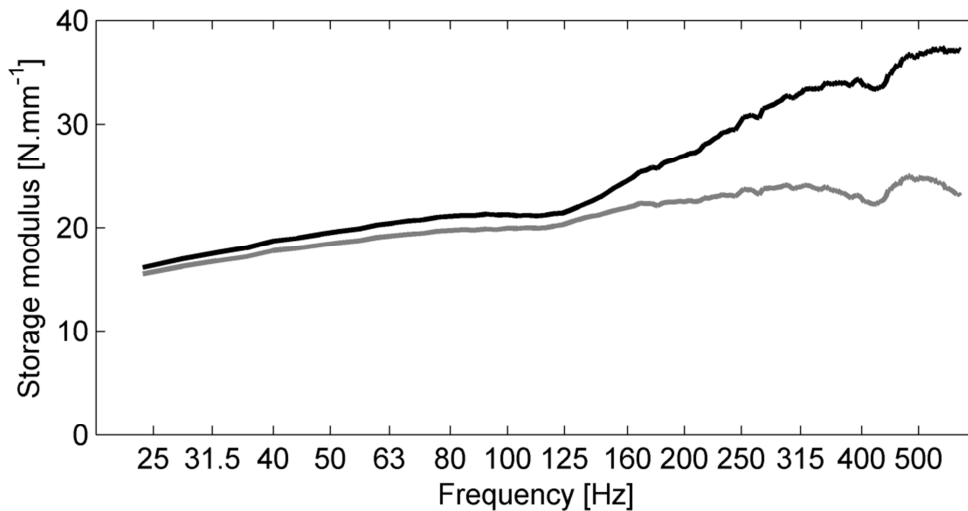


Figure 20. Comparaison des raideurs dynamiques d'entrée et de sortie pour la condition expérimentale accélération de $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et précontrainte de 8 N.mm^{-1} ; — module de stockage de la raideur d'entrée ; — module de stockage de la raideur de sortie.

Deux remarques supplémentaires peuvent être formulées à partir des courbes de la figure 20. Tout d'abord, il est à noter que la raideur d'entrée tout comme celle de sortie fait apparaître un plateau caoutchoutique, suivi d'une zone de transition vitreuse et finalement d'un état vitreux. Même si les formes de ces deux courbes ne sont pas semblables en raison de l'influence des effets d'inertie, les fréquences limitant les trois zones précédentes, tout comme celles associées aux relaxations α et β sont identiques pour les deux raideurs d'entrée et de sortie. Par ailleurs, ces deux raideurs ne permettent pas de visualiser clairement des fréquences de résonance en raison probablement d'une densité et d'un amortissement modal élevés conduisant à un recouvrement et à une atténuation importants des modes propres.

Par ailleurs, afin d'avoir une idée de la dispersion de mesures des raideurs de sortie, nous avons quantifié la variation interindividuelle par le biais de l'intervalle de confiance à 95 %. La raideur de sortie moyenne et l'intervalle de confiance à 95 % sont donnés sur la figure 21 pour la configuration niveau d'accélération $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et pré-chargement quasi-statique de 8 N.mm^{-1} . La demi-largeur de l'intervalle de confiance à 95 % est dans ce cas de 20 % et il reste du même ordre de grandeur pour toutes les autres configurations expérimentales.

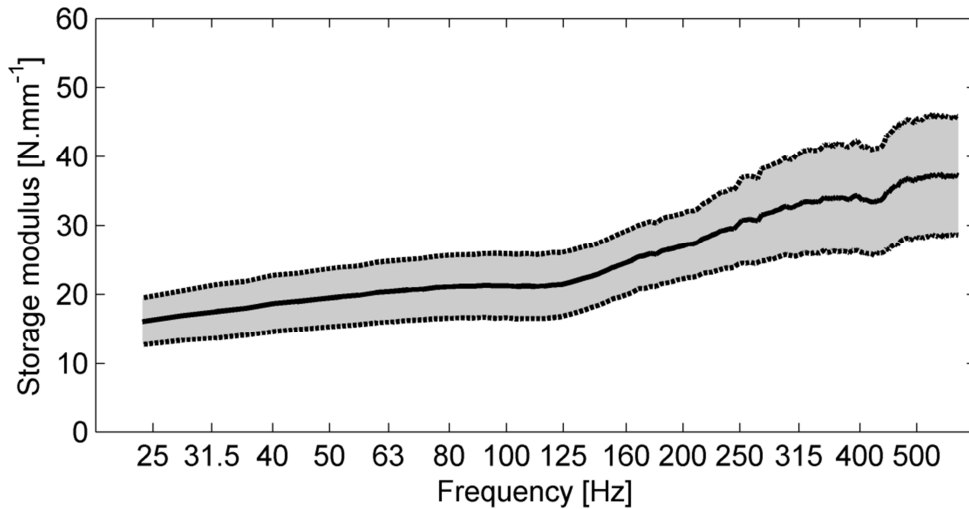


Figure 21. Dispersion interindividuelle pour le module de stockage de sortie pour la condition expérimentale accélération de $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et précontrainte de 8 N.mm^{-1} ;
 ——— moyenne ; [shaded area] intervalle de confiance à 95 %.

Outre les raideurs dynamiques d'entrée et de sortie, le dispositif expérimental permet d'estimer des grandeurs relatives à la puissance mécanique échangée entre l'indenteur cylindrique et la phalange distale. En effet, en supposant que la force générée par l'indenteur sur la phalange soit ponctuelle, la puissance moyenne \mathcal{P}_{ext} développée par cette dernière et injectée dans la phalange distale s'exprime par intégration fréquentielle de la densité interspectrale de puissance entre la force F_I et la vitesse V au point d'application selon :

$$\mathcal{P}_{ext} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{F_I, V}(\nu) d\nu \quad \text{Eq. (28)}$$

L'expression Eq. (28) se met sous la forme suivante faisant apparaître la raideur dynamique d'entrée $K_{dyn}^{Input}(\nu)$ et l'autospectre de puissance $S_{A,A}(\nu)$ de l'accélération A :

$$\mathcal{P}_{ext} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{(2\pi\nu)^3} \text{Im} \left(K_{dyn}^{Input}(\nu) \right) \right] S_{A,A}(\nu) d\nu \quad \text{Eq. (29)}$$

Dans le cas particulier d'une excitation purement harmonique de fréquence ν_0 et d'amplitude a_0 , la puissance moyenne des forces extérieures devient :

$$\mathcal{P}_{ext} = \left[\frac{1}{(2\pi\nu_0)^3} \text{Im} \left(K_{dyn}^{Input}(\nu_0) \right) \right] \frac{a_0^2}{2} \quad \text{Eq. (30)}$$

La variation d'énergie cinétique étant nulle sur un cycle de vibration, la puissance moyenne des efforts extérieurs est, au signe près, égale à la puissance moyenne des efforts intérieurs. L'expression Eq. (30) correspond alors à la puissance moyenne dissipée par la phalange sur un cycle de vibration. Cette puissance dissipée est pilotée, naturellement, par l'amplitude de l'excitation, mais également par la partie imaginaire de la raideur dynamique d'entrée. L'influence des différents paramètres (fréquence, amplitude, pré-chargement) sur la dissipation d'énergie sera étudiée par l'intermédiaire de la grandeur $\mathcal{Ker}(\nu)$, que nous appelons *noyau de puissance à iso-accélération*, s'exprimant selon :

$$\mathcal{Ker}(\nu) = \left[\frac{1}{(2\pi\nu)^3} \text{Im} \left(K_{dyn}^{Input}(\nu) \right) \right] \quad \text{Eq. (31)}$$

Dans le domaine des vibrations main-bras, le niveau vibratoire est défini, le plus souvent, par l'amplitude de l'accélération de l'excitation. C'est pourquoi, nous avons choisi $\mathcal{K}_{er}(v)$ plutôt que $Im(K_{dyn}^{Input}(v))$ pour caractériser les propriétés de dissipation énergétique des phalanges distales. Le noyau de puissance à iso-accélération est tracé sur la figure 22 pour la configuration : niveau d'accélération $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et pré-chargement quasi-statique de 8 N.mm^{-1} .

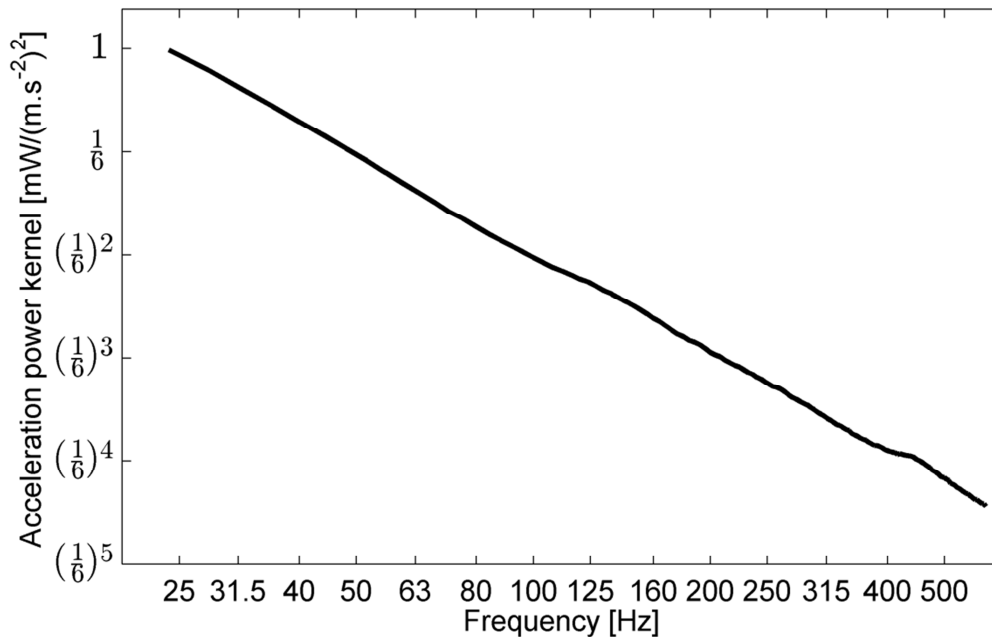


Figure 22. Noyau de puissance à iso-accélération pour la condition expérimentale accélération de $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et précontrainte de 8 N.mm^{-1} .

La décroissance du noyau de puissance en fonction de la fréquence est quasi-linéaire. La pente de la droite d'interpolation est d'environ $-7,6 \text{ dB/octave}$, c'est-à-dire que le noyau de puissance à iso-accélération, donc la puissance dissipée s'agissant d'une excitation harmonique, est divisé par 6 par doublement de fréquence. Comme nous le verrons dans les sections 3.5.4 et 3.5.5 ce comportement reste vrai quelques soit l'amplitude d'excitation et la précharge statique. Nous pouvons donc établir la règle empirique suivante : lorsqu'une phalange est précontrainte puis vibrée harmoniquement par un indenteur cylindrique de diamètre 7 mm, à iso-niveau d'accélération, un doublement de fréquence entraîne une réduction par 6 de la puissance dissipée par la phalange distale.

Lorsque l'excitation vibratoire est sinusoïdale, l'expression Eq. (30) relie la puissance dissipée par la phalange distale à l'amplitude de l'accélération et à la fréquence. À partir de cette relation, il est alors possible de tracer des abaques d'iso-valeur de puissance dissipée en fonction du niveau *rms* de l'accélération sinusoïdale et de sa fréquence. De tels abaques sont présentés sur la figure 23. Le noyau de puissance à iso-accélération utilisé pour obtenir ces abaques correspond à celui de la configuration expérimentale : niveau d'accélération $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et pré-chargement quasi-statique de 8 N.mm^{-1} . Nous montrerons, dans les sections suivantes, que ce noyau de puissance dépend du pré-chargement quasi-statique mais pas de l'amplitude de l'excitation. Pour chaque précontrainte statique des abaques du même type mais différents de ceux de la figure 23 peuvent être tracés.

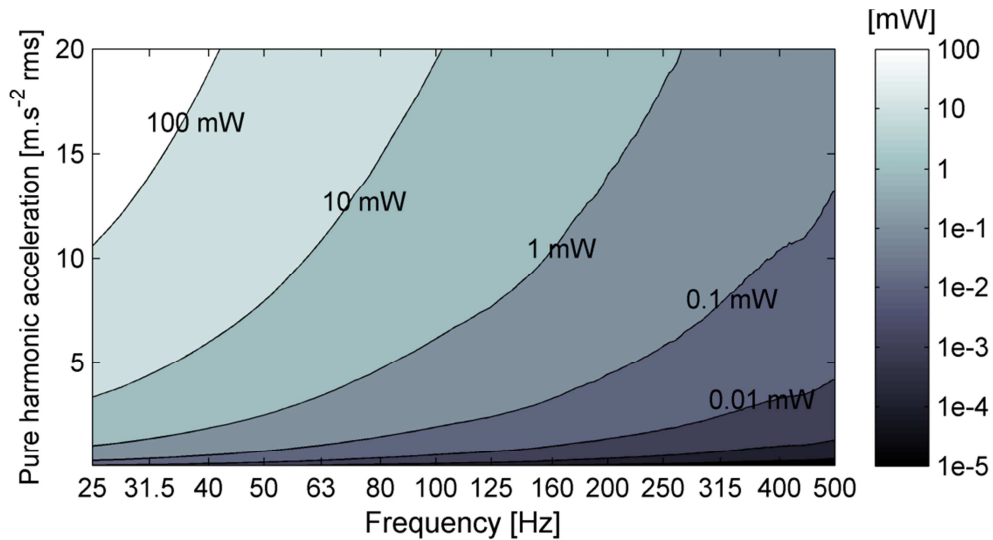


Figure 23. Abaques d'iso-puissance dissipée par une vibration harmonique pure et un chargement de 8 N.mm^{-1} . La puissance dissipée est calculé avec le noyau de puissance à iso-accélération de la condition expérimentale accélération de $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ et précontrainte de 8 N.mm^{-1} .

Ces abaques sont particulièrement intéressants car, d'une part il donne une vue d'ensemble de la variation de la puissance dissipée selon les deux axes : niveau d'accélération et fréquence et d'autre part, ils permettent de sélectionner rapidement un couple niveau d'accélération/fréquence conduisant à une puissance dissipée donnée. Ainsi par exemple, il est facile de connaître quels sont les couples niveau/fréquence pour lesquels la puissance dissipée est inférieure à 1 mW . Dans l'hypothèse où nous serions capables de relier le développement des pathologies vibratoires à un seuil de puissance dissipée à ne pas dépasser, de tels abaques permettraient dès lors de sélectionner les couples amplitude/fréquence à proscrire.

3.5.4. Effets du pré-chargement pour un niveau vibratoire fixé

L'influence de la pré-charge quasi-statique, pour un niveau fixé d'accélération, est analysée sous l'angle des quatre grandeurs suivantes : modules de stockage et de perte, phase de la raideur de sortie et noyau de puissance à iso-accélération. Ces quatre quantités sont tracées sur les figures 24(a), (b), (c) et (d) pour une accélération $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$.

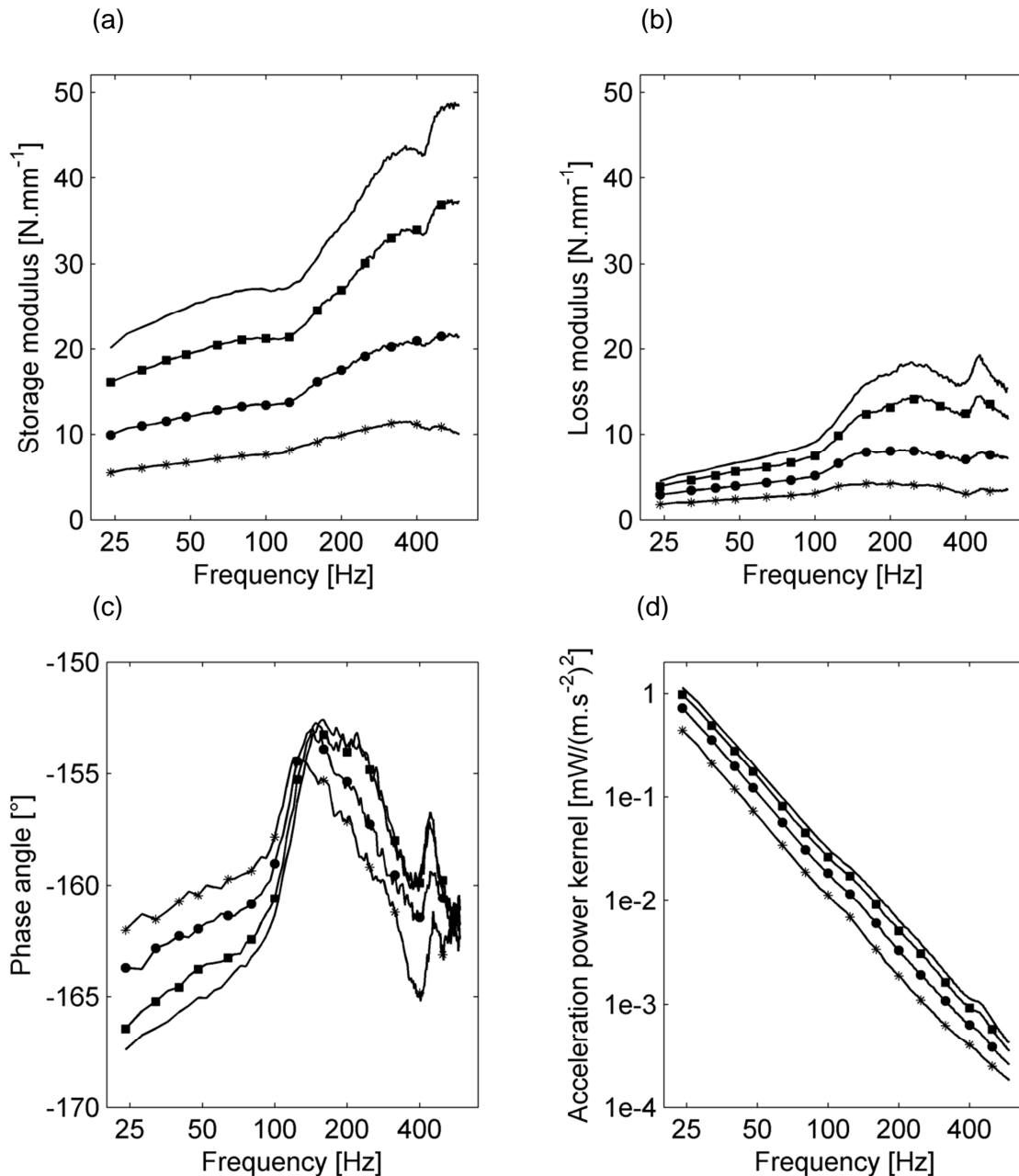


Figure 24. Effets du pré-charge pour un niveau vibratoire de $5 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$:
 (a) module de stockage de sortie ; (b) module de perte de sortie ; (c) angle de phase de la raideur de sortie ; (d) noyau de puissance à iso-accélération ;
 * 2 N.mm⁻¹ ; ● 5 N.mm⁻¹ ; ■ 8 N.mm⁻¹ ; — 10 N.mm⁻¹.

L'effet du pré-charge statique sur le niveau des modules de stockage et de perte est clairement mis en évidence sur les figures 24(a) et (b). Lorsque la pré-charge statique augmente, ces modules dynamiques croissent également. L'influence de la précontrainte n'est pas identique pour le plateau caoutchoutique et pour la zone de transition vitreuse. Dans le plateau caoutchoutique, outre l'augmentation globale de raideur liée à l'élévation du niveau de précontrainte, lorsque la pré-charge augmente, la pente de la droite d'interpolation de ce plateau croît plus modérément que celle de la droite d'interpolation de la zone de transition vitreuse (un exemple de ces droites d'interpolation est donné sur la figure 18). Les valeurs de ces pentes sont rassemblées dans le tableau 5.

Raideur statique [N.mm ⁻¹]		2	5	8	10
Pente [N.mm ⁻¹ par octave]	Plateau caoutchoutique	1	1,5	2	2,5
	Transition visqueuse	2	5	9	12

Tableau 5. Pentas du module de stockage pour le plateau caoutchoutique et la zone de transition vitreuse pour différentes précontraintes.

L'augmentation de la pré-charge a donc pour conséquence de générer une croissance globale de la raideur dynamique avec des effets plus prononcés dans la zone fréquentielle de transition vitreuse (rapport de 6 entre les pentes pour les précontraintes minimale et maximale) que dans celle du plateau caoutchoutique (rapport de 2,5 entre ces deux mêmes précontraintes). Cette synergie entre fréquence et précontrainte statique a également été mise en évidence par un test d'analyse de la variance dans lequel le terme croisé fréquence/précontrainte a une valeur-p très largement inférieure à 0,05. Outre un accroissement de raideur, l'augmentation de la précontrainte élève le niveau du module de perte avec là encore un effet plus soutenu dans la zone de transition vitreuse. En conclusion, plus la précontrainte statique est importante plus la raideur dynamique est grande et plus la dissipation de l'énergie vibratoire est intense. En effet, comme le montrent les courbes de la figure 24(d), le noyau de puissance à iso-accélération est d'autant plus petit que la précontrainte est faible. La décroissance en fréquence du noyau de puissance reste quasi-identique quel que soit le niveau de pré-chargement quasi-statique. Il n'y a pas d'effet synergique entre le niveau de précontrainte et la fréquence. Les courbes du noyau de puissance sont simplement translatées les unes par rapport aux autres lorsque la pré-charge varie (excepté autour de 400 Hz où les courbes diffèrent légèrement). Nous avons quantifié la relation entre la variation de la pré-charge statique et celle de la dissipation de puissance à iso-accélération. En moyenne sur la bande de fréquence, doubler la précontrainte statique engendre une dissipation vibratoire deux fois plus importante (ce ratio varie entre 1,8 et 2,3 sur la bande spectrale). Par ailleurs, les angles de phase de la raideur de sortie représentés sur la figure 24(c) permettent de quantifier deux effets antinomiques de la pré-charge statique sur le décalage en fréquences des relaxations α et β . L'analyse des courbes de la figure 24(c) montre que plus la précontrainte est faible plus les fréquences des relaxations α sont faibles et plus celles des relaxations β importantes. En d'autres termes, diminuer la pré-charge statique réduit la largeur spectrale du plateau caoutchoutique et augmente celle de la transition visqueuse, même si ces variations restent assez faibles, en particulier pour la relaxation β .

3.5.5. Effets du niveau vibratoire à précontrainte fixée

Les modules de pertes de la raideur de sortie sont tracés sur la figure 25 pour les quatre précontraintes et les cinq niveaux d'accélération définis dans le tableau 4.

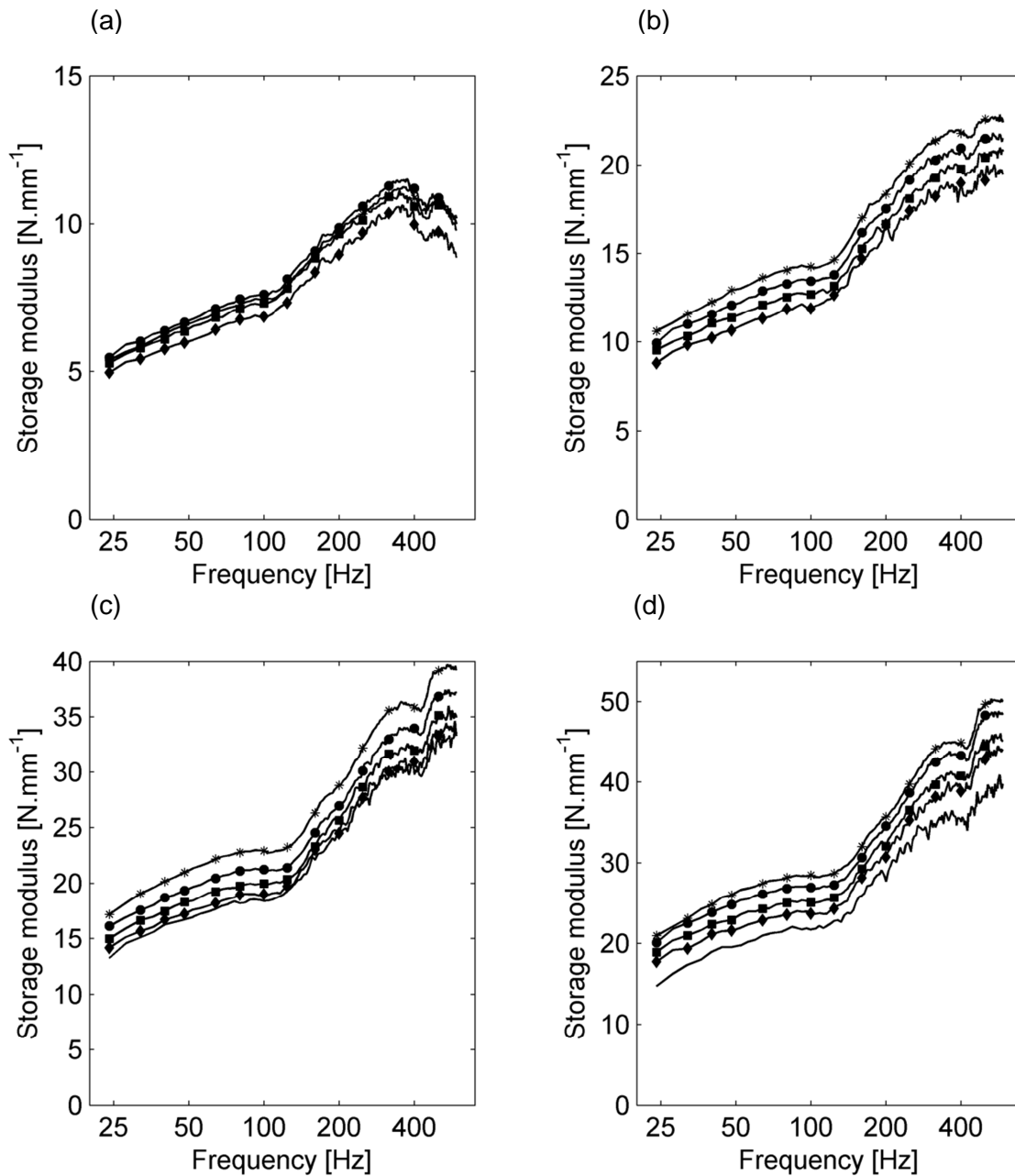


Figure 25. Effets sur le module de stockage du niveau vibratoire pour une précontrainte fixée ; (a) précontrainte de 2 N.mm⁻¹ ; (b) précontrainte de 5 N.mm⁻¹ ; (c) précontrainte de 8 N.mm⁻¹ ; (d) précontrainte de 10 N.mm⁻¹ ; * 2 m.s⁻² rms ; ● 5 m.s⁻² rms ; ■ 10 m.s⁻² rms ; ◆ 15 m.s⁻² rms ; — 20 m.s⁻² rms.

Pour les deux plus petits pré-chargements (2 N.mm⁻¹ et 5 N.mm⁻¹) seuls les quatre premières amplitudes sont rapportées sur les graphes des figures 25(a) et (b) car, dans ce cas, lorsque l'amplitude de l'excitation est de 20 m.s⁻² rms, la cohérence entre l'accélération et l'effort est trop faible et le calcul des fonctions de transfert ne peut dès lors plus être effectué sans imprécision.

Excepté pour la précontrainte de $2 \text{ N}\cdot\text{mm}^{-1}$ (cf. figure 25(a)), les courbes des figures 25(b), (c) et (d) montrent clairement un assouplissement de la raideur des phalanges distales lorsque l'amplitude de l'excitation augmente. L'amplitude a une influence sur le module de stockage mais pas sur le module de perte. Il est à noter que les essais dynamiques sont réalisés avec des niveaux d'accélération qui correspondent à des déplacements micrométriques induisant un champ de déformations géométriques linéaires. Dans ce cas, le fait de mettre en évidence des raideurs dynamiques dépendantes de l'amplitude de l'excitation vibratoire traduit une non-linéarité comportementale. Ce phénomène d'assouplissement de raideur en fonction de l'élévation de l'amplitude de l'excitation se manifeste pour certains élastomères amorphes, particulièrement ceux dont la charge en noir de carbone est importante. Il est appelé *effet Payne* ou bien encore *effet Fletcher-Gent*. Cette dépendance de la raideur par rapport à l'amplitude de l'excitation vibratoire peut être mise en perspective avec le caractère thixotropique de la substance fondamentale [19] p. 14. En effet, celle-ci a la consistance d'un gel possédant les deux propriétés définissant la thixotropie [84] : i) ce gel est rhéofluidifiant, c'est-à-dire que sa viscosité diminue lorsque la contrainte mécanique augmente. En d'autres termes, ce gel se comporte plutôt comme un solide pour les faibles contraintes et plutôt comme un fluide lorsque ces dernières sont élevées. La conséquence macroscopique pourrait alors être une diminution de raideur avec l'augmentation de l'amplitude (assouplissement lié au caractère plus fluide de la substance fondamentale aux fortes contraintes) ; ii) les effets de cette fluidification ne sont pas en phase avec l'application de la contrainte mais se produisent de façon différée. Tout comme pour la viscoélasticité, ce comportement traduit le caractère dissipatif de la substance fondamentale.

Comme l'illustre la figure 26, la variation de l'amplitude de l'excitation vibratoire a une influence négligeable (même si quelques différences sont perceptibles en basse fréquence autour de 25 Hz-40 Hz) sur le noyau de puissance à iso-accélération. C'est pourquoi les abaques de la figure 23 peuvent être construits. La même conclusion peut être formulée à partir du module de perte de la raideur de sortie, aucune différence notable n'ayant été observée pour les 5 amplitudes de l'excitation vibratoire.

En résumé, l'amplitude de l'excitation a une influence sur l'assouplissement ou la rigidification de la phalange distale mais pas sur la puissance vibratoire dissipée. La modélisation numérique de cet effet Payne ne fait pas partir de la présente étude et pourra faire l'objet de travaux ultérieurs.

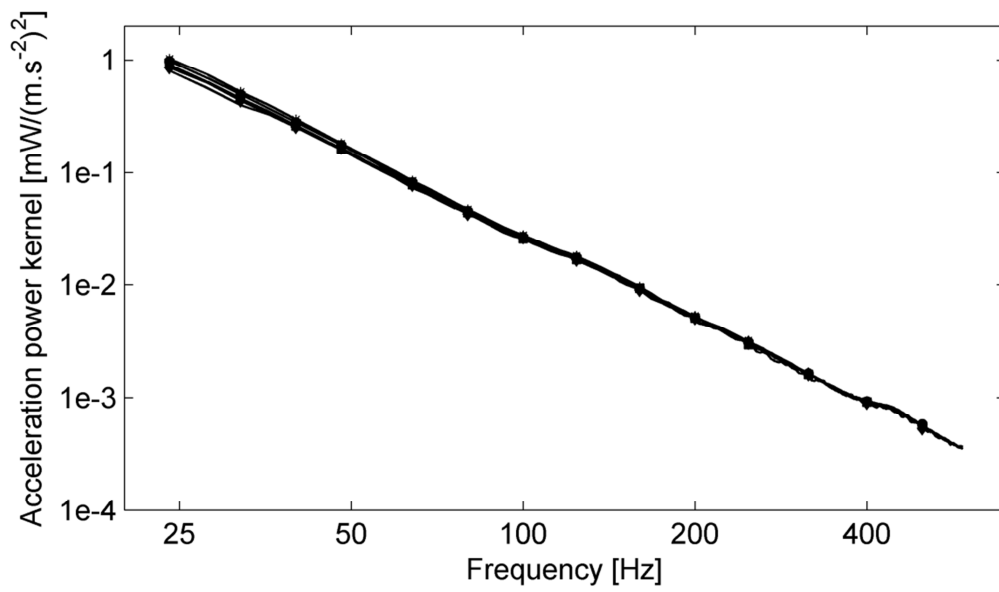


Figure 26. Effets sur le noyau de puissance à iso-accélération du niveau vibratoire pour une précontrainte de $8 \text{ N}\cdot\text{mm}^{-1}$; * $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ rms ; ● $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ rms ; ■ $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ rms ; ◆ $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ rms ; — $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ rms.

4. Modèle éléments finis visco-hyper-elastique trimentionnel pour une phalange précontrainte vibrée

Cette section est consacrée à la présentation et à la validation du modèle éléments finis d'une phalange distale précontrainte vibrée. Nous décrivons dans un premier temps la construction du modèle en explicitant comment nous avons construit la géométrie et le maillage et définirons ensuite les chargements et conditions limites. Dans une seconde partie, nous présenterons, d'une part la loi de comportement visco-hyperélastique retenue et d'autre part l'identification des paramètres du modèle. Ce problème sera lui-même scindé en deux étapes. La première sera dédiée uniquement à la partie hyper-élastique de la loi de comportement. La seconde concernera la loi de dissipation de l'énergie vibratoire. Enfin le caractère prédictif du modèle sera validé sur des configurations différentes de celles utilisées pour identifier les paramètres.

4.1. Construction du modèle

4.1.1. Anatomie, géométrie et maillage du doigt

Notre objectif est de construire une géométrie, puis un maillage, dont les dimensions correspondent à la moyenne de celles des sujets du groupe de test. Les dimensions extérieures ont été relevées pour chaque sujet et certaines de leurs moyennes rassemblées dans le tableau 3. Nous ne disposons, cependant, pas des dimensions intérieures car des imageries internes permettant d'y avoir accès, telles que la radiographie ou l'IRM, n'ont pas été effectuées dans le cadre de cette étude. Afin de pouvoir néanmoins construire la géométrie complète, nous avons utilisé des règles de proportionnalités anthropométriques, issues de la littérature, entre les dimensions internes et externes des phalanges de l'index [85–90]. La géométrie moyenne de la phalange distale dans la même posture (angle entre les phalanges) que celle des configurations expérimentales, est présentée pour plusieurs vues sur les figures 27(a), (b) et (c).

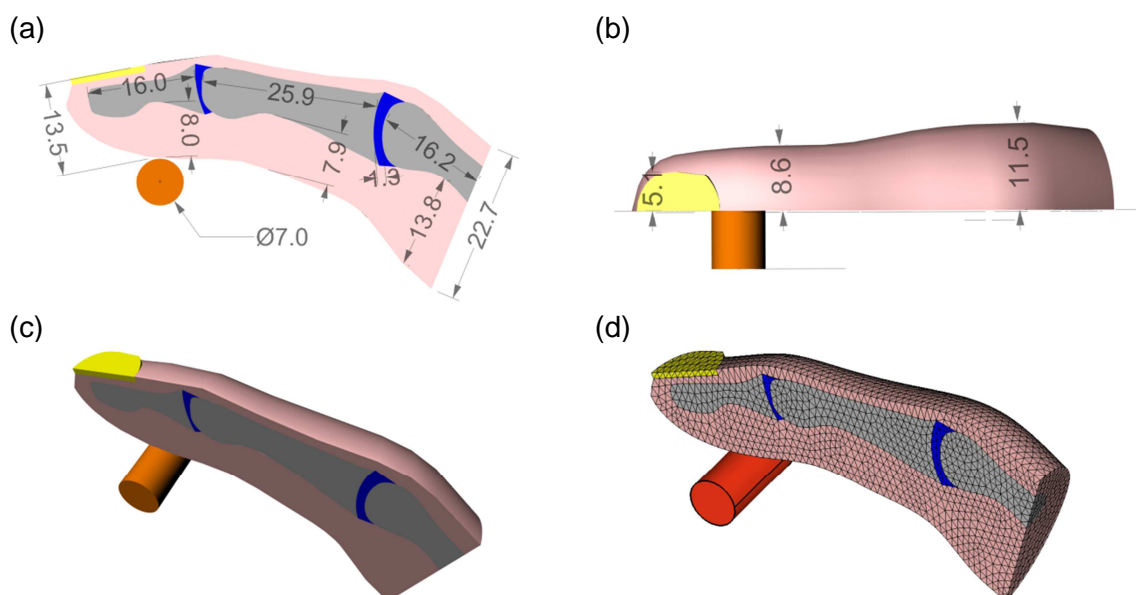


Figure 27. Géométrie (dimensions en mm) et maillage de l'index : (a) vue de face (b) vue de dessus ; (c) vue 3D ; (d) maillage.

Cette géométrie comprend les os des trois phalanges, le cartilage interphalangien, les tissus mous environnants et l'ongle. Elle a été dessinée à l'aide du logiciel de CAO *Rhinoceros 3D* qui est basé sur l'utilisation d'un moteur tridimensionnel de NURBS (Non-Uniform Rational Basis Splines). Le maillage (cf. figure 27(d)) a, quant à lui, été réalisé avec le mailleur Altair HyperMesh. Il comprend 5.100 nœuds et 19.700 éléments tétraédriques à 4 nœuds. Près de 90 % des mailles ont une longueur caractéristique inférieure à 1 mm et aucune supérieure à 1,5 mm. Le dimensionnement de la taille du maillage doit répondre au double compromis suivant : i) être suffisamment fin pour assurer la convergence du calcul non-linéaire quasi-statique (grande déformation et algorithme de contact cylindre/phalange); ii) la taille des mailles doit être suffisamment petite pour pouvoir mener les analyses numériques jusqu'à la borne maximale de notre bande d'étude (500 Hz). La règle empirique de 6 points par longueur d'onde devra être respectée ; iii) le nombre d'éléments du maillage ne doit pas être trop important pour des raisons de ressources informatiques et de temps de calcul. En effet, la procédure de recalage des paramètres du modèle numérique sera réalisée, classiquement, par itération successive et demandera donc un nombre potentiellement élevé de calculs.

La taille de référence du maillage de 1 mm a été supposée *a priori* et nous vérifierons *a posteriori* qu'elle est effectivement bien adaptée, en particulier dans le cas dynamique.

4.1.2. Chargement, conditions limites et procédure de modélisation

Le chargement correspond, dans le cas statique, à un déplacement de l'indenteur cylindrique qui entre en contact avec la phalange distale et la comprime. Le cylindre est supposée parfaitement rigide et le contact sans frottement. Dans le cas dynamique, autour de la position statique précédente, le cylindre a une accélération sinusoïdale, d'amplitude 20 m.s^{-2} pour toutes les fréquences de la bande d'étude et uni-axiale dont l'axe est identique à la direction du déplacement de pré-charge statique. Les déplacements du cylindre deviennent micrométriques et les hypothèses de l'élasticité linéaire sont alors supposées satisfaites.

Des conditions limites d'encastrement sont appliquées sur les nœuds de l'ongle (cf. figure 28(a)) et ceux de l'extrémité de la phalange proximale (cf. figure 28(b)). Des conditions limites supplémentaires de symétrie sont définies sur le plan de coupe sagittale de l'index afin de n'en modéliser uniquement que la moitié et ainsi réduire le nombre d'éléments du modèle. Par ailleurs, l'algorithme de contact cylindre/phalange demande la donnée de nœuds candidats au contact. Ils sont représentés sur la figure 28(c). Concernant les articulations, les os sont reliés entre eux par l'intermédiaire du cartilage interphalangien. Aucune condition cinématique supplémentaire entre des nœuds des os de différentes phalanges n'a été définie pour prendre en compte l'effet des tendons par exemple [91] ou limiter certains degrés de liberté.

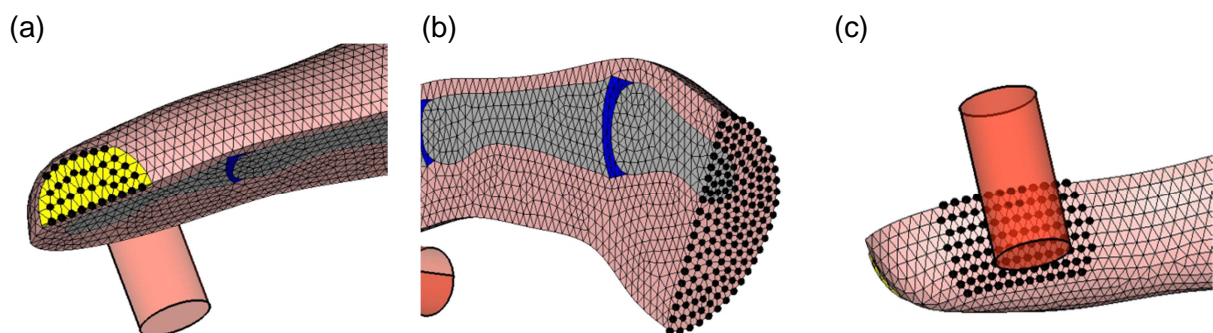


Figure 28. Conditions limites et nœuds candidats pour l'algorithme de contact ;
(a) nœuds bloqués sur l'ongle ; (b) nœuds bloqués sur le plan de coupe de la phalange proximale ; (c) nœuds candidats au contact.

La réponse dynamique de la phalange précontrainte est réalisée en deux étapes. Tout d'abord, une première simulation, correspondant à la pré-charge générée par le déplacement du cylindre, est effectuée en statique pur avec la prise en compte de non-linéarités, géométriques, comportementales et de contact. Les résultats de ce premier calcul sont ensuite utilisés pour déterminer la réponse viscoélastique de la phalange vibrée autour de cette position précontrainte. Dans cette seconde étape, le problème est résolu comme un problème dynamique élastique classique mais faisant intervenir des termes supplémentaires issus du calcul hyper-élastique statique. Deux approches sont alors envisageables pour résoudre ce problème dynamique élastique : décomposition sur la base modale ou calcul direct de la réponse dynamique par inversion d'un système matricielle à chaque fréquence. Nous avons choisi cette deuxième solution, même si elle est plus coûteuse en temps de calcul que la première, car elle laisse plus de perspectives que la méthode modale pour modéliser des lois complexes de comportement de dissipation vibratoire. Nous proposerons, dès lors, de simuler, le caractère dissipatif des tissus mous des phalanges à partir de lois basées sur des considérations physiologiques ou phénoménologiques. *A contrario*, la prise en compte de l'amortissement dans les méthodes de décomposition modale (amortissement modale, hypothèse de Basile, etc.) ne repose pas sur de telles hypothèses. Par ailleurs, les raideurs dynamiques de la figure 18 montrent que les modes ne sont pas visibles ; une procédure d'identification de l'amortissement modal serait alors plus difficile à mettre en œuvre.

Le problème à résoudre, au sens discrétisé des éléments finis, consiste à trouver les déplacements nodaux \mathbf{q} solution de l'équation non-linéaire suivante [92] p.128 et [93] p. 4-68 :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} + \mathbf{R}(\mathbf{q}) = \mathbf{F} \quad \text{Eq. (32)}$$

\mathbf{F} est le vecteur de charges nodales extérieures appliquées à la structure, $\ddot{\mathbf{q}}$ est la double dérivée temporelle du vecteur de déplacements nodaux, \mathbf{M} est la matrice de masse, $\mathbf{R}(\mathbf{q})$ est un vecteur de forces internes dépendant non-linéairement des déplacements nodaux \mathbf{q} , obtenu, tout comme \mathbf{M} , après discrétisation de la formulation faible des équations de la mécanique.

Une petite perturbation d'effort \mathbf{F}^* , autour d'un état de pré-chargement quasi-statique caractérisé par un effort nodal \mathbf{F}_0 et un déplacement nodal induit \mathbf{q}_0 , génère une petite perturbation \mathbf{q}^* des déplacements nodaux. Pour un effort total $\mathbf{F} = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}^*$, le déplacement total $\mathbf{q} = \mathbf{q}_0 + \mathbf{q}^*$ est solution de l'équation Eq. (32) qui se met sous la forme particulière:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}}^* + \mathbf{R}(\mathbf{q}_0 + \mathbf{q}^*) = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}^* \quad \text{Eq. (33)}$$

Un développement limité en série de Taylor de $\mathbf{R}(\mathbf{q}_0 + \mathbf{q}^*)$ autour de \mathbf{q}_0 permet de réécrire Eq. (33) selon [93] p. 6-59 :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}}^* + \left. \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{q}} \right|_{\mathbf{q}=\mathbf{q}_0} \mathbf{q}^* + \mathbf{R}(\mathbf{q}_0) = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}^* \quad \text{Eq. (34)}$$

\mathbf{q}_0 étant solution du problème statique $\mathbf{R}(\mathbf{q}_0) = \mathbf{F}_0$ et en notant $\mathbf{K}_T(\mathbf{q}_0) = \left. \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{q}} \right|_{\mathbf{q}=\mathbf{q}_0}$ la matrice des raideurs tangentes au point de fonctionnement \mathbf{q}_0 , les déplacements nodaux \mathbf{q}^* et les efforts nodaux \mathbf{F}^* vérifient :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}}^* + \mathbf{K}_T(\mathbf{q}_0)\mathbf{q}^* = \mathbf{F}^* \quad \text{Eq. (35)}$$

La raideur tangente $\mathbf{K}_T(\mathbf{q}_0)$ s'exprime comme un assemblage de matrices de raideurs élémentaires $\mathbf{K}_T^e(\mathbf{q}_0)$ calculées sur les n_e mailles Ω_e partitionnant la géométrie globale selon : $\mathbf{K}_T(\mathbf{q}_0) = \mathbf{U}_{e=1}^{n_e} \mathbf{K}_T^e(\mathbf{q}_0)$, l'opérateur \mathbf{U} désignant le processus d'assemblage matriciel de la méthode des éléments finis. Les matrices de raideurs élémentaires $\mathbf{K}_T^e(\mathbf{q}_0)$ prennent la forme suivante [92] p. 266 : $\mathbf{K}_T^e(\mathbf{q}_0) = \int_{\Omega_e} \{ \bar{\mathbf{B}}^T \bar{\mathbf{D}} \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{G}^T \mathbf{S}_0 \mathbf{G} \} d\Omega$. L'opérateur $.^T$ désigne la

transposée d'une matrice. La matrice $\bar{\mathbf{B}}$ est calculée, au point de fonctionnement \mathbf{q}_0 , à partir du gradient du déplacement et des fonctions de formes d'interpolation, sa forme exacte est donnée dans [92] p. 124. \mathbf{G} se déduit uniquement des fonctions de formes [92] p. 129. \mathbf{S}_0 est le second tenseur de Piola-Kirchhoff dans l'état de pré-chargement statique (écrit ici vectoriellement selon la notation de Voigt). $\bar{\mathbf{D}}$ correspond, au point de fonctionnement \mathbf{q}_0 , à l'écriture matricielle des composantes du tenseur d'élasticité Lagrangien d'ordre 4, $\mathfrak{C} = \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \mathbf{E}} \Big|_{\mathbf{E}=\mathbf{E}_0}$, [92] p. 78, \mathbf{S} étant le second tenseur de Piola-Kirchhoff et \mathbf{E} les déformations de Green. \mathfrak{C} intervient dans la linéarisation du tenseur \mathbf{S} qui s'écrit en fonction des contraintes dans l'état statique \mathbf{S}_0 : $\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + \mathfrak{C} \bar{\otimes} \mathbf{E}_{lin}$, [92] p. 95, $\bar{\otimes}$ désigne le produit doublement contracté de deux tenseurs et \mathbf{E}_{lin} est le tenseur des petites déformations lié la linéarisation des déformations de Green selon : $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{lin}$ [92] p. 92. $\mathbf{K}_T^e(\mathbf{q}_0)$ est souvent décomposée en une matrice tangentielle matérielle (les termes contenant $\bar{\mathbf{D}}$ qui est la loi matérielle tangente), et une matrice de raideur initiale (les termes ne faisant pas apparaître $\bar{\mathbf{D}}$) définie par l'état de précontrainte statique \mathbf{S}_0 .

En analyse fréquentielle, les déplacements nodaux \mathbf{q}^* et les forces nodales \mathbf{F}^* s'écrivent sous la forme : $\mathbf{q}^* = (\mathbf{q}_r^* + i\mathbf{q}_i^*)e^{i\omega t}$ et $\mathbf{F}^* = (\mathbf{F}_r^* + i\mathbf{F}_i^*)e^{i\omega t}$, $i = \sqrt{-1}$, ω désignant la pulsation et t le temps.

À ce stade, nous allons poser une hypothèse complémentaire : la loi de comportement tangente \mathfrak{C} se décompose en deux tenseurs d'ordre 4, l'un réel $\mathbf{H}_r(\mathbf{S}_0, \omega)$ et l'autre imaginaire $\mathbf{H}_i(\mathbf{S}_0, \omega)$. Le tenseur de Piola-Kirchhoff \mathbf{S} se linéarise alors de la manière suivante :

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + (\mathbf{H}_r(\mathbf{S}_0, \omega) + i\mathbf{H}_i(\mathbf{S}_0, \omega)) \bar{\otimes} \mathbf{E}_{lin} e^{i\omega t} \quad \text{Eq. (36)}$$

$\bar{\mathbf{D}}$ puis $\mathbf{K}_T^e(\mathbf{q}_0)$ se décompose également en parties réelle et imaginaire. Par le biais du processus d'assemblage matriciel, la raideur tangente $\mathbf{K}_T(\mathbf{q}_0)$ s'écrit alors comme la somme d'une partie réelle $\mathbf{K}(\mathbf{q}_0, \omega)$ et d'une partie imaginaire $\mathbf{C}(\mathbf{q}_0, \omega)$:

$$\mathbf{K}_T(\mathbf{q}_0) = \mathbf{K}(\mathbf{q}_0, \omega) + i\mathbf{C}(\mathbf{q}_0, \omega) \quad \text{Eq. (37)}$$

En injectant Eq. (37) dans Eq. (35), les déplacements nodaux sont alors solutions de l'équation matricielle :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K}(\mathbf{q}_0, \omega) - \omega^2 \mathbf{M} & -\mathbf{C}(\mathbf{q}_0, \omega) \\ \mathbf{C}(\mathbf{q}_0, \omega) & \mathbf{K}(\mathbf{q}_0, \omega) - \omega^2 \mathbf{M} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{q}_r^* \\ \mathbf{q}_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_r^* \\ \mathbf{F}_i^* \end{bmatrix} \quad \text{Eq. (38)}$$

L'équation matricielle Eq. (38) a la même forme que celle obtenue en dynamique élastique classique. \mathbf{M} est la matrice de masse, $\mathbf{K}(\mathbf{q}_0, \omega)$ une matrice de raideur et $\mathbf{C}(\mathbf{q}_0, \omega)$ une matrice d'amortissement ; ces deux dernières dépendant de la fréquence et de l'état de pré-chargement statique.

Le code éléments finis, que nous utilisons (Samcef), permet de calculer la réponse dynamique sous pré-charge en résolvant l'équation matricielle Eq. (38) lorsque la linéarisation de la contrainte \mathbf{S} donnée par l'expression Eq. (36) prend une forme particulière où les tenseurs $\mathbf{H}_r(\mathbf{q}_0, \omega)$ et $\mathbf{H}_i(\mathbf{q}_0, \omega)$ s'écrivent comme le produit d'un tenseur $\mathbf{D}_1(\mathbf{S}_0)$ d'ordre 4 dépendant de l'état de précontrainte mais pas de la fréquence et d'une fonction scalaire complexe $f_r(\omega) + if_i(\omega)$ dépendant uniquement de la fréquence [94]. La contrainte \mathbf{S} prend la forme particulière suivante :

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + \mathbf{D}_1(\mathbf{S}_0) \bar{\otimes} \mathbf{E}_{lin} (f_r(\omega) + if_i(\omega)) e^{i\omega t} \quad \text{Eq. (39)}$$

Selon cette procédure, déterminer une loi de comportement visco-hyper-élastique, revient donc d'une part, à spécifier une loi de comportement hyper-élastique et d'autre part, à choisir un modèle de viscoélasticité non-linéaire se linéarisant selon l'expression Eq. (39) et à en déterminer les fonctions $f_r(\omega)$ et $f_i(\omega)$. Cette étape sera explicitée dans la section 4.2.2.

4.2. Lois de comportement matériel

4.2.1. Loi de comportement et identification des paramètres pour le cas statique

Les os, le cartilage interphalangien et l'ongle sont considérés comme des matériaux élastiques linéaires avec un comportement mécanique suivant une loi simple de Zener dont le schéma rhéologique est présenté sur la figure 29.

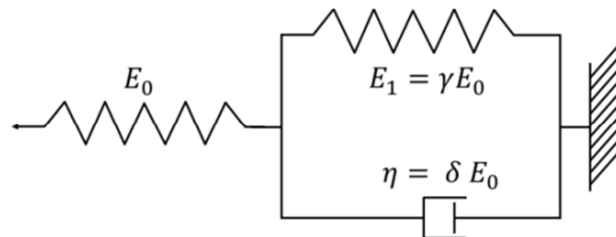


Figure 29. Modèle rhéologique de Zener utilisé pour les os, l'ongle et le cartilage.

Les valeurs des paramètres des lois de comportement de l'os, du cartilage et de l'ongle, sont issues de la littérature [48,95,96] et adaptées à notre logiciel de calcul. Elles sont rassemblées dans le tableau 6.

	Densité [kg.m ⁻³]	Coefficient de Poisson [-]	E_0 [MPa]	γ [-]	δ [s]
Os	2700	0,3	14880	7,36	50,7
Cartilage	1000	0,47	10,9	0,21	20,1
Ongle	2000	0,3	170	7,36	50,7

Tableau 6. Paramètres de la loi de comportement pour les os, le cartilage et l'ongle.

Les tissus mous, supposés homogènes, suivent une loi de comportement hyper-élastique définie à partir de la densité volumique d'énergie de déformation Ψ de Ogden-Hill, habituellement utilisée pour modéliser des mousses compressibles d'élastomère. Cette loi de comportement est particulièrement bien adaptée aux tissus mous biologiques [48,97] et s'exprime selon :

$$\Psi = \sum_{k=1}^N 2 \frac{\mu_k}{\alpha_k^2} \left[\lambda_1^{\alpha_k} + \lambda_2^{\alpha_k} + \lambda_3^{\alpha_k} - 3 + \frac{1}{\beta} (J^{-\alpha_k \beta} - 1) \right] \quad \text{Eq. (40)}$$

$J = \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$ est le ratio volumique; $\lambda_k, k = 1, 3$ sont les élongations principales; α_k (sans dimension) et μ_k (en MPa), $k = 1, N$ sont les paramètres matériaux de la loi de comportement. N est le nombre de termes (ordre du modèle) utilisés pour définir la densité d'énergie de déformation. $\beta = \frac{\nu}{1-2\nu}$ où ν est le coefficient de Poisson pris ici égal à 0,4 [48].

Notre objectif est de se donner un ordre de modèle N et d'en identifier les coefficients α_k et $\mu_k, k = 1, N$ qui minimise l'erreur entre les métriques « progressivité de raideur » mesurées et calculées. La progressivité de la raideur est définie à la section 0 comme la relation entre la dérivée de la raideur et la raideur. Les coefficients matériaux sont alors identifiés grâce à une procédure de recalage mesure/simulation. Comme, nous l'avons déjà explicité en section 0, pour pouvoir résoudre ce problème inverse d'identification paramétrique, il est nécessaire d'imposer des conditions supplémentaires sur la valeur de la raideur en un

déplacement donné. Pour chaque sujet, nous avons calculé le déplacement de l'indenteur conduisant à une raideur statique de 10 N.mm^{-1} . Nous avons ensuite moyenné ces déplacements d'iso-raideur statique de 10 N.mm^{-1} . La valeur obtenue est de 3,75 mm. La condition supplémentaire que nous imposons est la suivante : les paramètres de la loi de comportement, outre le fait de minimiser l'erreur entre progressivité mesurée et calculée, doivent conduire à une raideur statique simulée la plus proche possible de 10 N.mm^{-1} lorsque l'indenteur sera déplacé de 3,75 mm dans le modèle numérique. Il s'agit donc d'un problème d'optimisation sous contrainte. La toolbox Optimization du logiciel Matlab contient plusieurs algorithmes résolvant ce type de problèmes. La procédure de recalage essai/calcul et celle utilisée classiquement en identification des paramètres matériau. Elle est illustrée sur la figure 30.

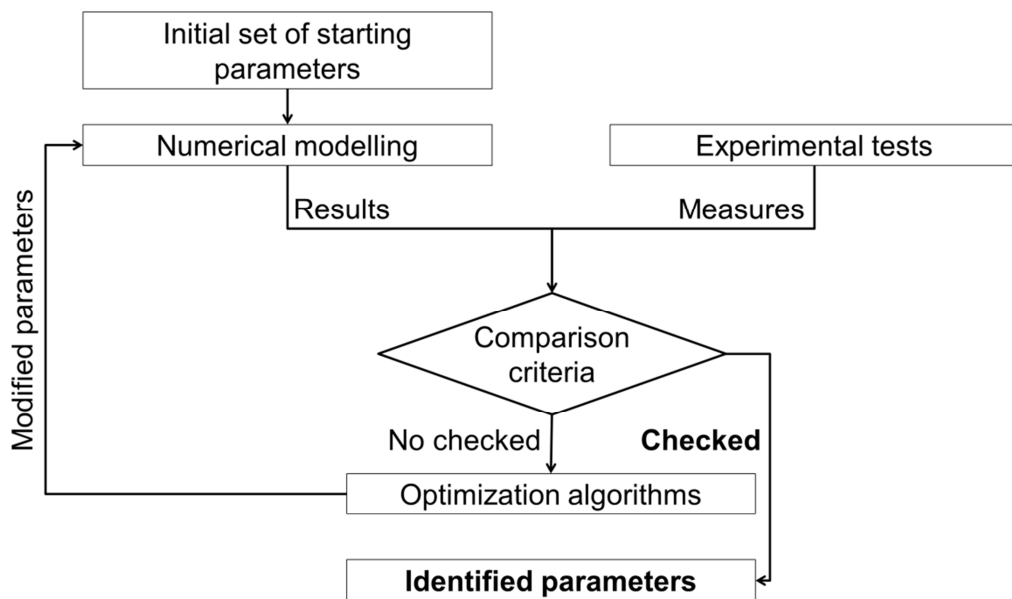


Figure 30. Principe d'une méthode mixte numérique/expérimentale.

La difficulté de mise en œuvre de cette procédure a résidé dans le pilotage complet de la chaîne informatique, qui a demandé des interfaçages spécifiques entre le logiciel Matlab utilisé pour la boucle d'optimisation et des routines internes au code de calcul éléments finis Samcef.

Afin de choisir le jeu de paramètres initiaux, nous nous sommes basés, d'une part sur des données bibliographiques [97] et d'autre part, nous avons développé un modèle simple monodimensionnel qui a permis d'estimer ces valeurs. Cette procédure de recalage a été préalablement vérifiée et les réglages des algorithmes ajustés sur un cas test numérique correspondant à un cube précontraint. Afin de minimiser les problématiques de divergence de l'algorithme d'optimisation et de réduire le nombre d'itérations de la procédure de recalage, nous avons décidé de choisir une densité volumique d'énergie de déformation d'ordre 1, c'est-à-dire de chercher uniquement deux paramètres α_1 et μ_1 . La procédure de recalage a ensuite été mise en œuvre sur le modèle complet de la phalange distale. Les calculs, d'une durée moyenne de 3 min par itération et totale d'une dizaine d'heure (environ deux cents itérations assurent la convergence des algorithmes), ont été menés sur une station de travail dotée de 64 Go de mémoire vive et 16 processeurs Intel Xeon cadencés chacun à 2,6 GHz (certaines phases de calcul sont parallélisables). Les valeurs des paramètres identifiées sont *in fine* : $\alpha_1 = 22,95$, $\mu_1 = 4056 \text{ Pa}$. La progressivité de la raideur statique obtenue avec les deux paramètres précédents est tracée sur la figure 31. Elle peut

être comparée avec la progressivité moyenne issue des mesures sur le groupe de sujets. Ces deux courbes ont des allures très similaires avec un écart relatif ne dépassant pas les 5 %. La progressivité simulée reste toujours contenue à l'intérieur des bornes de l'intervalle de confiance à 95 %. Par ailleurs, la deuxième condition de l'objectif d'optimisation est également vérifiée puisque la raideur statique simulée vaut $10,05 \text{ N.mm}^{-1}$ (cible 10 N.mm^{-1}) lorsque le déplacement vaut 3,75 mm.

En résumé, la loi de comportement hyper-élastique de Ogden-Hill d'ordre un avec les paramètres suivants : $\alpha_1 = 22,95$, $\mu_1 = 4056 \text{ Pa}$, $\nu = 0,4$ et une masse volumique de 1000 kg/m^3 , conduit à une erreur de simulation sur la progressivité de raideur inférieure à 5 %. Nous avons donc construit un modèle numérique permettant de simuler, de manière représentative, une phalange distale précontrainte statiquement.

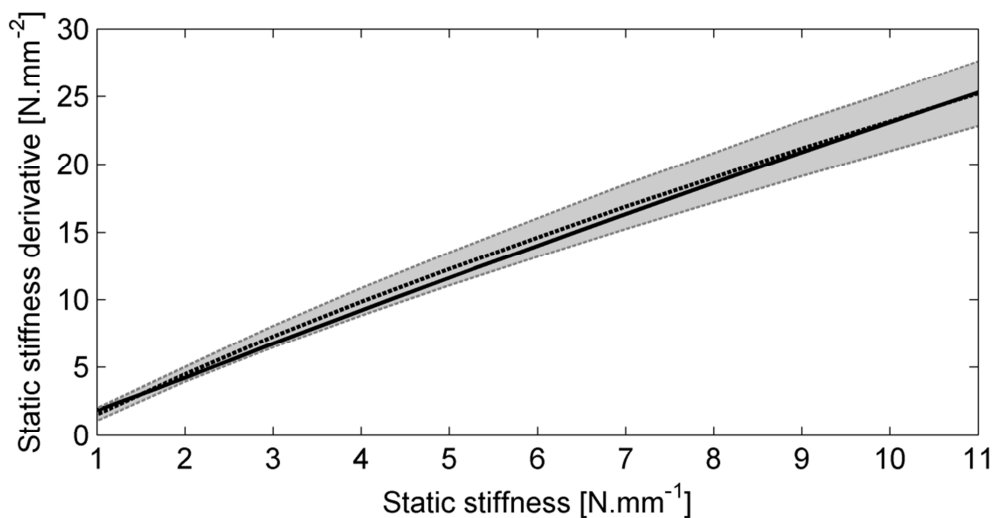


Figure 31. Comparaison entre les progressivités de raideurs statiques calculée et mesurée ;
 ——— progressivité calculée ; - - - progressivité mesurée ;
 [shaded area] intervalle de confiance à 95 %.

Par ailleurs, s'agissant de la taille caractéristique du maillage de 1 mm, celle-ci est suffisamment fine afin d'assurer la bonne convergence de l'algorithme de contact cylindre/phalange. Concernant l'adéquation entre cette taille et la borne supérieure de la bande de fréquences, les propriétés des tissus mous précédentes permettent de calculer un module d'Young équivalent à l'origine, donc une célérité d'onde de compression. Dans le cas des tissus mous, la célérité obtenue est de $3,37 \text{ m.s}^{-1}$, la longueur d'onde à 500 Hz est alors de 6,8 mm. Afin de satisfaire, la règle empirique de 6 points par longueur d'onde, la taille caractéristique doit alors être inférieure à 1,36 mm. Notre maillage est donc bien dimensionné pour mener une analyse dynamique jusque 500 Hz.

4.2.2. Développement d'un modèle de dissipation visqueuse pour les tissus mous

Nous avons expliqué à la section 4.1.2 que notre modèle visco-hyper-élastique consistait à choisir une densité volumique de déformation hyper-élastique Ψ (validée précédemment) puis une loi de comportement viscoélastique non-linéaire qui puisse se linéariser autour de la précontrainte statique sous la forme de l'équation Eq. (39). D'une manière générale, un solide a des propriétés viscoélastiques si les contraintes dépendent de toute l'histoire des déformations. Dans ce cas, le tenseur de Piola-Kirchhoff \mathbf{S} s'écrit en fonction du tenseur de la déformation \mathbf{E} selon [98] : $\mathbf{S}(t) = \mathfrak{F}_{\tau \leq t} \{ \mathbf{E}(\tau) \}$. Choisir une loi de comportement viscoélastique non-linéaire, c'est choisir une forme particulière de la fonctionnelle \mathfrak{F} . Parmi, les nombreuses lois existantes définissant \mathfrak{F} (Green-Rivlin, Pipkin-Rogers, BKZ – Bernstein,

Kearsley and Zapas, noyaux de Volterra, etc.), nous avons sélectionné le modèle appelé Quasi-Linear Viscoelasticity (QLV). Dans cette approche, tout comme en viscoélasticité linéaire, le tenseur des contraintes $\mathbf{S}(t)$ s'exprime en fonction de celui des déformations de Green $\mathbf{E}(t)$ par une intégrale de convolution dans laquelle l'intégrande est divisée en une partie dépendant uniquement du temps et en une autre partie liée non-linéairement à la déformation. Des observations expérimentales ont montré [99–101] que pour de nombreux tissus biologiques (en particulier ceux de la peau), la réponse dynamique pouvait être séparée en une réponse non-linéaire en contrainte mais indépendante du temps et en une réponse uniquement temporelle s'affranchissant de la contrainte. C'est pourquoi, la théorie QLV est particulièrement bien adaptée aux tissus mous de la phalange distale. Dans ce cadre, le tenseur des contraintes $\mathbf{S}(t)$ s'écrit en fonction du tenseur de Green $\mathbf{E}(t)$, de la dérivée temporelle $\dot{\Psi}$ de la densité volumique de déformation Ψ et d'une fonction temporelle $g(t)$ appelée noyau de relaxation, prenant en compte le caractère visqueux :

$$\mathbf{S}(t) = \int_0^t g(t - \tau) \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{E}} \right) d\tau \quad \text{Eq. (41)}$$

En s'inspirant des travaux de [94,102–104], l'expression Eq. (41) peut être linéarisée dans le domaine spectrale autour de la précontrainte statique \mathbf{S}_0 pour une déformation infinitésimale \mathbf{E}_{lin} s'ajoutant à la déformation de Green statique \mathbf{E}_0 selon :

$$\mathbf{S}(t) = \frac{\partial \Psi(\mathbf{E}_0)}{\partial \mathbf{E}} [1 - G_g + G_e] + \frac{\partial^2 \Psi(\mathbf{E}_0)}{\partial \mathbf{E}^2} \overline{\otimes} \mathbf{E}_{lin} [1 - G_g + G^*(\omega)] e^{i\omega t} \quad \text{Eq. (42)}$$

$\overline{\otimes}$ le produit doublement contracté de deux tenseurs, $G_g = g(0)$, $G_e = \lim_{t \rightarrow +\infty} g(t)$, $G^*(\omega) = s\tilde{g}(s)|_{s=i\omega}$, $\tilde{g}(s) = \mathcal{L}[g(t)](s)$ désigne la transformée de Laplace de $g(t)$.

L'expression Eq. (42) a bien la même forme que celle définie en Eq. (39). La réponse dynamique de la phalange distale précontrainte peut alors être calculée dès lors que la fonction $g(t)$ est définie. La réussite de la modélisation passe par un choix judicieux de fonctions $g(t)$ ayant un sens physique et si possible proches de considérations physiologiques ou biologiques. L'intégrale de convolution définissant la théorie QLV étant similaire à celle issue de la superposition de Boltzmann en élasticité linéaire, nous allons alimenter le code éléments finis avec des noyaux de relaxation issus de la théorie linéaire de la viscoélasticité, laquelle offre un large choix de modèles de relaxation. La première approche possible est de chercher les noyaux de relaxation comme un assemblage d'éléments rhéologiques basiques de type, masse, ressort, amortisseur, en prenant éventuellement en compte des amortisseurs de Scott Blair [54,105] à dérivées fractionnaires non entières. Le noyau de relaxation se décompose alors sous la forme : $g(t) = G_e + \sum_{n=1}^N G_n e^{-\frac{t}{\tau_n}}$ pour les éléments rhéologiques classiques ou sous la forme : $g(t) = G_e + \sum_{n=1}^N G_n E_\nu \left[-\left(\frac{t}{\tau_n}\right)^\nu \right]$ pour les éléments fractionnaires, G_e est défini ci-dessus, N est l'ordre du modèle, G_n et τ_n sont des paramètres du modèle ; $\nu \in [0; 1]$ est l'ordre non entier de la dérivée fractionnaire et E_ν est la fonction de Mittag-Leffler intervenant dans la théorie des dérivées fractionnaires [54]. Nous avons calculé la réponse dynamique de la phalange distale précontrainte à partir de ces deux modèles de distribution continue de temps de relaxation τ_n et avons tenté d'identifier un ordre et les paramètres qui minimisent l'erreur entre raideur dynamique calculée et mesurée. La mise en œuvre de ces deux modèles n'a pas donné de résultats probants. Nous avons alors cherché le noyau de relaxation comme une distribution continue de temps de relaxation τ , s'écrivant à partir du spectre de relaxation $R(\tau)$ sous la forme [54,77] :

$$g(t) = G_e + \int_0^{+\infty} \frac{R(\tau)}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} d\tau \quad \text{Eq. (43)}$$

Pour déterminer notre modèle de viscoélasticité, nous devons donc choisir un spectre de relaxation parmi ceux proposée en rhéologie. Nous avons sélectionné un noyau de relaxation simple dénommé Box Spectrum [106] adapté à la modélisation des tissus mous contenant une grande quantité de collagène (comme la peau) [107]. Il s'exprime sous la forme :

$$R(\tau) = H_0, \tau_1 \leq \tau \leq \tau_2 \quad \text{Eq. (44)}$$

$$R(\tau) = 0, \tau > \tau_2, \tau < \tau_1 \quad \text{Eq. (45)}$$

H_0, τ_1, τ_2 sont les paramètres du modèle viscoélastique à identifier.

La fonction $G^*(\omega)$ de l'expression Eq. (42) s'écrit dans ce cas [77] :

$$G^*(\omega) = G_e + \frac{H_0}{2} \ln \frac{1 + \omega^2 \tau_2^2}{1 + \omega^2 \tau_1^2} + iH_0(\tan^{-1} \omega \tau_1 - \tan^{-1} \omega \tau_2) \quad \text{Eq. (46)}$$

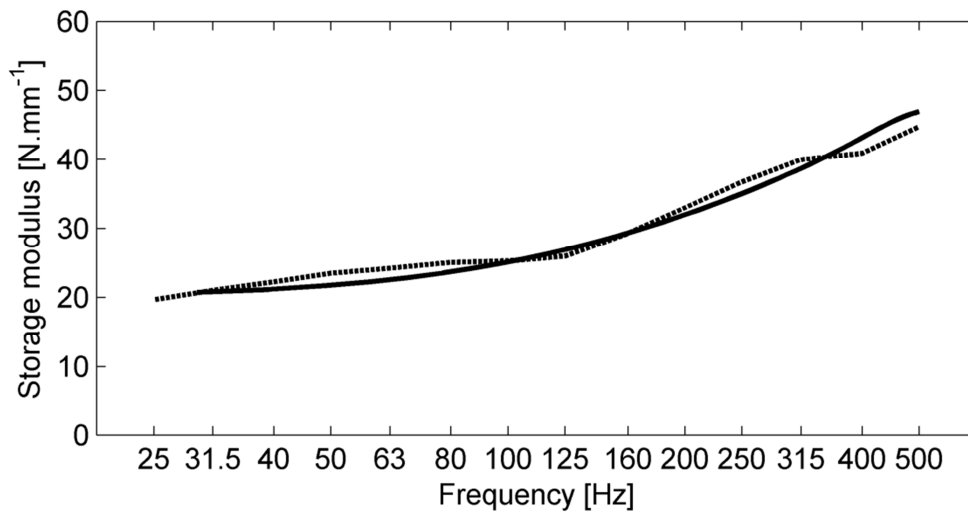
De la même manière que dans le cas statique, une procédure de recalage identique à celle schématisée sur la figure 30 a été mise en œuvre pour rechercher les paramètres G_e, H_0, τ_1, τ_2 du modèle viscoélastique à partir de la raideur dynamique correspondant au cas expérimental : chargement de 10 N.mm^{-1} et amplitude de l'accélération de $10 \text{ mm.s}^{-2} \text{ rms}$. L'effet Payne mis en évidence dans la section 3.5.5 n'étant pas pris en compte dans la modélisation, les paramètres de la loi de comportement visqueuse peuvent varier si la raideur de référence est choisie pour une autre amplitude. Le jeu de paramètres initiaux a été estimé à partir d'un cas test monodimensionnel résolu semi-analytiquement (poutre non-linéaire précontrainte puis vibrée). Les paramètres identifiés sont rassemblés dans le tableau 7 qui rappelle également ceux de la loi hyper-élastique.

Paramètres de la loi de Ogden-Hill			
α_1 [-]	μ_1 [MPa]	ν [-]	Density [kg.m^{-3}]
22,95	$4,1 \cdot 10^{-3}$	0,4	1000
Paramètres de la loi de comportement visqueuse proposée			
G_e [MPa]	H_0 [MPa]	τ_1 [s]	τ_2 [s]
2,6	5,1	$1,98 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{-3}$

Tableau 7. Paramètres de la loi de comportement hyper-élastique.

Les modules de stockage et de perte des raideurs dynamiques simulée et mesurée sont comparés sur la figure 32.

(a)



(b)

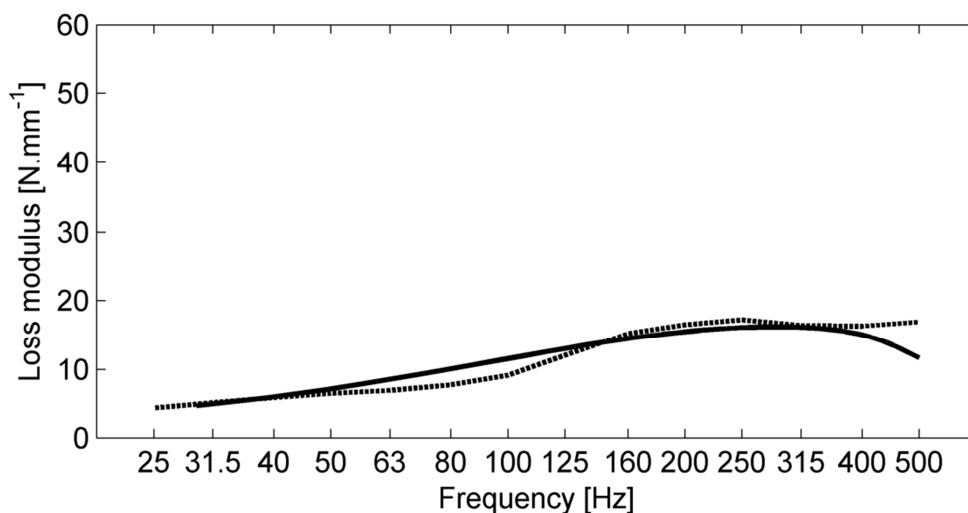


Figure 32. Comparaison entre les raideurs dynamiques calculée et mesurée: (a) module de stockage ; (b) module de perte ; — raideur calculée ; - - - raideur mesurée.

En ce qui concerne le module de stockage, les deux zones fréquentielles correspondant au plateau caoutchoutique et à la zone de transition vitreuse sont clairement identifiables sur la raideur simulée. Le changement entre ces deux états intervient, tout comme pour la mesure, autour de 125 Hz ou la rupture de pente de raideur est bien respectée. Le second pallié dans l'état vitreux entre 315 Hz et 400 Hz, mis en évidence sur la raideur mesurée, n'est pas reproduit dans les simulations. La raideur calculée augmente, en effet, continument avec la fréquence dans cette zone. Néanmoins, les valeurs des raideurs simulées et mesurée restent très proches même dans cette zone. L'erreur relative moyenne entre ces deux raideurs sur l'ensemble du spectre d'étude est inférieure à 5 % avec un maximum autour de 8 %.

S'agissant du module de perte, les résultats entre calcul et mesure sont très proches entre 25 Hz et 50 Hz et entre 125 Hz et 400 Hz avec une différence relative entre les modules de perte simulé et mesuré de l'ordre 7 %. Ces écarts deviennent plus importants entre 50 Hz et

100 Hz où ils peuvent atteindre 25 %. Ils restent cependant du même ordre de grandeur que celui de la dispersion inter-individuelle. Par ailleurs, dans la zone [100 Hz-400 Hz], la simulation reproduit très précisément le comportement réel des phalanges. Or, c'est précisément cette bande spectrale qui a le plus grand intérêt dans le cadre de notre étude puisqu'elle correspond aux fréquences des vibrations susceptibles de provoquer des troubles vasculaires.

Avant de valider définitivement ce modèle, il convient d'en vérifier le caractère prédictif. Plus précisément, nous voulons nous assurer que le modèle dynamique visqueux identifié à partir de la raideur dynamique mesurée pour la précontrainte statique de 10 N.mm^{-1} permette de prédire les raideurs dynamiques autour des trois autres états de précontraintes statiques. Ce test de validation a été réalisé avec succès. Nous présentons sur la figure 33, à titre d'illustration, les raideurs dynamiques calculée et mesurée pour le pré-chargement quasi-statique de 8 N.mm^{-1} . Les mêmes conclusions que celles déduites pour les raideurs dynamiques obtenue pour la précontrainte de 10 N.mm^{-1} peuvent être tirées : les modules de stockage calculé et mesuré sont proches avec une légère différence dans la zone fréquentielle de l'état vitreux ; les deux modules de pertes diffèrent entre 50 Hz et 100 Hz.

En résumé, le modèle visco-hyper-élastique proposé reproduit fidèlement le comportement statique et visqueux de phalanges distales précontraintes puis vibrées. Nous disposons donc d'un « doigt numérique moyen » représentatif du groupe de sujets et particulièrement bien adapté à la gamme de fréquences [100 Hz-300 Hz].

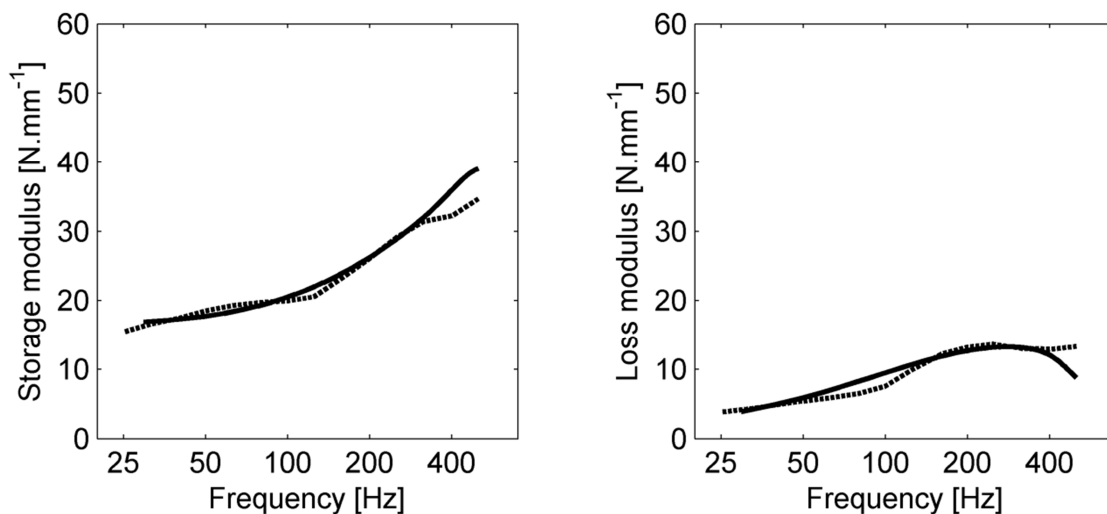


Figure 33. Vérification du caractère prédictif du modèle pour la raideur dynamique autour de la précontrainte de 8 N.mm^{-1} ; — raideur calculée ; - - - raideur mesurée.

Même si cette communication est principalement dédiée à la présentation de la stratégie globale de prédiction de l'effet des vibrations sur le réseau vasculaire et à la validation expérimentale du premier élément de celle-ci : le modèle de la phalange distale précontrainte vibrée, nous allons, néanmoins, présenter succinctement deux exemples d'application. Le premier est purement mécanique, le second thermique. Une exploitation plus vaste du modèle fera l'objet d'une autre publication.

4.3. Application mécanique

Comme première application, nous nous intéressons à trois champs scalaires : le champ de pression mécanique, le champ de contrainte tangentielle maximale (déterminée à l'aide du tricerclé de Mohr), la densité volumique de puissance dissipée. Ces champs scalaires n'étant pas disponibles en analyse harmonique dans notre logiciel d'éléments finis, nous avons développé les routines permettant de les calculer. Ces trois champs scalaires sont tracés sur la figure 34. Ils correspondent à la réponse dynamique de la phalange distale préalablement précontrainte par un déplacement de 3 mm de l'indenteur, puis vibrée avec une amplitude de 20 mm.s^{-2} . Une échelle logarithmique est utilisée en raison de l'étendue des propriétés mécaniques des différents éléments de la phalange.

Comme l'illustre la figure 34(a), le champ de pression atteint une valeur maximale de l'ordre de 0,1 MPa dans un voisinage de la zone de contact indenteur/phalange. Les fortes pressions se propagent assez loin dans le doigt puisque de forts niveaux sont présents dans les os, les articulations interphalangiennes et entre l'indenteur et l'ongle. Hormis dans un voisinage de la zone de contact, les pressions dans les tissus mous sont, cependant, réduites drastiquement. Les observations précédentes s'appliquent également au champ de contrainte tangentielle maximale. La puissance vibratoire est majoritairement dissipée dans les tissus mous et le cartilage. La plus grande quantité d'énergie est dissipée dans un voisinage immédiat de la zone de contact indenteur/phalange.

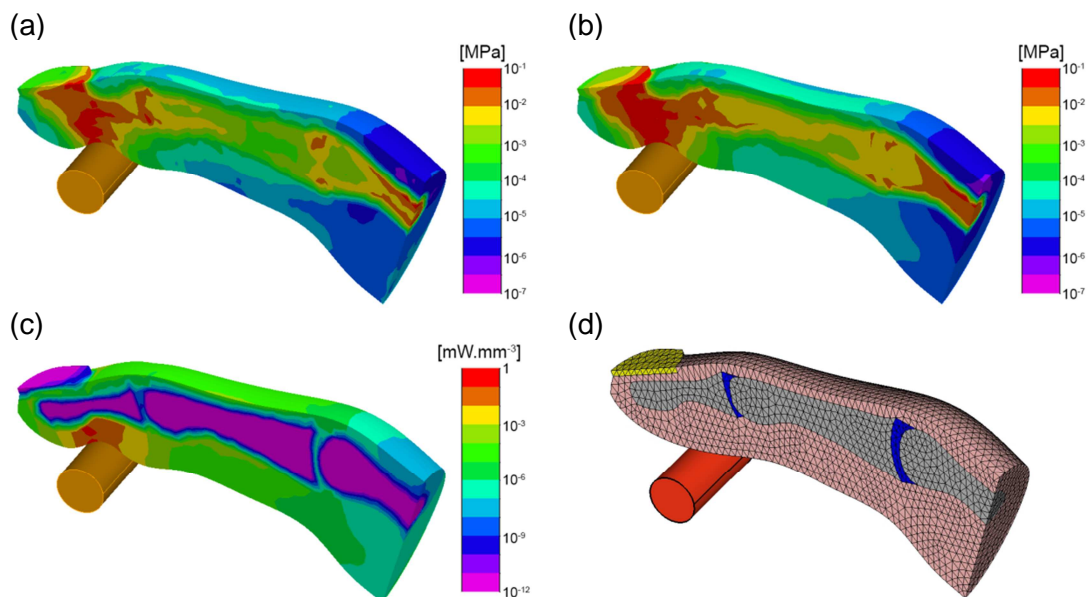


Figure 34. Réponse dynamique d'un index préalablement comprimé à 3 mm par l'indenteur cylindrique ; (a) champ de pression mécanique [MPa] ; (b) champ de contrainte tangentielle maximale [MPa] ; (c) densité volumique de puissance dissipée [mW.mm^{-3}] ; (d) maillage initial comme une aide à la visualisation des différents éléments du doigt.

4.4. Application thermique

Les transferts de chaleur dans les tissus biologiques peuvent être modélisés en généralisant l'équation de la chaleur par ajout de termes supplémentaires liés à la chaleur générée par la perfusion sanguine et par le métabolisme. Le plus connu de ce type de modèle est celui de

Pennes [19]. Il relie la température T aux chaleurs générées par la perfusion sanguine $q_{perf}(T)$, par le métabolisme q_{met} et par une source externe q_{ext} selon :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T + q_{perf}(T) + q_{met} + q_{ext} \quad \text{Eq. (47)}$$

ρ , c et k sont les densités, chaleur spécifique et conductivité thermique des tissus considérés. ∇ est l'opérateur gradient et $q_{perf}(T) = \bar{\omega} \rho_b c_b (T_b - T)$ avec ρ_b , c_b et T_b la densité, chaleur spécifique et température du sang.

En supposant d'une part que la puissance vibratoire est dissipée sous forme de chaleur et d'autre part que les temps caractéristiques thermiques et mécaniques sont très différents (découplage des problèmes thermiques et mécaniques), nous pouvons déterminer le champ de température généré par la vibration à l'intérieur de la phalange en résolvant le problème Eq. (47) dans lequel q_{ext} est la puissance volumique vibratoire dissipée issue de notre modèle visco-hyper-élastique. Nous avons mis en œuvre cette méthodologie dans le logiciel d'éléments finis Comsol où le modèle de Pennes est implémenté. Les propriétés thermiques des os, cartilages et des tissus mous de la phalanges sont issues de Comsol ou de la littérature [19].

À titre d'illustration, nous considérons l'exemple suivant : phalanges distales vibrée à une amplitude de $40 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ à 100 Hz (mauvaise ponceuse), préalablement précontrainte à 10 N.mm^{-1} . Nous avons utilisé notre modèle visco-hyper-élastique pour calculer la puissance volumique dissipée. Nous avons ensuite injectée celle-ci dans le logiciel Comsol pour résoudre le problème thermique avec une condition limite de convection libre autour de la phalange (doigt dans l'air à 23°C). La densité volumique de puissance dissipée et le champ de température induit, pour 10 minutes de sollicitation vibratoire, sont présentés sur la figure 35(a) et (b).

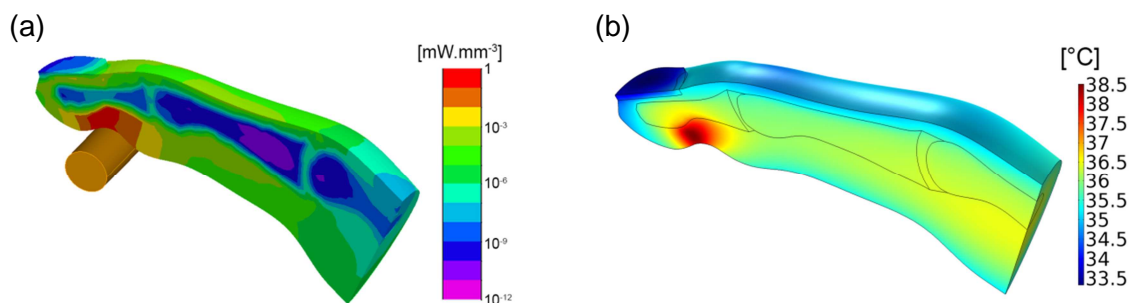


Figure 35. Réponse dynamique et thermique après 10 min de vibration pour un doigt préalablement précontraint à 10 N.mm^{-1} et vibré à $40 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$; (a) densité de puissance volumique dissipée $[\text{mW.mm}^{-3}]$; (b) champ de température induit $[^\circ\text{C}]$.

Le champ de puissance volumique dissipée et celui de température ont globalement la même répartition spatiale. La zone de température plus élevée correspond à celle où la puissance dissipée est la plus importante. Il s'agit de la zone de contact indenteur/phalange. La température dans ce voisinage atteint la valeur maximale de $38,5^\circ\text{C}$ or en l'absence de vibration un calcul similaire a montré que la température y est de l'ordre de $3,5^\circ\text{C}$ (la température du sang a été prise égale à 37°C). Dans le voisinage immédiat de la zone de contact indenteur/phalange, l'augmentation de température, après un temps d'exposition de 10 min, est de l'ordre de 2°C pour une vibration de $40 \text{ m.s}^{-2} \text{ rms}$ à 100 Hz. La température de $38,5^\circ\text{C}$ n'est pas suffisante pour détériorer les tissus biologiques [19], néanmoins, elle peut modifier certaines réactions biochimiques et dès lors avoir un impact potentiel sur l'équilibre de la vasoconstriction basale.

5. Conclusions et perspectives

Dans ce travail, nous avons explicité une approche originale ayant pour objectif final de prédire l'effet des vibrations sur le réseau vasculaire digital. Notre stratégie consiste à établir, à terme, un modèle mathématique multi-échelles permettant de modéliser les effets des vibrations sur le dérèglement de la vasoconstriction basale en prenant en compte des couplages entre la mécanique, la biologie et la physiologie. Différents effets couplés mécano-biologiques potentiels, influençant l'équilibre de vasoconstriction, ont d'ores et déjà été identifiés dans la littérature : phénomène de flow-dependant vasodilatation, réponse myogénique des cellules musculaires lisses, déséquilibre de la pression transmurale nominale et dérégulation du métabolisme notamment liée à une augmentation de la température par dissipation de la puissance mécanique. La première étape de cette approche multi-échelles est la construction et la validation d'un modèle éléments finis à l'échelle macroscopique d'une phalange distale précontrainte vibrée donnant accès aux champs de grandeurs mécaniques à l'intérieur des différents tissus de la phalange. Afin de vérifier et de recalibrer notre modèle, nous avons réalisé un dispositif expérimental permettant la mesure des raideurs statiques et dynamiques de phalanges distales pré-chargées. Ce banc d'essais a été mis en œuvre sur un groupe de 20 sujets afin de disposer d'informations statistiques représentatives d'un index moyen. L'analyse des raideurs dynamiques mesurées a permis de mettre en évidence un comportement mécanique des phalanges similaire à celui de certains polymères amorphes. En effet, les raideurs des phalanges augmentent avec l'accroissement de la fréquence faisant apparaître un plateau caoutchoutique, une zone de transition vitreuse et un état vitreux. La puissance dissipée dans la phalange est divisée par 6 lorsque la fréquence est doublée. L'influence de la pré-charge statique et de l'amplitude de l'excitation vibratoire a ensuite été examinée. Plus l'état de précontrainte est fort, plus la raideur dynamique est élevée avec un effet synergique entre la fréquence et la pré-charge très prononcé au deçà de 125 Hz. La puissance dissipée est également impactée par le niveau de pré-chargement puisque doubler le niveau de précontrainte provoque une dissipation vibratoire deux fois plus importante. En outre, l'augmentation de l'amplitude de l'excitation vibratoire provoque un assouplissement de raideur similaire à l'effet Payne rencontré dans les caoutchoucs. Le caractère thixotropique de la matrice extracellulaire pouvant en être à l'origine. Nous avons ensuite construit un modèle éléments finis reflétant les conditions expérimentales. La géométrie et le maillage de la phalange numérique correspondent aux dimensions moyennes relevées sur le groupe de sujets. En statique, nous avons ensuite identifié les paramètres de la loi de comportement de Ogden-Hill qui minimisent l'écart entre progressivité de raideur mesurée et calculée, l'erreur entre ces deux grandeurs est inférieure à 5 %. La loi de dissipation visqueuse résulte d'une part de la linéarisation d'un modèle de viscoélasticité non-linéaire (Quasi Linear Viscoelasticity) et d'autre part, du choix de noyaux de relaxation sous la forme d'intégrale de spectres de relaxation. Nous avons sélectionné un spectre de relaxation appelé Box Spectrum qui conduit à une erreur entre les raideurs dynamiques mesurée et calculée très faible dans la zone spectrale d'intérêt pour l'étude [100 Hz-300 Hz]. Le modèle éléments finis ayant été validé à la fois en module et en phase, nous avons présenté deux applications. La première, mécanique, montre que les fortes contraintes et la puissance dissipée ($1 \text{ mW} \cdot \text{mm}^{-3}$ pour une vibration de $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \text{ rms}$) se concentrent dans le voisinage du contact indenteur/phalange. La seconde, thermique, a permis de calculer que la vibration génère dans cette même zone, une température de $38,5^\circ\text{C}$.

Les perspectives de cette étude sont multiples. Tout d'abord, le modèle proposé pourrait encore être amélioré en cherchant un spectre de relaxation palliant les lacunes du modèle actuel dans la zone spectrale [50 Hz-100 Hz] et au-delà de 300 Hz. Ensuite, ce modèle pourra être généralisé à une main entière serrant une poignée. Des travaux sont déjà engagés en ce sens à l'INRS et ont permis de calculer la réponse modale de la main. Par ailleurs, le modèle actuel du doigt devra être exploité en analysant l'influence sur les champs

de grandeurs mécaniques et thermiques des paramètres suivants : fréquence, niveau de pré-chargement statique, amplitude de l'excitation vibratoire. Ce modèle pourra également être alimenté par des signaux vibratoires correspondant à des machines réelles. D'un point de vue expérimental, des essais pourraient être conduits afin de vérifier la cohérence des résultats numériques issus de la réponse thermique du modèle.

6. Remerciements

L'auteur souhaite remercier chaleureusement ses collègues de l'INRS ayant activement participé à la réalisation des travaux présentés ici : Dr. Jean-Pierre MEYER (médecin investigateur), Mme Isabelle MANET, M. Dominique BRUANT, M. Alexandre KLINGLER et M. Richard POIROT.

7. Bibliographie

- [1] EUROPEAN AGENCY FOR SAFETY AND HEALTH AT WORK - Workplace exposure to vibration in europe: an expert review. 2008, 124 p.
- [2] EUROPEAN FOUNDATION FOR THE IMPROVEMENT OF LIVING AND WORKING CONDITIONS - Fifth european working conditions survey: overview report. 2012, 148 p.
- [3] VINCK L. - Les expositions aux risques professionnels, les ambiances et contraintes physiques, enquête sumer 2010 - direction de l'animation de la recherche, des études et des statistiques. Synthèse.Stat., 2014, 159–164.
- [4] GRIFFIN M.J. - Handbook of human vibration. London, Elsevier Academic Press, 1996, 988 p.
- [5] BOVENZI M. - Medical aspects of the hand -arm vibration syndrome. International Journal of Industrial Ergonomics, 1990, 6, 61–73.
- [6] MATOBA T. - Pathophysiology and clinical picture of hand-arm vibration syndrome in japanese workers. Nagoya Journal of Medical Science, 1994, 57 Suppl, 19–26.
- [7] NARINI P.P., NOVAK C.B., MACKINNON S.E., COULSON-ROOS C. - Occupational exposure to hand vibration in northern ontario gold miners. The Journal of Hand Surgery, 1993, 18, 1051–1058.
- [8] CHETTER I.C., KENT P.J., KESTER R.C. - The hand arm vibration syndrome: a review. Cardiovascular Surgery, 1997, 6, 1–9.
- [9] KATTEL B.P., FERNANDEZ J.E. - The effects of rivet guns on hand-arm vibration. International Journal of Industrial Ergonomics, 1999, 23, 595–608.
- [10] ÅSTRÖM C., REHN B., LUNDSTRÖM R., NILSSON T., BURSTRÖM L., SUNDELIN G. - Hand-arm vibration syndrome (havs) and musculoskeletal symptoms in the neck and the upper limbs in professional drivers of terrain vehicles-a cross sectional study. Applied Ergonomics, 2006, 37, 793–799.
- [11] GRIFFIN M.J. - Frequency-dependence of psychophysical and physiological responses to hand-transmitted vibration. Industrial Health, 2012, 50, 354–369.
- [12] KRAJNAK K., RILEY D.A., WU J., MCDOWELL T., WELCOME D.E., XU X.S., et al. - Frequency-dependent effects of vibration on physiological systems: experiments with animals and other human surrogates. Industrial Health, 2012, 50, 343–353.
- [13] EUROPEAN PARLIAMENT AND THE COUNCIL OF THE EUROPEAN UNION - Directive 2002/44/ce on the minimum health and safety requirements regarding the exposure of workers to the risks arising from physical agents (vibrations). Official Journal of the European Communities, 2002, OJ L177, 1–12.

- [14] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION ISO 5349-1 Mechanical vibration – measurement and evaluation of human exposure to hand-transmitted vibration – part 1: general requirements. 2001, 39 p.
- [15] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION ISO 5349-2 Mechanical vibration – measurement and evaluation of human exposure to hand-transmitted vibration – part 2: practical guidance for measurement at the workplace. 2001, 50 p.
- [16] BOVENZI M., GRIFFIN M.J. - Haemodynamic changes in ipsilateral and contralateral fingers caused by acute exposures to hand transmitted vibration. *Occupational and Environmental Medicine*, 1997, 54, 566–576.
- [17] BOVENZI M. - A prospective cohort study of exposure-response relationship for vibration-induced white finger. *Occupational and Environmental Medicine*, 2010, 67, 38–46.
- [18] CURRY B.D., GOVINDARAJU S.R., BAIN J.L.W., ZHANG L.L., YAN J.G., MATLOUB H.S., et al. - Evidence for frequency-dependent arterial damage in vibrated rat tails. *Anatomical Record - Part A Discoveries in Molecular, Cellular, and Evolutionary Biology*, 2005, 284, 511–521.
- [19] FENG X., LU T. - Introduction to skin biothermomechanics and thermal pain. Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 2011, 433 p.
- [20] GRIFFIN M.J., BOVENZI M., NELSON C.M. - Dose-response patterns for vibration-induced white finger. *Occupational and Environmental Medicine*, 2003, 60, 16–26.
- [21] BOVENZI M. - Epidemiological evidence for new frequency weightings of hand-transmitted vibration. *Industrial Health*, 2012, 50, 377–387.
- [22] PITTS P.M., MASON H.J., POOLE K. a., YOUNG C.E. - Relative performance of frequency weighting w_h and candidates for alternative frequency weightings for predicting the occurrence of hand-transmitted vibration-induced injuries. *Industrial Health*, 2012, 50, 388–396.
- [23] BRAMMER A.J., PITTS P.M. - Frequency weighting for vibration-induced white finger compatible with exposure-response models. *Industrial Health*, 2012, 50, 397–411.
- [24] DONG R.G., WELCOME D.E., MCDOWELL T.W., WU J.Z., SCHOPPER A.W. - Frequency weighting derived from power absorption of fingers-hand-arm system under z(h)-axis vibration. *Journal of Biomechanics*, 2006, 39, 2311–2324.
- [25] DONG R.G., WU J.Z., WELCOME D.E., MCDOWELL T.W. - A discussion on comparing alternative vibration measures with frequency-weighted accelerations defined in iso standards. *Journal of Sound and Vibration*, 2008, 317, 1042–1050.
- [26] CURRY B.D., BAIN J.L.W., YAN J.G., ZHANG L.L., YAMAGUCHI M., MATLOUB H.S., et al. - Vibration injury damages arterial endothelial cells. *Muscle and Nerve*, 2002, 25, 527–534.

- [27] KRAJNAK K., WAUGH S., JOHNSON C., MILLER R., KIEDROWSKI M. - Vibration disrupts vascular function in a model of metabolic syndrome. *Industrial Health*, 2009, 47, 533–542.
- [28] KRAJNAK K., MILLER G.R., WAUGH S., JOHNSON C., LI S., KASHON M.L. - Characterization of frequency-dependent responses of the vascular system to repetitive vibration. *Journal of Occupational and Environmental Medicine / American College of Occupational and Environmental Medicine*, 2010, 52, 584–594.
- [29] YE Y. - Pacinian channel mediated vasoconstriction in the fingers during vibration exposure. PhD Thesis, University of Southampton, 2013, 205 p.
- [30] MIWA T. - Evaluation methods for vibration effects. part 3 measurements of thresholds and equal sensation contours on hand for vertical and horizontal sinusoidal vibrations. *Industrial Health*, 1967, 5, 213–220.
- [31] DONG R.G., MCDOWELL T.W., WELCOME D.E. - Biodynamic response at the palm of the human hand subjected to a random vibration. *Industrial Health*, 2005, 43, 241–255.
- [32] MARCOTTE P., ALDIEN Y., BOILEAU P.-É., RAKHEJA S., BOUTIN J. - Effect of handle size and hand–handle contact force on the biodynamic response of the hand–arm system under zh-axis vibration. *Journal of Sound and Vibration*, 2005, 283, 1071–1091.
- [33] ALDIEN Y., MARCOTTE P., RAKHEJA S., BOILEAU P.-E. - Influence of hand–arm posture on biodynamic response of the human hand–arm exposed to zh-axis vibration. *International Journal of Industrial Ergonomics*, 2006, 36, 45–59.
- [34] DONG R.G., SCHOPPER A.W., MCDOWELL T.W., WELCOME D.E., WU J.Z., SMUTZ W.P., et al. - Vibration energy absorption (vea) in human fingers-hand-arm system. *Medical Engineering & Physics*, 2004, 26, 483–492.
- [35] ALDIEN Y., MARCOTTE P., RAKHEJA S., BOILEAU P.-É. - Mechanical impedance and absorbed power of hand-arm under xh-axis vibration and role of hand forces and posture. *Industrial Health*, 2005, 43, 495–508.
- [36] ADEWUSI S., RAKHEJA S., MARCOTTE P., THOMAS M. - Distributed vibration power absorption of the human hand-arm system in different postures coupled with vibrating handle and power tools. *International Journal of Industrial Ergonomics*, 2013, 43, 363–374.
- [37] DONG R.G., WELCOME D.E., WU J.Z. - Frequency weightings based on biodynamics of fingers-hand-arm system. 2005, 5349, 516–526.
- [38] NOËL C. - Acceleration mapping and local biodynamic response of hand gripping a vibrating handle by using laser scanning vibrometer. In : 46th UK Conf. Hum. Response to Vib., 2011, pp. 173–184.
- [39] RAKHEJA S., WU J.Z., DONG R.G., SCHOPPER A.W., BOILEAU P.-É. - A comparison of biodynamic models of the human hand–arm system for applications to hand-held power tools. *Journal of Sound and Vibration*, 2002, 249, 55–82.

- [40] ADEWUSI S., RAKHEJA S., MARCOTTE P. - Biomechanical models of the human hand-arm to simulate distributed biodynamic responses for different postures. *International Journal of Industrial Ergonomics*, 2012, 42, 249–260.
- [41] WU J.Z., DONG R.G., RAKHEJA S., SCHOPPER a. W. - Simulation of mechanical responses of fingertip to dynamic loading. *Medical Engineering & Physics*, 2002, 24, 253–264.
- [42] DANDEKAR K., RAJU B.I., SRINIVASAN M. a. - 3-d finite-element models of human and monkey fingertips to investigate the mechanics of tactile sense. *Journal of Biomechanical Engineering*, 2003, 125, 682–691.
- [43] KLABUNDE R.E. - *Cardiovascular physiology concepts*. 2nd ed. Baltimore, Lippincott Williams & Wilkins, 2012, 257 p.
- [44] EADY R.A.J., BURNS T., BREATHNACH S., COX N., GRIFFITHS C. - *Rook's textbook of dermatology*. 7th ed. Blackwell Science Ltd Oxford, 2004, 4568 p.
- [45] TABER L.A. - *Biomechanics of growth, remodeling, and morphogenesis*. *Applied Mechanics Reviews*, 1995, 487–545.
- [46] VOLOKH K.Y. - Stresses in growing soft tissues. *Acta Biomaterialia*, 2006, 2, 493–504.
- [47] WU J.Z., RAKHEJA S., DONG R.G., SMUTZ W.P. - Effects of static compression on the vibration modes of a fingertip. *Low Frequency Noise & Vibration and Active Control*, 2002, 21, 229–243.
- [48] WU J.Z., DONG R.G., SMUTZ W.P., SCHOPPER A.W. - Modeling of time-dependent force response of fingertip to dynamic loading. *Journal of Biomechanics*, 2003, 36, 383–392.
- [49] WU J.Z., KRAJNAK K., WELCOME D.E., DONG R.G. - Analysis of the dynamic strains in a fingertip exposed to vibrations: correlation to the mechanical stimuli on mechanoreceptors. *Journal of Biomechanics*, 2006, 39, 2445–2456.
- [50] WU J.Z., DONG R.G., WELCOME D.E., XU X.S. - A method for analyzing vibration power absorption density in human fingertip. *Journal of Sound and Vibration*, 2010, 329, 5600–5614.
- [51] WU J.Z., DONG R.G., WELCOME D.E. - Analysis of the point mechanical impedance of fingerpad in vibration. *Medical Engineering & Physics*, 2006, 28, 816–826.
- [52] WU J.Z., KRAJNAK K., WELCOME D.E., DONG R.G. - Analysis of the biodynamic interaction between the fingertip and probe in the vibrotactile tests: the influences of the probe/fingertip contact orientation and static indentation. *Journal of Biomechanics*, 2009, 42, 116–124.
- [53] WU J.Z., DONG R.G., SMUTZ W.P., RAKHEJA S. - Dynamic interaction between a fingerpad and a flat surface: experiments and analysis. *Medical Engineering & Physics*, 2003, 25, 397–406.

- [54] MAINARDI F. - Fractional calculus and waves in linear viscoelasticity: an introduction to mathematical models. London, Imperial College Press, 2010, 368 p.
- [55] GAYRAUD M. - Raynaud's phenomenon. *Joint Bone Spine*, 2007, 74, 1–8.
- [56] STOYNEVA Z., LYAPINA M., TZVETKOV D., VODENICHAROV E. - Current pathophysiological views on vibration-induced Raynaud's phenomenon. *Cardiovascular Research*, 2003, 57, 615–624.
- [57] LAMBOVA S., KUZMANOVA S. - Pathogenesis of Raynaud's phenomenon. *Rheumatology*, 2005, 13, 62–65.
- [58] MAS M. - A close look at the endothelium: its role in the regulation of vasomotor tone. *European Urology, Supplements*, 2009, 8, 48–57.
- [59] YAMAZAKI Y., KAMIYAMA Y. - Mathematical model of wall shear stress-dependent vasomotor response based on physiological mechanisms. *Computers in Biology and Medicine*, 2014, 45, 126–135.
- [60] YANG J., CLARK J.W., BRYAN R.M., ROBERTSON C. - The myogenic response in isolated rat cerebrovascular arteries: smooth muscle cell model. *Medical Engineering & Physics*, 2003, 25, 691–709.
- [61] LECOMTE N. - Physiopathologie du syndrome des vibrations main-bras, rapport de stage de médecine du travail. Institut national de recherche et de sécurité (INRS), 2013, 38 p.
- [62] HUA Y., LEMERLE P., GANGHOFFER J.-F. - A growth model of small artery for the vibration induced Raynaud syndrome situation. In : 13th Int. Conf. Hand-Arm Vib. Oct. 12-16, Beijing, 2015, p. on press.
- [63] VALENTÍN A., HUMPHREY J.D. - Modeling effects of axial extension on arterial growth and remodeling. *Medical & Biological Engineering & Computing*, 2009, 47, 979–987.
- [64] KARŠAJ I., HUMPHREY J.D. - A multilayered wall model of arterial growth and remodeling. *Mechanics of Materials : An International Journal*, 2012, 44, 110–119.
- [65] GATTI P.L., FERRARI V. - Applied structural and mechanical vibrations - theory, methods and measuring instrumentation. London, E & FN Spon, 1999, 826 p.
- [66] KULWANOSKI G., SCHNELLINGER J. - The principles of piezoelectric accelerometers. kistler instrument corp. *Sensors Magazine Online*, (accessed July 22, 2015). <http://www.sensorsmag.com/sensors/acceleration-vibration/the-principles-piezoelectric-accelerometers-1022>.
- [67] GULATI R.J., SRINIVASAN M.A. - Determination of mechanical properties of the human fingerpad in vivo using a tactile stimulator. Massachusetts Institute of Technology, 1997, 122 p.
- [68] HÅKANSSON B., CARLSSON P. - Bias errors in mechanical impedance data obtained with impedance heads. *Journal of Sound and Vibration*, 1987, 113, 173–183.

- [69] JALOBEANU A. - Modèles, estimation bayésienne et algorithmes pour la déconvolution d'images satellitaires et aériennes. PhD Thesis, University of Nice-Sophia Antipolis, 2001, 300 p.
- [70] KIRKEBY O., RUBAK P., FARINA A. - Analysis of ill-conditioning of multi-channel deconvolution problems. In : Proc. IEEE Work. Appl. Signals Process. to Audio Acoust., 1999, pp. 17–20.
- [71] NORCROSS S.G., SOULODRE G. a., LAVOIE M.C. - Further investigations of inverse filtering. 115th Audio Engineering Society Convention, 2003, 1–12.
- [72] NORCROSS S.G. - Evaluation and alternative regularization of audio equalization techniques. PhD Thesis, University of Ottawa, 2009, 121 p.
- [73] NORCROSS S., BOUCHARD M., SOULODRE G. - Inverse filtering design using a minimal-phase target function from regularization. Proc. of the 121st AES, 2006, 1–8.
- [74] OPPENHEIM A. V, SCHAFER R.W., BUCK J.R. - Discrete-time signal processing. 2nd ed. Upper Saddle River, NJ, USA, Prentice-Hall, Inc., 1999, 870 p.
- [75] SMITHRICK J., MYERS I.T. - Effects of cable and circuit parameters on the precision calibration of a charge amplifier. Lewis Research Center, National Aeronautics and Space Administration, 1968, 24 p.
- [76] MENARD K.P. - Dynamic mechanical analysis - a practical introduction. 2nd ed. Boca Raton, CRC Press, 2008, 218 p.
- [77] LAKES R. - Viscoelastic materials. New York, Cambridge University Press, 2009, 480 p.
- [78] PRUITT L.A., CHAKRAVARTULA A.M. - Mechanics of biomaterials fundamental principles for implant design. New York, Cambridge University Press, 2011, 681 p.
- [79] VICENTE J. de - Viscoelasticity – from theory to biological applications. Rijeka, InTech, 2012, 358 p.
- [80] CALLEN J.C., PERASSO R. - Biologie cellulaire - 2ème édition - des molécules aux organismes. Paris, Dunod, 2005, 512 p.
- [81] PAULE J.M., INSERM R. - Matrice extracellulaire (mec) et vieillissement. Médecine /Sciences, 2009, 22, 273–278.
- [82] SHEN Z.L., KAHN H., BALLARINI R., EPPELL S.J. - Viscoelastic properties of isolated collagen fibrils. Biophysical Journal, 2011, 100, 3008–3015.
- [83] PURSLOW P.P., WESS T.J., HUKINS D.W. - Collagen orientation and molecular spacing during creep and stress-relaxation in soft connective tissues. The Journal of Experimental Biology, 1998, 201, 135–142.
- [84] BARNES H.A. - Thixotropy - a review. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 1997, 70, 1–33.

- [85] SCHMIDT H.M., LANZ U. - Surgical anatomy of the hand. Stuttgart, Thieme, 2004, 267 p.
- [86] WAGNER C. - The pianist's hand: anthropometry and biomechanics. *Ergonomics*, 1988, 31, 97–131.
- [87] SEGMENTOS P.D.L., MANO D. - Proportions of hand segments. *International Journal of Morphology*, 2010, 28, 755–758.
- [88] RICHMOND B.G. - Biomechanics of phalangeal curvature. *Journal of Human Evolution*, 2007, 53, 678–690.
- [89] LANGNER I., KRÜGER P.-C., EVERT K., ZACH a, HADLICH S., EKKERNKAMP a, et al. - Mr microscopy of the human finger and correlation with histology--a proof-of-principle study. *Clinical Anatomy (New York, N.Y.)*, 2013, 26, 719–27.
- [90] DE MAESENEER M., VAN ROY P., JACOBSON J. a, JAMADAR D. a - Normal mr imaging findings of the midhand and fingers with anatomic correlation. *European Journal of Radiology*, 2005, 56, 278–285.
- [91] PATTNAIK S.P. - Development of analytical models to study musculoskeletal and vascular damage leading to hand-arm vibration syndrome. PhD Thesis, University of Cincinnati, 2011, 167 p.
- [92] WRIGGERS P. - Nonlinear finite element methods. Berlin Heidelberg, 2008, 559 p.
- [93] BELYTSCHKO T., LIU W.K., MORAN B. - Nonlinear finite elements for continua and structures. Chichester, John Wiley & Sons, 2000, 667 p.
- [94] JETTEUR P. - Linéarisation en analyse fréquentielle. rapport 256. Samtech, 2008, 8 p.
- [95] BAÏOTTO S., RAMTANI S., GEIGER D., NATOWICZ R., ZIDI M. - Modèle viscoélastique de remodelage osseux. In : 16ième Congrès Français de Mécanique, Nice, 2003, pp. 1–5.
- [96] RICHARD F., VILLARS M., THIBAUD S. - Comportement viscoélastique du cartilage articulaire humain normal et arthrosique : modélisation et caractérisation à l'aide d'essais d'indentation instrumentée . vers une quantification des effets de l'arthrose dans l'articulation coxo-fémorale. Congrès Français de Mécanique 21, 2013, 1–6.
- [97] GROVES R.B. - Quantifying the mechanical properties of skin in vivo and ex vivo to optimise microneedle device design. Phd Thesis, Unviversity of Cardiff, 2013, 253 p.
- [98] WINEMAN A. - Nonlinear viscoelastic solids--a review. *Mathematics and Mechanics of Solids*, 2009, 14, 300–366.
- [99] XU F., SEFFEN K., LU T. - A quasi-linear viscoelastic model for skin tissue. In : Proc. 3rd lasme / Wseas Int. Conf. Contin. Mech., 2008, pp. 14–21.
- [100] HAILE M.A. - Experimental characterization and application of thermodynamically consistent viscoelastic models to describe the behavior of collagen dermal grafts. Phd Thesis, Unviversity of Florida, 2010, 202 p.

- [101] PIOLETTI D.P., RAKOTOMANANA L.R. - Non-linear viscoelastic laws for soft biological tissues. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 2000, 19, 749–759.
- [102] BEDA T., CHEVALIER Y., ATCHOLI K.-E., PADAYODI E., SAGOT J.-C. - Finite deformation and viscoelasticity modeling and test. *Engineering*, 2011, 03, 810–814.
- [103] LION A., RETKA J., RENDEK M. - On the calculation of predeformation-dependent dynamic modulus tensors in finite nonlinear viscoelasticity. *Mechanics Research Communications*, 2009, 36, 653–658.
- [104] ZDUNEK A. - Theory and computation of the steady state harmonic response of viscoelastic rubber parts. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1993, 105, 63–92.
- [105] ROGOSIN S., MAINARDI F. - George william scott blair -- the pioneer of fractional calculus in rheology. *Communications in Applied and Industrial Mathematics*, 2014, 1–20.
- [106] LAKES R.S., KATZ J.L. - Viscoelastic properties of wet cortical bone—iii. a non-linear constitutive equation. *Journal of Biomechanics*, 1979, 12, 689–698.
- [107] DECRAEMER W.F., MAES M.A., VANHUYSE V.J., VANPEPERSTRAF P. - A non-linear viscoelastic constitutive equation for soft biological tissues, based upon a structural model. *Journal of Biomechanics*, 1980, 13, 559–564.