



Universiteit Antwerpen

FACULTEIT WETENSCHAPPEN
DEPARTEMENT FYSICA
ACADEMIEJAAR 2013-2014

MASTERTHESIS

**Eindige-Elementen-Modellering van het
Trommelvlies en de Columella in het
Vogelmiddenoor**

**Finite Element Modeling of the Tympanic
Membrane and the Columella in the Avian
Middle Ear**

Auteur:
Pieter MUYSHONDT

Promotor:
Prof. Dr. Joris J.J. DIRCKX

Co-Promotor:
Dr. Joris SOONS

Begeleider:
Daniël DE GREEF

Abstract

De eindige-elementenmethode is een numerieke techniek die vaak wordt gebruikt voor het modelleren van biomechanische systemen zoals het middenoor, dat dient als impedantieoverbruggend mechanisme tussen geluidsgolven in de buitenlucht en de vloeistoffen in het binnenoor. De middenoorketen van de mens en van andere zoogdieren is altijd opgebouwd uit drie gehoorsbeentjes, maar bij vogels en reptielen is dit niet het geval: het vogelmiddenoor bestaat namelijk uit slechts één staafvormig gehoorsbeentje met de naam columella. Dit veel eenvoudiger ontwerp doet vermoeden dat vogels, die niet beduidend slechter horen dan mensen, een klasse vormen die geschikt is voor de constructie van een middenoormodel dat vervolgens kan bijdragen aan de creatie van de ideale middenoorprothese voor mensen met een gehoorafwijking. In dit werk wordt een eindige-elementenmodel van een vogelmiddenoor ontwikkeld dat wordt gekarakteriseerd door visco-elastische eigenschappen en waarvan de geometrie wordt afgeleid uit μ CT-metingen. De onbekende mechanische modelparameters worden vervolgens geoptimaliseerd op basis van interferometrische experimenten op een vogeloor zoals stroboscopische digitale holografie en laser-dopplervibrometrie. Uit het resultaat kunnen verschillende kwalitatieve en kwantitatieve eigenschappen van het vogelmiddenoor worden afgeleid.

The finite element method is a numerical technique that is frequently used for modeling biomechanical systems like the middle ear, that serves as an impedance match between incoming sound waves in air and acoustic waves in the inner ear fluid. The human and mammalian middle ear always contains three auditory ossicles, but this is not the case in birds and reptiles: the avian middle ear only contains one ossicle that is called the columella. This far simpler design leads us to the idea that birds, who don't hear significantly worse than humans, form a class that is suited for constructing a middle ear model that can eventually contribute to the creation of the ideal human middle ear prosthesis. In this work a finite element model of the avian middle ear is created, which is characterized by viscoelastic properties and for which the geometry is obtained from μ CT measurements. The unknown mechanical parameters in the model are then optimized on the basis of interferometric experiments as stroboscopic digital holography and laser Doppler vibrometry. From the obtained result different qualitative and quantitative properties of the avian middle ear can be deduced.

Inhoudsopgave

I	Achtergrond en Methoden	7
1	Het Gehoor van Vogels	8
1.1	Perceptie van Geluid	8
1.1.1	Geluidsniveau in decibel	8
1.1.2	Geluid bij vogels	9
1.2	Anatomische Termen van Positie	11
1.3	Anatomie en Fysiologie van het Vogeloor	12
1.3.1	Het buitenoor	13
1.3.2	Het middenoor	13
1.3.3	Het binnenoor	23
2	Mechanica en de Eindige-Elementenmethode	26
2.1	Mechanica	26
2.1.1	Lineaire elasticiteit	26
2.1.2	Visco-elasticiteit	32
2.1.3	Vibratoire systemen	35
2.2	De Eindige-Elementenmethode	41
2.2.1	Algemene werking	41
2.2.2	Dynamische analyse in het frequentiedomein	43
II	Mijn Onderzoek	44
3	Constructie van het Model	45
3.1	Het Oppervlaktemodel	45
3.1.1	Microtomografie	45
3.1.2	Beeldsegmentatie	46
3.1.3	Triangulatie	48
3.1.4	Resultaten	49
3.2	Het Eindige-Elementenmodel	49
3.2.1	Geometrie	50
3.2.2	Mechanica	50

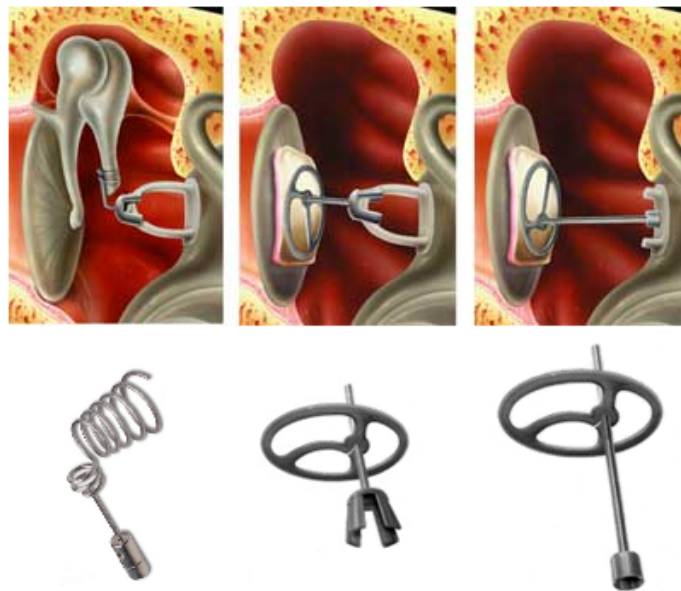
3.2.3	Vermazing	52
3.2.4	Frequentieanalyse	53
4	Validatie van het Model	55
4.1	Experimentele Technieken	55
4.1.1	Stroboscopische digitale holografie	55
4.1.2	Laser-dopplervibrometrie	58
4.2	Inverse Analyse	59
4.2.1	De objectfunctie	60
4.2.2	Gevoeligheidsanalyse	63
4.2.3	Optimalisatie	64
4.2.4	Resultaten	65
4.3	Conclusie	77

Inleiding

Het vogelmiddenoor is een specifiek biomechanisch systeem dat dient als impedantie-overbruggend mechanisme tussen de invallende geluidsgolven aan het buitenoor en de akoestische drukgolven in de cochleaire vloeistof van het binnenoor. In tegenstelling tot het middenoor in zoogdieren, dat is opgebouwd uit drie gehoorsbeentjes, enkele spiertjes en ligamenten, bestaat het reptielen- en het vogelmiddenoor slechts uit één staaftvormig gehoorsbeentje met de naam *columella*, één spier en één prominent ligament. De aanwezigheid van deze drie beentjes maakt zelfs deel uit van de definitie van zoogdieren t.o.v. vogels en reptielen [1]. Ondanks dit veel eenvoudiger ontwerp zijn vogels in staat om geluidssignalen te ervaren die gelegen zijn in een frequentiegebied dat bijna zo breed is als dat van zoogdieren [2, 3, 4, 5, 6]. Desondanks deze interessante eigenschap heeft het vogelmiddenoor nooit dezelfde aandacht gekregen in wetenschappelijk onderzoek als het zoogdierenmiddenoor.

In dit werk worden de mechanische eigenschappen van het vogelmiddenoor onderzocht door er een mathematisch model van te construeren, waarbij er wordt gebruik gemaakt van de eindige-elementenmethode. De geometrie van dit middenoormodel wordt hiervoor eerst afgeleid uit μ CT-metingen. Vervolgens wordt het model getoetst aan de realiteit door middel van experimenten die zijn gebaseerd op optische interferometrie, zoals stroboscopische digitale holografie en laser-dopplervibrometrie. Op basis van de experimentele resultaten worden uiteindelijk de ongekende mechanische parameters van het middenoormodel geoptimaliseerd.

Dit werk zal nieuwe inzichten bieden in de werking van deze mechanisch eenvoudigere variant van het zoogdierenmiddenoor, en uiteindelijk belangrijke gevolgen kunnen hebben in de ontwikkeling van prothesen die als vervangstuk kunnen dienen voor de gehoorsbeentjes van mensen met een middenoorafwijking. Aangezien sommige ontwerpen van huidige middenoorprothesen (b.v. TORP – Total Ossicle Replacement Prosthesis) het vogelmiddenoor kwalitatief nabootsen [7], zoals afgebeeld op figuur 1, kan een studie van dit systeem bijdragen aan het bepalen van de optimale vorm, de materiaalkeuze, de parameters en de plaatsing van deze implantaten.



Figuur 1: Drie verschillende middenoorprothesen. Links: Kraus K-Helix Crown (Bridge Prosthesis), Midden: PORP (Partial Ossicular Replacement Prosthesis), Rechts: TORP (Total Ossicular Replacement Prosthesis). Figuur aangepast van: Get Fit OSC!, Grace Medical en Heinz Kurz GmbH Medizintechnik.

Deel I

Achtergrond en Methoden

1. Het Gehoor van Vogels

In dit hoofdstuk zullen we een geheelomvattende bespreking geven van het gehoor in vogels. Hiervoor verklaren we eerst het begrip geluid en hoe vogels het ervaren in vergelijking met de mens. Vervolgens bestuderen we de anatomie van het volledige vogeloor, waarbij zowel wordt ingegaan op het buitenoor, het middenoor en het binnenoor. Aangezien dit werk in de eerste plaats gericht is op het modelleren van een middenoor, dat bij vogels in tegenstelling tot zoodieren uit slechts één gehoorsbeentje is opgebouwd, zal dit anatomisch onderdeel ook het meest uitgebreid worden besproken, zowel anatomisch als fysiologisch.

1.1 Perceptie van Geluid

Geluid, zoals mensen en ook vogels het ervaren, is een oscillatie van de druk in een samendrukbaar medium. De lucht om ons heen, die is opgebouwd uit moleculen, is zo'n medium en oefent als gevolg van zijn eigen gewicht een druk op ons uit die bij zeeniveau gemiddeld gelijk is aan 1013hPa. Geluid kan worden gegenereerd in een medium door het trillen van een voorwerp dat zich erin bevindt: zo planten de geproduceerde trillingen zich voort in het medium aan de geluidssnelheid, die in lucht gelijk is aan 343m/s bij een temperatuur van 20°C, waarbij een geluidsgolf wordt gevormd met een specifieke frequentie en een amplitude.

1.1.1 Geluidsniveau in decibel

Geluidsgolven afkomstig van een bepaalde bron kunnen door de mens worden ervaren als geluid wanneer de frequentie ervan gelegen is binnen een frequentiegebied van ruwweg 20 tot 20 000Hz, hetgeen we de *bandbreedte* noemen. De sterkte of amplitude van de geluidsgolf moet ook groot genoeg zijn om door ons gehoord te kunnen worden, wat het geval is voor drukken van 20μPa of hoger. Zonder moeite horen wij geluiden met een druk die miljoenen keren groter is dan deze *gehoorsdrempel*. Gezien het grote bereik waarin wij horen, wordt het geluidsniveau (*Eng.: sound pressure level* of SPL) meestal uitgedrukt volgens een logaritmische schaal:

$$\text{SPL (dB)} = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (1.1)$$

waarin p de druk is van de geluidsgolf en p_0 een referentiedruk die gelijk wordt gesteld aan 20μPa, de minimaal hoorbare druk. De eenheid waarin deze grootheid wordt

uitgedrukt is decibel (dB). Bij conventie worden voor p en p_0 de RMS-waarden (*Eng.: root mean square*) gebruikt: dit is de gemiddelde absolute druk van de geluidsgolf over één periode. Als we aannemen dat de druk van een geluidsgolf sinusoidaal verloopt in de tijd, dan kunnen we de RMS-waarde van de geluidsgolf p_{RMS} uitdrukken als functie van zijn amplitude p_A :

$$p_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p_A^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi t}{T} \right) dt} = \frac{p_A}{\sqrt{2}}. \quad (1.2)$$

Een geluidsdruk van $p = 1\text{Pa}$ komt overeen met een geluidsniveau van ongeveer 94dB SPL. Een druk van $p = p_0$ komt overeen met 0dB, waaruit we concluderen dat 0dB overeenkomt met de ondergrens van het gehoor bij de mens.

1.1.2 Geluid bij vogels

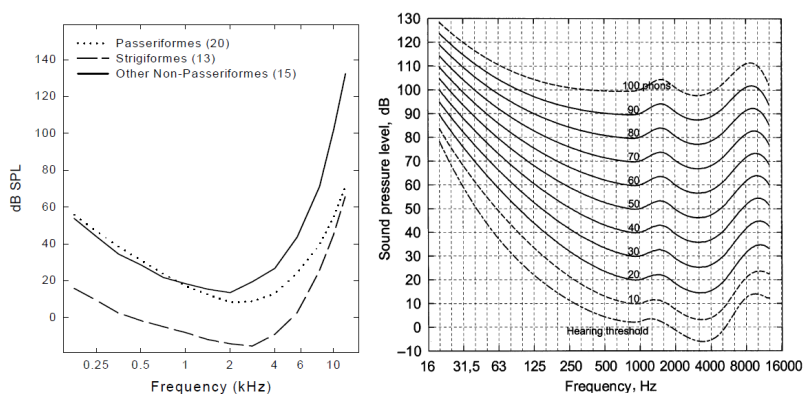
Vogels horen niet volledig in hetzelfde frequentiebereik als mensen, en de minimale druk waarbij ze horen is eveneens verschillend. Onder vogels kan de bandbreedte en de gehoorsdrempel zelfs sterk variëren van soort tot soort. Voor een ruwe schatting van de variabiliteit in het gehoor van vogels onderscheiden we drie grote groepen:

- de zangvogels of *Passeriformes*,
- een evolutionair oudere orde van vogels bestaande uit een groot deel van de *non-Passeriformes* zoals de *Anseriformes*, *Caprimulgiformes*, *Casuariformes*, *Charadriiformes*, *Columbiformes*, *Falconiformes*, *Galliformes* en *Psittaciformes*,
- een eerder speciale groep van vogels die bekend staan als nachtvogels of *Strigiformes*, zoals de *Tytonidae* en *Strigidae*.

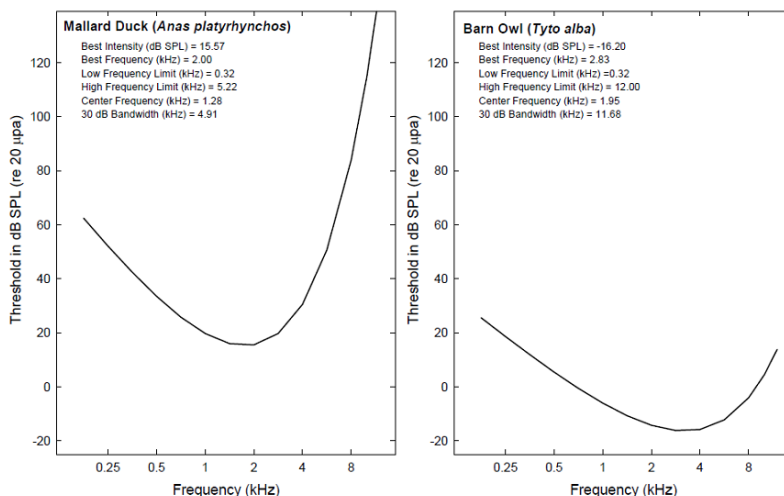
De minimaal hoorbare geluidsdrukken binnen een bepaald frequentiebereik duidt men aan met een *audiogram*. De mediaan van dergelijke audiogrammen van deze drie vogelgroepen [2, 3, 4, 5] wordt getoond op figuur 1.1, waarbij een vergelijking wordt gemaakt met het gehoor van de mens. Op figuur 1.2 worden de individuele audiogrammen van de wilde eend en de kerkuil getoond.

Volgens de audiogrammen horen vogels het best in een frequentiegebied van 1 tot 5kHz, met een absolute gevoeligheid van 0–10dB bij de meest gevoelige frequentie, meestal gelegen in het gebied 2–3kHz. Strigiformes kunnen over het algemeen zwakere geluiden waarnemen dan Passeriformes en non-Passeriformes over het gehele frequentiebereik. Bij hoge frequenties vertonen Passeriformes lagere geluidsdrempelwaarden dan non-Passeriformes, terwijl deze volgorde net omgekeerd is bij lage frequenties. Er zijn echter uitzonderingen op deze regel, zoals duiven, die zeer gevoelig zijn voor lage frequenties, en uilen, die bij alle frequenties zeer goed horen,

1.1. PERCEPTIE VAN GELUID

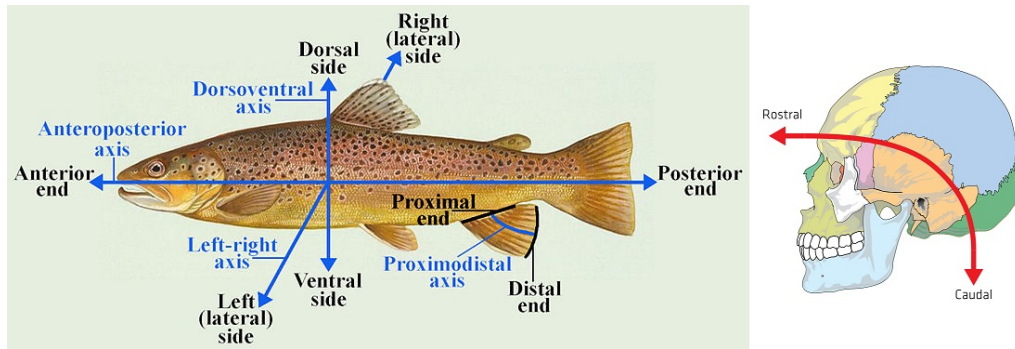


Figuur 1.1: Links: De audiogrammen voor drie grote groepen van vogels [2]. De getallen tussen haakjes duiden het aantal soorten aan die per groep werden gemeten. Rechts: Contouren van gelijke luidheid voor verschillende luidheidsniveaus. De onderste curve is de absolute drempelwaarde en stelt dus het audiogram van de mens voor [6].



Figuur 1.2: De audiogrammen van de wilde eend (links) en de kerkuil (rechts) [2].

waarschijnlijk in verband met hun jachtkarakter. In vergelijking met de mens horen vogels gelijkaardig bij lage en middelgrote frequenties (vooral de Strigiformes), terwijl ze net slechter horen bij hoge frequenties vanaf 10kHz. Vogels zijn ongewoon onder de gewervelde dieren in de opmerkelijke consistentie van de gehoorstructuur en -capaciteit, zoals de bandbreedte en de gehoorsdrempel. Daarom kan er worden nagegaan of de audiogrammen van verschillende groepen vogels gerelateerd zijn aan bepaalde biologische parameters. Zo zijn de centrale en de maximaal hoorbare geluidsfrequentie opvallend invers gecorreleerd met de grootte en het gewicht van de vogel.



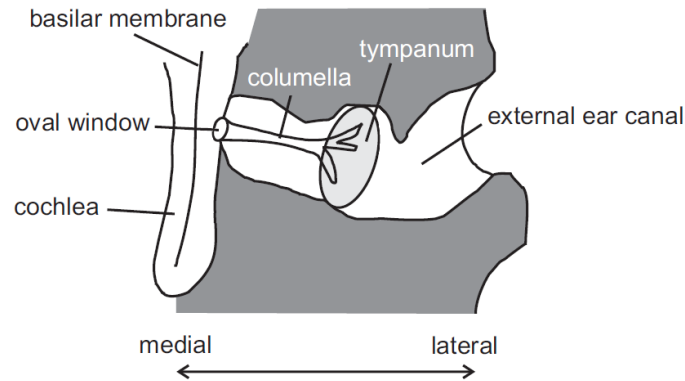
Figuur 1.3: De anatomische termen van positie toegepast op het lichaam van een vis en een mensenschedel [8].

1.2 Anatomische Termen van Positie

Vooraleer we de verschillende onderdelen van het vogeloor zullen bespreken, geven we eerst een kort overzicht van de algemene anatomische termen van positie [8]. Deze termen worden in de biologie en in de medische wereld gebruikt om de positie of de oriëntatie van lichaamsdelen op een ondubbelzinnige wijze aan te duiden, meer bepaald voor gewervelde dieren of *vertebraten*. Deze anatomische termen geven de verschillende hoofdrichtingen van een organisme aan en hebben elk hun eigen naam. Sommige termen worden voor alle vertebraten gebruikt terwijl anderen uitsluitend voor mens of dier worden gebruikt.

Het lichaam van alle vertebraten, inclusief de mens, heeft dezelfde bilaterale symmetrie t.o.v. het vlak dat het lichaam opdeelt in een linker- en een rechterhelft. De richting loodrecht op dit vlak wordt aangeduid met de *dextro-sinistrale* as, waarvan de éne zin wijst naar links en de andere naar rechts volgens het standpunt van het organisme. Op een andere manier duidt men volgens deze richting de *mediale* zin aan, die wijst naar het symmetrievlak toe, en de *laterale* zin, die van dit vlak weg wijst. De tweede as duidt het onderscheid aan tussen de voor- en achterkant van het lichaam, namelijk de *antero-posterior* as. Bij liggende dieren wijst *posterior* naar het hoofd en *anterior* naar de staart. Bij de mens echter, die rechtopstaat, wijst *posterior* naar de buik en *anterior* naar de rug. Bij liggende dieren wordt de buik-rugrichting dan weer aangeduid met de *dorso-ventrale* as waarbij *ventraal* wijst naar de buik en *dorsaal* naar de rug van het lichaam. Op figuur 1.3 worden deze verschillende richtingen op een overzichtelijke manier weergegeven, geïllustreerd aan de hand van het lichaam van een vis en een mensenschedel.

Hiernaast zijn er nog enkele andere aanduidingen van richting die vaak voorkomen. Zo heb je de richting *proximo-distaal*, hetgeen gebruikt wordt voor ledematen, waarbij *proximaal* naar het lichaam toe wijst en *distaal* van het lichaam weg. Anderzijds



Figuur 1.4: Een typisch vogeloor, met van links naar rechts het binnenoor, het middenoor en het buitenoor [9].

is er de richting die bij de mens de boven- en onderkant aangeeft, aangeduid met de *superior-inferior* as. *Superior* geeft hierbij de bovenkant aan en *inferior* de onderkant. Een andere richting die vaak gebruikt wordt is de *rostro-caudale* richting, waarin *rostraal* naar de neus van het organisme wijst, en *caudaal* naar de staart. Deze laatste anatomische richting wordt geïllustreerd op figuur 1.3 aan de hand van een mensenschedel.

1.3 Anatomie en Fysiologie van het Vogeloor

In deze sectie zal er een overzicht worden gegeven van de verschillende gehoorsonderdelen in vogels en hun specifieke functie. Net zoals bij zoogdieren kan het oor van een vogel worden opgedeeld in drie gebieden: het *buitenoor*, het *middenoor* en het *binnenoor*. Aangezien het middenoor van primair belang is in dit werk, zal dit ook het meest uitgebreid worden behandeld in vergelijking met de andere twee. Op figuur 1.4 ziet u een illustratie van de drie gebieden in het vogeloor met de verschillende onderdelen: ten eerste heb je het buitenoor dat bestaat uit de gehoorgang en doorloopt tot aan trommelvlies; ten tweede is er het middenoor, opgebouwd uit het trommelvlies en het enkele gehoorsbeentje met de naam *columella*, dat eindigt in het *ovale venster*; en ten derde het binnenoor, waarin we de cochlea en het evenwichtsorgaan kunnen onderscheiden. De structuur van het vogeloor kan uiteraard variëren van soort tot soort, maar over het algemeen zijn deze verschillen relatief gering om toch een algemeen overzicht te kunnen geven.

1.3.1 Het buitenoor

Het buitenoor in vogels bevindt zich zoals bij zoogdieren schuin achter het oog en bestaat uit een gehoorgang of *meatus* die loopt van het uitwendige oor tot aan het trommelvlies. De voornaamste functie van het buitenoor is het opvangen van geluidsgolven en het beschermen van het trommelvlies.

In tegenstelling tot zoogdieren hebben vogels geen oorschelp of *pinna*. De opening van de gehoorgang is bij de meeste soorten niet rechtstreeks zichtbaar aangezien hij bedekt is met speciale beschermende veren, die turbulentie tijdens het vliegen tegengaan zonder de transmissie van geluidsgolven te verhinderen. Turbulentie kan immers leiden tot geluidsdistortie en dus een foutieve perceptie van geluid. De veren zijn bovendien gevormd als een trechter om het geluid optimaal binnen de gehoorgang te leiden. Bij duikvogels zijn deze dicht tegen het uitwendige oor aangehecht om het binnenstromen van water te voorkomen. Sommige soorten zijn zelfs in staat om de gehoorgang te sluiten bij het duiken.

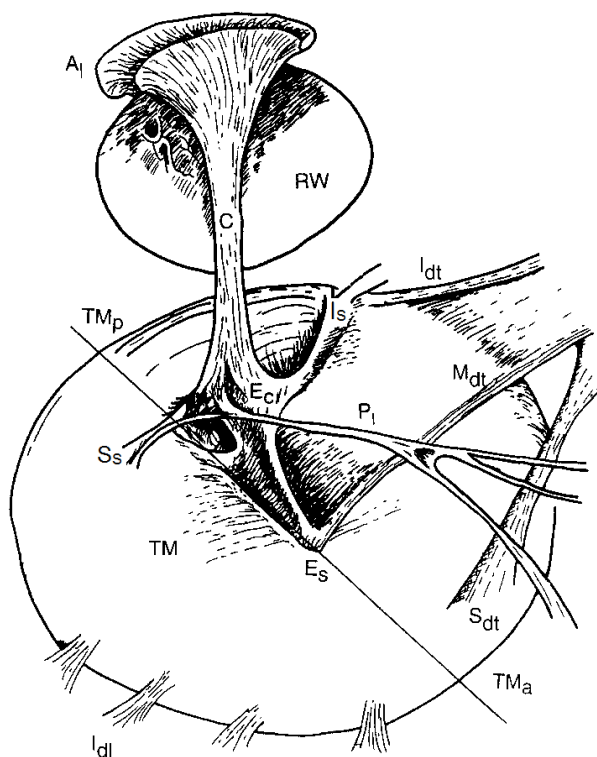
De gehoorgang is ventraal en caudaal gericht. De vorm en de grootte ervan kan sterk verschillen van soort tot soort, terwijl de lengte meestal relatief kort is (typisch 2–7mm). De opening aan de buitenkant is typisch smaller dan de oppervlakte van het trommelvlies, dat schuin georiënteerd is aan de basis van de gehoorgang en conisch naar buiten steekt aan de tip van de extrastapedius (zie later). De wand van de gehoorgang is omringd door been en in bepaalde richtingen omlijnd met spiertjes die zijn geassocieerd met de kaak. De gehoorwand is bedekt met een epidermische laag die vloeiend doorloopt in de buitenlaag van het trommelvlies.

1.3.2 Het middenoor

Het anatomisch onderdeel dat het meest uitgebreid zal worden behandeld in deze sectie is het middenoor. Eerst en vooral zullen we onderzoeken uit welke verschillende componenten het is opgebouwd, met elk zijn specifieke functie. Naderhand zullen we onderzoeken welke fysische mechanismen er schuil gaan achter dit systeem, met name hoe het middenoor zorgt voor een optimale transmissie van geluid van buitenoor naar het binnenoor [10].

Onderdelen en functie

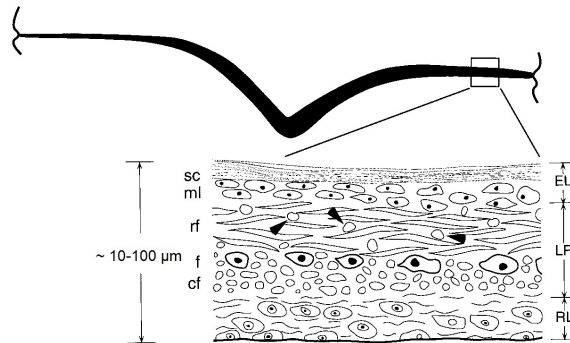
De middenoorcaviteit of *tympanische caviteit*, waarbinnen alle middenoorcomponenten zich bevinden, is relatief ruim in verhouding tot de grootte van het hoofd, zeer onregelmatig qua vorm en gevuld met lucht. Ze is omrand door verschillende soorten been, met uitzondering van het trommelvlies dat gelegen is aan de ventro-laterale



Figuur 1.5: Een tekening van het middenoor van een parkiet. TM = trommelvlies, (p) posterior, (a) anterior; C = columella; E_C = extracolumella; E_S = extra-stapediale processus; I_S = infra-stapediale processus; S_S = supra-stapediale processus; E_C; A₁ = annulair ligament; RW = ronde venster; P₁ = Platner's ligament; I_{dt} = intrinsieke trommelbuisligamenten; L_{dt} = inferior trommelbuisligament; M_{dt} = mediaal trommelbuisligament; S_{dt} = superior trommelbuisligament [10].

zijde van de caviteit. Er is bovendien een *buis van Eustachius* aanwezig die het middenoor verbindt met de keelholte, samen met enkele andere buizen die de tympanische caviteit in verbinding brengen met het middenoor aan de tegengestelde zijde van het hoofd en enkele andere schedelcaviteiten. Een illustratie van de verschillende onderdelen in het middenoor wordt weergegeven op figuur 1.5.

Laten we deze verschillende onderdelen stuk voor stuk bespreken, waarbij we beginnen met het trommelvlies. Het trommelvlies of *tympanisch membraan* (*Eng.: tympanic membrane*) is ovaalvormig, met de lange as bijna verticaal gericht, en wordt omringd door been en een rostraal gelegen ligament. Deze connecties met de schedel houden het membraan immobiel ten opzichte van bewegingen van de onderkaak. Het trommelvlies is conisch gevormd naar buiten toe, waarvan de tip is aangehecht op de *extra-stapediale processus* (of *extrastapedius*) van de *extracolumella*. Dit in tegenstelling tot zoogdieren waarbij het trommelvlies conisch naar binnen steekt.

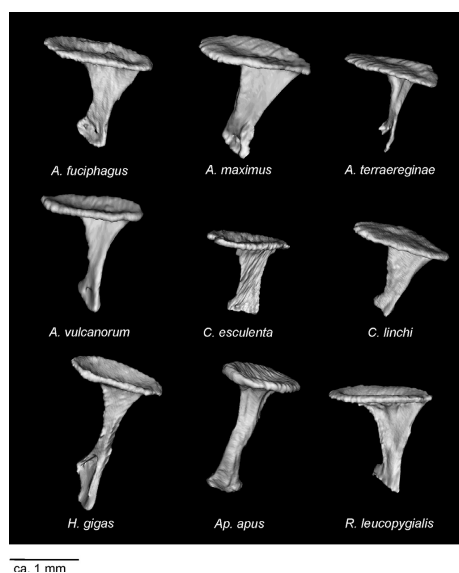


Figuur 1.6: De doorsnede van het trommelvlies van een kip. EL = epitheellaag, LP = lamina propria, RL = respiratorlaag; cf = circulaire vezels, f = fibroblasten, ml = Malpighilaag, rf = radiale vezels, sc = gelaagd keratine [11].

Het trommelvlies kan worden opgedeeld in drie lagen, met name een laterale *epitheellaag*, een mediale *respiratorepitheellaag* en de *lamina propria* ertussen, allen gescheiden door een *basement membraan*. De epitheellaag aan de buitenkant is opgebouwd uit een *hoornlaag*, bestaande uit gelaagd *keratine* en de zogenaamde *Malpighilaag*. De lamina propria bestaat dan weer voornamelijk uit radiale en circulaire *collageenvezels*, waartussen zich *fibroblasten* of *bindweefselcellen* bevinden. De radiale vezels zijn eeder lateraal terug te vinden terwijl de circulaire vezels meer mediaal gesitueerd zijn. De respiratorlaag ten slotte bestaat uit gelaagd niet-gekeratiniseerd *plaveiselcelepitheel*. Op figuur 1.6 wordt een doorsnede weergegeven van een dergelijk trommelvlies volgens eenzelfde as zoals aangeduid in figuur 1.5 [11].

De dikte van de epitheel- en respiratorlaag blijkt relatief constant doorheen de verschillende gebieden van het trommelvlies, terwijl de lamina propria in het gebied van de extracolumella opmerkelijk dikker is dan elders en blijft aangroeien met de leeftijd. Doorheen het trommelvlies lopen er bovendien nog enkele *trommelbuisligamenten*: het *inferior trommelbuisligament*, dat vertrekt vanuit de rand van de *infra-stapediale processus* of *infrastapedius*, en het *mediaal trommelbuisligament*, vertrekkend vanuit de tip van de *extrastapedius* (zie later). Deze ligamenten lopen door tot in de buis van Eustachius.

Een belangrijk gegeven is dat, in tegenstelling tot zoogdieren, het middenoor van vogels uit slechts één enkel gehoorsbeentje bestaat, namelijk de *columella*, die het best te vergelijken is met de *stapes* of *stijgbeugel* bij zoogdieren. Het is een staaf die plat is van vorm en ongeveer 90° kronkelt volgens haar lengte-as. De columella ligt in de posterior richting onder een hoek van ongeveer 30° (of minder) t.o.v. het vlak van de tympanische ring. Aan het uiteinde, in de richting van het binnenoor, eindigt de columella in een schijfvormige verbreding, namelijk de *clipeolus* of *voetplaat*. Deze voetplaat is ovaalvormig en is meestal niet centraal met de columellastaaf verbonden, maar eerder excentrisch. Bovendien is deze verbinding gedeeltelijk hol, wat de massa

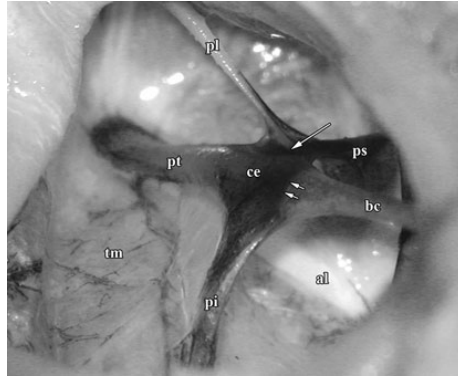


Figuur 1.7: De columellae van 9 verschillende soorten vogels [9].

verlaagt en de sterkte verhoogt. De voetplaat staat in verbinding met het binnenoor via het *ovale venster*, waarin het aan de rand wordt ondersteund door het *annulair ligament*. Dit ligament is opgebouwd uit collageenvezels en is meestal breder aan de posterior zijde. Op figuur 1.7 worden de columellae van negen verschillende soorten vogels getoond.

De columella staat niet rechtstreeks in verbinding met het trommelvlies, maar via de *extracolumella*. Deze extracolumella bestaat uit drie armen, namelijk de *infra-*, de *supra-* en de *extrastapedius* opgebouwd uit *hyalinekraakbeen*, en staat in verbinding met de columella via een buigzame *synchondrosis*. De drie armen vormen samen een omgekeerde Y-vormige constructie als ondersteuning aan het trommelvlies, hetgeen de staaf van de columella moet stabiliseren en het trommelvlies moet opspannen. In deze configuratie staat de extrastapedius in het midden, waarvan de uitloper of tip in het trommelvlies is geduwd. Het membraan is hierdoor conisch gevormd naar buiten toe hetgeen zichtbaar is in de uitwendige gehoorgang. De twee andere armen, de *infra-* en de *suprastapedius*, lopen aan weerszijden door tot aan de rand van het trommelvlies.

De extrastapedius van de extracolumella staat in verbinding met het trommelvlies via het *ascendens ligament*. Dit ligament vertrekt vanuit de caudale rand van het trommelvlies, loopt tussen de *infra-* en de *suprastapedius* door tot aan de tip van de extrastapedius in het centrum van het membraan. Het ligament dient om het trommelvlies te beschermen en om de beweging ervan over te dragen aan de extracolumella. Waar de *supra-* en de *extrastapedius* elkaar ontmoeten bevindt zich dan weer *Platner's ligament*, dat doorheen de middenoorcaviteit loopt tot aan de gehoor-



Figuur 1.8: Een foto van het middenoor van een stuisvogel. tm = trommelvlies, ce = extracolumella, pt = extra-stapediale processus, ps = supra-stapediale processus, pi = infra-stapediale processus, al = ascendens ligament, pl = Platner's ligament, bc = columella [7].

wand en dient om het columellasysteem te stabiliseren. Het ligament is opgebouwd uit collageenvezels en is bedekt met een enkele laag epitheel. Het columellasysteem staat weergegeven op figuur 1.8.

Net zoals bij zoogdieren is er in het middenoor van vogels een spier aanwezig, genaamd de *columellaspier*. Deze spier vertrekt lateraal vanuit een caudoventrale opening in de middenoorcaviteit en splitst op in verschillende tendons waarvan er één is aangehecht aan de posterior zijde van het membraan, tussen de infra- en de suprastapedius, en een andere die doorloopt tot aan het midden van het trommelvlies en er aanhecht aan de tip van de extrastapedius. De precieze functie van de spier is voorts nog niet helemaal duidelijk. Enkele kandidaten zijn: activatie als gevolg van een akoestische reflex, het verzwakken van maskerende frequenties voor communicatie, bescherming tegen zelfvocalisatie of windgeluiden tijdens de vlucht, etc. Sommige van deze hypothesen zijn reeds aangetoond, terwijl anderen puur speculatief zijn.

Transmissie van geluid en hefboomfunctie

De functie van het middenoor is om de energie, geassocieerd met de geluidsgolven die invallen op het trommelvlies, zo optimaal mogelijk over te brengen van het buitenoor naar het binnenoor. Hierbij is het de kunst om het verschil in *akoestische impedantie* dat heerst tussen de lucht in het buitenoor en de cochleaire vloeistof in het binnenoor zoveel als mogelijk te overbruggen. Akoestische impedantie geeft aan hoeveel geluidsdruk er wordt gegenereerd door de vibratie van moleculen in een bepaald medium. Wanneer er geluidsgolven uit een medium met een lage impedantie rechtstreeks zouden invallen op een medium met een hogere impedantie, dan zou het grootste gedeelte van deze golven worden gereflecteerd. De akoestische impedantie

Z van een akoestische component wordt gedefinieerd als

$$Z = \frac{p}{U}, \quad (1.3)$$

waarin p de aanwezige druk is en U de volumesnelheid van de aanwezige deeltjes. Deze volumesnelheid kan worden uitgedrukt volgens

$$U = v \cdot A, \quad (1.4)$$

met v de deeltjessnelheid en A de oppervlakte loodrecht op de bewegingsrichting. Zo kunnen we ook de *karakteristieke* of *specifieke akoestische impedantie* van een medium definiëren als

$$z = Z \cdot A = \frac{p}{v} = \rho \cdot c, \quad (1.5)$$

met ρ de soortelijke massa en c de geluidssnelheid in het medium. De energie van een golf die wordt gereflecteerd aan het scheidingsoppervlak tussen twee media met karakteristieke impedanties z_1 en z_2 is

$$R = \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1}, \quad (1.6)$$

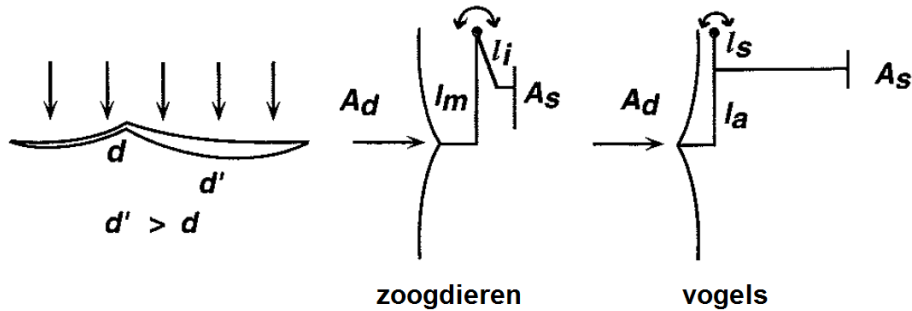
hetgeen de *reflectiecoëfficiënt* wordt genoemd. De massadichtheid en de geluidssnelheid van lucht en water staan weergegeven in de volgende tabel.

	ρ (kgm ⁻³)	c (ms ⁻¹)
lucht	1.20	343
water	1000	1525

Als z_1 de karakteristieke impedantie is van lucht en z_2 die van water, dan wordt $R = 0.9995$ voor een golf die rechtstreeks vanuit lucht op water invalt. De golf wordt dus voor het grootste deel gereflecteerd en het geluid gaat verloren. Er is dus een mechanisme nodig dat dit verlies compenseert. In het middenoor zijn er drie zulke *hefboommechanismen* die hiertoe bijdragen [12]:

- Het eerste hefboommechanisme is de *kettinglijnhefboom* [13], die het gevolg is van de conische vorm van het trommelvlies. Het trommelvlies hangt vast aan zijn buitenrand, en grote uitwijkingen in het midden van het membraan (d' in figuur 1.9) resulteren in kleinere verplaatsingen op de positie waar het membraan is verbonden met de extracolumella (d). Dit leidt tot een hefboomeffect, aangezien er grotere krachten worden geassocieerd met kleinere verplaatsingen. Dit effect is echter klein in verhouding met de andere twee hefboommechanismen.

- Het tweede mechanisme is de *hydraulische hefboom*. Dit mechanisme is het gevolg van het verschil in oppervlakte tussen het trommelvlies (waarop het geluid invalt) en de vloetplaat (waar het geluid naartoe wordt gestuurd). Door dit verschil wordt de totale kracht van de geluidsgolven aan het trommelvlies op een kleiner oppervlak geconcentreerd aan de voetplaat. Dit komt overeen met een verhoogde druk, en dus een vergroting van de impedantie.
- Het derde en laatste mechanisme is de *gehoorsbeenhefboom*. Wanneer een geluidsgolf invalt op het trommelvlies, ondergaat het membraan een transversale uitwijking die maximaal is in het centrum, in de buurt van de extrastapediale tip. Deze beweging wordt via de extracolumella doorgegeven aan de columella die samen met de voetplaat een pistonachtige translatiebeweging maakt in het ovale venster. De extracolumella, die fungeert als hefboom in dit systeem, ondergaat hierbij een rotatiebeweging rond een as die doorheen de eindpunten van de supra- en de infrastapedius loopt (zie figuur 1.9 voor zoogdieren en vogels). De tip van de extrastapedius is verder van deze rotatieas gelegen dan het aanhechtingspunt van de columella en de extracolumella: deze twee afstanden definiëren respectievelijk de *machtarm* en de *lastarm* van het hefboomsysteem, waarbij het verschil in lengte zal zorgen voor een verhoging van de impedantie.



Figuur 1.9: Illustratie van de drie hefboommechanismen [10]. Links: de kettinglijn-hefboom. Midden en rechts: de hydraulische en de gehoorsbeenhefboom bij resp. zoogdieren en vogels.

De combinatie van de twee laatste hefboommechanismen wordt uitgedrukt aan de hand van de volgende wiskundige uitdrukking:

$$F_d \cdot l_d = F_s \cdot l_s, \quad (1.7)$$

waarbij F de kracht en l de hefboomarm is aan de zijde van respectievelijk het trommelvlies (d) en de voetplaat (s). Aangezien $F = p \cdot A$, met A de oppervlakte, kan (1.7) worden herschreven tot

$$\frac{p_s}{p_d} = \frac{A_d}{A_s} \cdot \frac{l_d}{l_s}. \quad (1.8)$$

Voor zoogdieren geldt $l_d = l_m$ en voor vogels $l_d = l_a + l_s$ (zie figuur 1.9). Als we aannemen dat de extracolumella een rotatiebeweging maakt, dan kan de snelheid v worden gedefinieerd als angulaire snelheid maal afstand l , zodat we kunnen stellen dat

$$\frac{v_s}{v_d} = \frac{l_s}{l_d}. \quad (1.9)$$

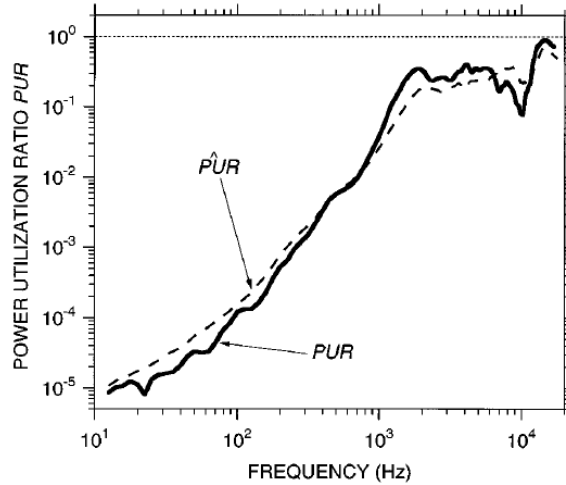
Gebruik makend van (1.3), (1.4), (1.8) en (1.9), stellen we dat

$$\begin{aligned} \frac{Z_s}{Z_d} &= \left(\frac{A_d}{A_s}\right)^2 \cdot \left(\frac{l_d}{l_s}\right)^2 \\ &= \left(\frac{p_s}{p_d}\right)^2. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Merk op dat de impedantieverhouding kwadratisch is in de drukverhouding. Aangezien $A_d > A_s$ en $l_d = l_a + l_s > l_s$, vergroot de impedantie Z van het trommelvlies tot aan de voetplaat, zodat het verschil in karakteristieke impedantie z tussen lucht en de cochleaire vloeistof wordt gecompenseerd.

Er dient opgemerkt te worden dat deze afleiding niet absoluut geldig is, maar eerder een idee geeft over de grootte-orde van het totale hefboomeffect. In werkelijkheid zal het geluid dat invalt op het trommelvlies voor een gedeelte worden gereflecteerd als gevolg van het impedantieverschil tussen lucht en het zachte weefsel waaruit het trommelvlies is opgebouwd. De mate waarin deze reflectie optreedt is afhankelijk van de geluidsfrequentie en wordt aangeduid met de zogenaamde *power utilization ratio* (PUR). Deze grootte werd reeds gemeten bij de mens en verschillende zoogdieren, zoals de chinchilla, en wordt weergegeven op figuur 1.10. Het gedeelte van het geluid dat wel door het trommelvlies wordt opgenomen zal tevens niet over de gehele oppervlakte worden overgedragen aan de middenoorcomponenten, maar voor slechts een bepaald percentage. De reden is dat invallende geluidsgolven complexe vibratiepatronen kunnen genereren op het trommelvlies die geen uniforme bewegingen maken in dezelfde transversale zin. Daarom spreekt men vaak over de effectieve oppervlakte van het trommelvlies, die eveneens frequentieafhankelijk is. Bovendien zal de energie die het middenoor binnentreedt voor een gedeelte worden geabsorbeerd als gevolg van de viskeuze eigenschappen van de middenooronderdelen, waardoor er nog extra energie verloren gaat.

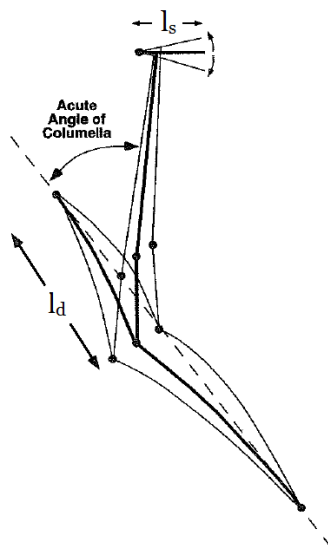
Onze afleiding m.b.t. de gehoorsbeenhefboom in het middenoor is gebaseerd op het feit dat de hoek tussen de columella en het trommelvlies 90° is. In werkelijkheid is deze hoek kleiner, waardoor de hefboomwerking een goniometrische functie wordt van deze hoek en onze afleiding van (1.10) slechts benaderend geldt: de beweging van de columella en de voetplaat is in dit model geen pistonachtige translatie meer, maar een combinatie van een translatie en een rotatie. Twee modellen die zijn voorgesteld omtrent het hefboommechanisme van het middenoor maken gebruik van deze anatomische relaties:



Figuur 1.10: Power utilization ratio voor het trommelvlies van een chinchilla als functie van de frequentie (volle lijn = metingen, stippellijn = model). Een waarde van 1 betekent dat alle geluidsenergie door het trommelvlies wordt opgevangen, terwijl een waarde kleiner dan 1 duidt op een gedeeltelijke reflectie van het geluid [14].

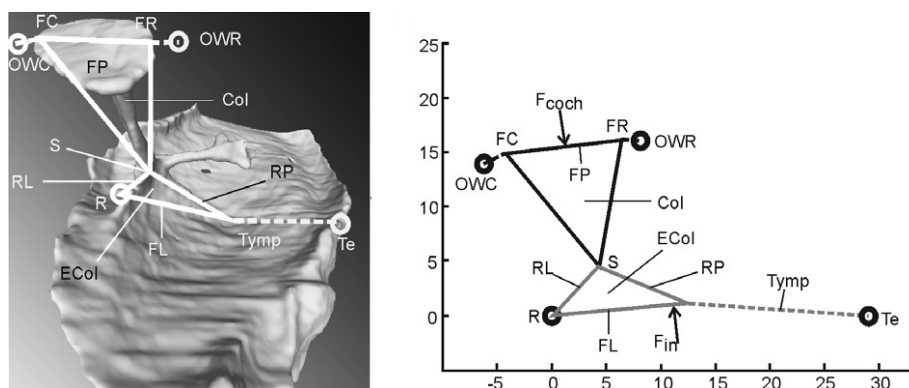
- Het eerste model [15] is gebaseerd op visuele observaties van de columella- en voetplaatbewegingen bij hoge druk en lage frequenties. Hierbij maakt de columella geen pistonachtige maar een eerder zijdelingse beweging, die overeenkomt met een rotatie rond een as aan de posterior zijde van de voetplaat. De voetplaat maakt zelf ook een rotatiebeweging rond een as aan zijn anterior zijde, als gevolg van de excentrische aanhechting van de columellastaaf. De hefboomarmen in dit model worden getoond op figuur 1.11.
- Het tweede model [16] is gebaseerd op de middenoorgeometrie en laat toe om de bewegingen van het trommelvlies en de extracolumella te bepalen. De conclusie hieruit was dat de rotatie van de extracolumella parallel loopt met de columellastaaf, wat leidt tot een pistonachtige beweging aan de voetplaat. Deze longitudinale beweging wordt mogelijk gemaakt door een buiging van de synchondrosisverbinding tussen de columella en de extracolumella.

In het verleden werd reeds een 2D-model en een 3D eindige-elementenmodel geconstrueerd van verschillende soorten vogelmiddenoren [9]. Het 2D-model is een doorsnede van het 3D-model en bestaat uit starre armen die met elkaar verbonden zijn in specifieke knooppunten van het middenoor (zie figuur 1.12). Uit het 3D-model concludeerde men dat de beweging van de voetplaat het meest lijkt op een rotatie [15]. In het 2D-model werden de verplaatsingen aan de voetplaat berekend als functie van de inputkracht aan de basis, en werden de relatieve posities van de knooppunten (i.e. grenspunten van alle onderdelen) gevarieerd om de invloed ervan na te gaan op de voetplaatbewegingen. Enkele conclusies hieruit waren (zie figuur 1.13):



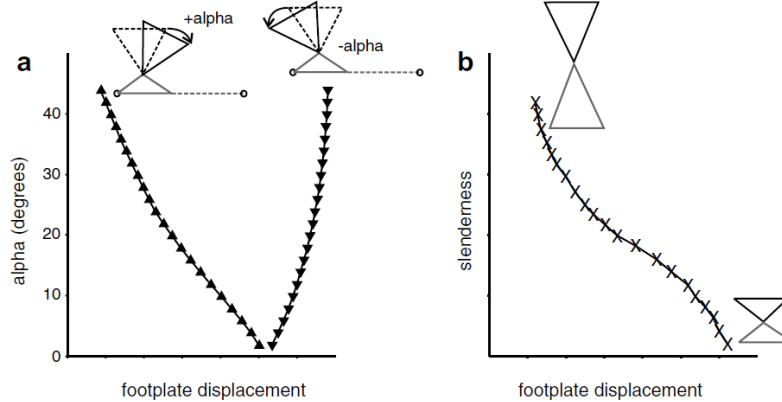
Figuur 1.11: De hefboomarmen in het geval van een rotatie aan de voetplaat [10].

- Een positieve rotatie van de columella, i.e. weg van de rotatiearmen van het hefboomsysteem, resulteert in een afname van de voetplaatbeweging. Een negatieve rotatie, i.e. naar de rotatiearmen van de hefboom toe, leidt tot een toename van de voetplaatbeweging.
- Hoe kleiner de lengte van het columellacomplex, des te groter de verplaatsing van de voetplaat.



Figuur 1.12: Een 3D- en een 2D-reconstructie van het middenoor van een linchi-dwergsalangaan. De cirkels zijn scharnierpunten in het 2D-model [9].

De transmissie-eigenschappen van het middenoor kunnen worden geïllustreerd aan de hand van een *transferfunctie*. Deze grootte meet de verplaatsing of de snelheid aan de voetplaat voor een gegeven geluidsdruk als functie van de frequentie. Een voorbeeld hiervan wordt gegeven op figuur 1.14, waarbij de verplaatsingsmagnitude



Figuur 1.13: Invloed van de rotatie van de columella en de lengte van het columel-lacomplex op de beweging van de voetplaat [9]. Links: neerwaarts (resp. opwaarts) gerichte driehoeken betekenen een negatief (resp. positief) gerichte rotatie.

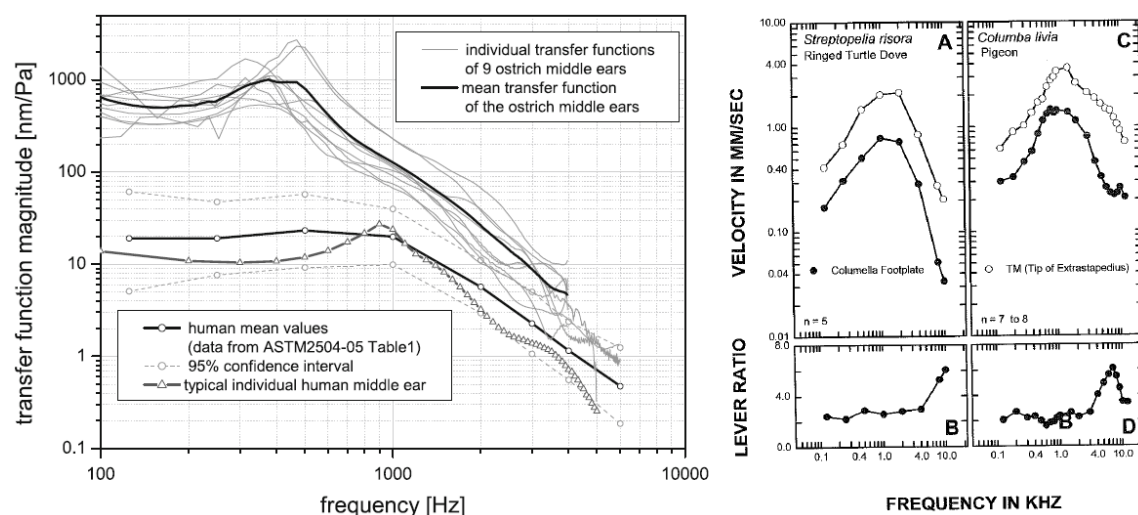
aan de voetplaat van een struisvogel werd gemeten d.m.v. laser-dopplervibrometrie. Een maat die iets zegt over hefboomfunctie van het middenoor is de *hefboomratio*, die de verhouding meet tussen de verplaatsingen (of snelheden) aan het trommelvlies en de voetplaat. Op figuur 1.14 wordt de hefboomratio getoond voor het middenoor van twee soorten duiven, gemeten met *Mössbauerspectroscopie*. Hierbij wordt de verhouding genomen tussen de snelheidsmagnitudes aan de extrastapediale tip en de voetplaat bij een druk van 100dB SPL. Een waarde groter dan 1 duidt op een positief hefboomeffect, hetgeen neerkomt op een verhoging van de impedantie Z aangezien deze omgekeerd evenredig is met de snelheid v volgens (1.5).

1.3.3 Het binnenoor

Het binnenoor [17] van vogels is een complex systeem van buis- en bolvormige structuren dat bestaat uit een *cochleair* orgaan met een gehoorfunctie en een *vestibulair* orgaan dat zorgt voor het evenwicht. De buitenzijde noemen we het *benige labyrint*, dat is opgebouwd uit een serie caviteiten diep in de schedel, gevuld met de natriumrijke vloeistof *perilymf*.

Op figuur 1.15 onderscheiden we de drie caviteiten van het benige labyrint, namelijk de *cochleaire buis* (onderaan), het *vestibulum* (centraal), en de *semicirculaire kanalen* (bovenaan). De cochlea heeft twee openingen, i.e. het *ovale* en het *ronde venster* die in verbinding staan met het middenoor, en is niet spiraalvormig zoals bij zoogdieren, maar slechts lichtgekromd. De lengte ervan kan variëren van ongeveer 3 tot 12 mm. De drie semicirculaire kanalen (het *superior*, *posterior* en *lateraal* semicirculair kanaal) hebben een circulaire vorm en zijn loodrecht t.o.v. elkaar gericht. Elk van deze kanalen heeft aan het uiteinde een uitstulping, genaamd de ampulla.

1.3. ANATOMIE EN FYSIOLOGIE VAN HET VOGELOOR

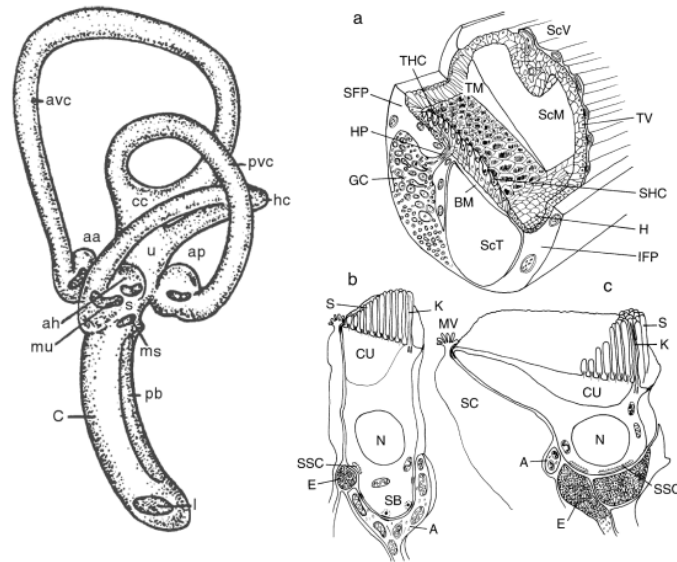


Figuur 1.14: Links: Een vergelijking tussen de transferfuncties van een struisvogel- en een mensenmiddenoor. De grafiek toont de verplaatsingsmagnitudo van de voetplaat per eenheid van invallende geluidsdruck, als functie van de frequentie [7]. Rechts: De hefboomratio van twee soorten duivenmiddenoren. De grafiek toont de verhouding tussen de snelheidsmagnitudes aan de voetplaat en de extrastapediale tip bij een druck van 100dB SPL [10].

Binnenin de caviteiten van het benige labyrint bevindt zich het *vliezige labyrint*. Het heeft dezelfde vorm, maar is aanzienlijk smaller en is gescheiden van het benige labyrint door het perilymf. Het bevat bovendien een kaliumrijke vloeistof, genaamd het *endolymf*. In het vestibulum bestaat het vliezige labyrint uit twee zakken: de utriculus en de sacculus. Haarcellen zijn te vinden in de vliezige labyrinten van de utriculus, de sacculus, de ampullae en de cochlea. Ze vangen trillingen op in het endolymf, die worden veroorzaakt door voetplaatvibraties aan het ovale venster, en zetten deze om in zenuwpulsen.

De semicirculaire kanalen, de utriculus en de sacculus oefenen geen gehoorsfunctie uit, maar zorgen voor het evenwicht en zijn dus een onderdeel van het evenwichtsorgaan. Ze vangen respectievelijk angulaire, verticale en horizontale versnellingen op. De cochleaire buis is het enige onderdeel van het binnenoor dat instaat voor het gehoor. In de cochlea onderscheiden we twee onderdelen: de *basilaire papilla* die instaat voor het gehoor en de *lagena* waarvan de functie onbekend is.

Ter hoogte van de basilaire papilla kan de cochlea worden onderverdeeld in drie kamers: de *scala tympani*, *scala media* en *scala vestibuli*. De scala tympani en vestibuli behoren tot het benige labyrint en zijn gevuld met perilymf. De scala media ligt hiertussen en behoort tot het met endolymf gevulde vliezige labyrint. De scheiding tussen de scala media en tympani wordt gevormd door het basilair membraan. Bij



Figuur 1.15: Links: Algemeen overzicht van het vogelbinnenoor van een duif. aa = ampulla anterior kanaal, ah = ampulla horizontaal kanaal, ap = ampulla posterior kanaal, avc = anterior verticaal kanaal, hc = horizontaal kanaal, pvc = posterior verticaal kanaal, c = cochleaire buis, cc = crus commune, l = lagena, s = sacculus, ms = macula sacculus, u = utriculus, mu = macula utriculus [18]. Rechts: Transversale doorsnedes van (a) de cochleaire buis, (b) een grote haarcel en (c) een kleine haarcel. BM = basilair membraan, ScM = scala media, ScT = scale tympani, ScV = scala vestibuli, SHC = kleine haarcel, THC = grote haarcel [19].

zoogdieren bevindt zich hierop het *orgaan van Corti*, waar er een scheiding is tussen de binnenste en buitenste haarcellen. Bij vogels is dit geen apart orgaan, maar liggen er ongeveer 50 haarcellen naast elkaar op een rij. Op figuur 1.15 wordt een transversale doorsnede van de cochlea geïllustreerd, en van een grote en kleine haarcel.

2. Mechanica en de Eindige-Elementenmethode

In dit werk is het de bedoeling om de *mechanica* van het vogelmiddenoor te bestuderen door er een mathematisch model van te construeren en dit vervolgens te gaan toetsen aan de realiteit. Om een beter inzicht te krijgen in de betekenis van de benodigde mechanische theorieën waarop het middenoormodel is gebaseerd zullen we hiervan een analytische beschrijving geven. Vervolgens bespreken we de mathematische techniek op basis waarvan het middenoormodel wordt opgebouwd, namelijk de *eindige-elementenmethode*. Van deze numerieke techniek overlopen we bondig de meest algemene begrippen die in dit werk van toepassing zijn. De afleidingen in dit hoofdstuk zijn voor een groot gedeelte gebaseerd op [17].

2.1 Mechanica

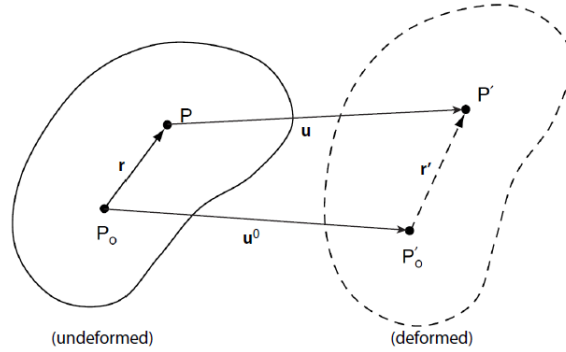
Mechanica is een theorie die zich bezig houdt met het evenwicht en beweging van voorwerpen en materialen onder invloed van de krachten die erop inwerken. In dit hoofdstuk zullen we verschillende theorieën bespreken, zoals de elasticiteitstheorie, die noodzakelijk zijn om inzichten te verwerven in de mechanische eigenschappen van het vogelmiddenoor. Daarnaast geven we een analytische beschrijving van enkele vibrationele systemen, zoals de harmonische oscillator en het circulair membraan.

2.1.1 Lineaire elasticiteit

De elasticiteitstheorie beschrijft fenomenen zoals de interne krachten en *elastische* vervormingen van materialen, waarbij elastisch betekent dat de vervormingen omkeerbaar zijn, meer bepaald wanneer de kracht die ze heeft veroorzaakt wegvalt. Dit in tegenstelling tot *plastische* vervormingen die onomkeerbaar zijn. Wanneer de vervormingen die optreden recht evenredig zijn met de kracht die erop inwerkt, spreken we van lineaire elasticiteitstheorie, die geldig is wanneer de vervormingen klein zijn. In het geval van elasticiteit nemen we bovendien aan dat de vervormingen statisch zijn, en dus niet variëren in de tijd. Wanneer er echter tijdsafhankelijke effecten een rol beginnen te spelen komen we in het gebied van de visco-elasticiteit terecht, waarop we kort zullen ingaan.

De rektensor

Zoals reeds gesteld is de lineaire elasticiteitstheorie geldig wanneer de vervormingen klein zijn. Wanneer een elastisch voorwerp van vorm verandert, kunnen we deze vervorming beschrijven door de verplaatsingen van ieder punt in het materiaal na te gaan. Een voorstelling van de vervorming van twee naburige punten in een materiaal wordt gegeven op figuur 2.1.



Figuur 2.1: De vervorming van twee naburige punten in een vervormd object [17, 20].

De verplaatsingsvectoren van de naburige punten P_0 en P duiden we aan met \mathbf{u}_0 en \mathbf{u} . Aangezien P_0 en P naburige punten zijn, kunnen we de componenten van \mathbf{u} in een Taylor-reeks ontwikkelen rond het punt P_0 . In cartesische coördinaten geeft dit tot op eerste orde

$$u_i = u_{0i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_1} r_1 + \frac{\partial u_i}{\partial x_2} r_2 + \frac{\partial u_i}{\partial x_3} r_3, \quad (2.1)$$

waarbij i staat voor x , y of z en de hogere orde termen werden weggelaten omdat \mathbf{r} klein is. De verandering in *relatieve* positie van de vector \mathbf{r} , die iets zegt over de vervorming, kan worden uitgedrukt als

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}' - \mathbf{r} = \mathbf{u} - \mathbf{u}_0. \quad (2.2)$$

Substitueren we hierin (2.1), dan geeft dit

$$\Delta r_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} r_j, \quad (2.3)$$

waarin we gebruik hebben gemaakt van de Einstein-sommatieconventie waarbij wordt gesommeerd over indices die tweemaal voorkomen. In deze vergelijking noemen we $\partial u_i / \partial x_j$ de *verplaatsingsgradiënttensor*, die we verder kunnen opsplitsen in een symmetrisch en anti-symmetrisch deel als

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = e_{ij} + \omega_{ij}, \quad (2.4)$$

met

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.5)$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.6)$$

Hierin noemen we e_{ij} de *rektensor* en ω_{ij} de *rotatietensor*. De vervorming van een voorwerp kan dus worden opgesplitst in een rek- en een rotatiegedeelte. De symmetrische rektensor heeft zes onafhankelijke componenten: drie normale rekken $e_i = \partial u_i / \partial x_i$ en drie schuifrekken $e_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$ met $i \neq j$.

De spanningstensor

Wanneer een voorwerp is onderworpen aan uitwendige krachten zullen er interne spanningen optreden die continu verdeeld zijn in het materiaal. Om een idee te krijgen van de interne spanningsverdeling in het materiaal, nemen we hiervan een virtuele doorsnede, zoals in de situatie die wordt weergegeven op figuur 2.2. Op deze doorsnede beschouwen we een klein oppervlak ΔA (met normaal \mathbf{n}) waarop een kracht $\Delta \mathbf{F}$ inwerkt. De *spanning* op dit oppervlak wordt nu gedefinieerd als

$$\mathbf{T}(\mathbf{n}) = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta A}. \quad (2.7)$$

Kiezen we het oppervlak ΔA zodanig dat de normaal ervan samenvalt met één van de drie basisvectoren uit een cartesisch assenstelsel, dan kunnen we de spanningstensor respectievelijk schrijven als

$$\mathbf{T}(\mathbf{n} = \mathbf{e}_1) = \sigma_1 \mathbf{e}_1 + \tau_{12} \mathbf{e}_2 + \tau_{13} \mathbf{e}_3, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{T}(\mathbf{n} = \mathbf{e}_2) = \tau_{21} \mathbf{e}_1 + \sigma_2 \mathbf{e}_2 + \tau_{23} \mathbf{e}_3, \quad (2.9)$$

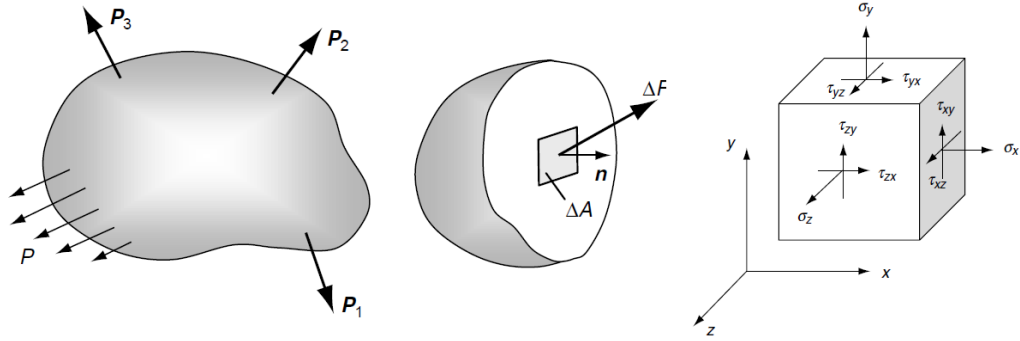
$$\mathbf{T}(\mathbf{n} = \mathbf{e}_3) = \tau_{31} \mathbf{e}_1 + \tau_{32} \mathbf{e}_2 + \sigma_3 \mathbf{e}_3, \quad (2.10)$$

waarvan de componenten worden afgebeeld op het volume-element uit figuur 2.2. Er kan worden aangetoond dat de $\tau_{ij} = \tau_{ji}$, m.a.w. de spanningstensor is symmetrisch.

De wet van Hooke

Zoals reeds werd gesteld nemen we aan dat de materialen onder beschouwing lineair elastisch zijn, wat erop neerkomt dat de vervormingen van het materiaal recht evenredig zijn met de spanningen die erop inwerken. De meest algemene vergelijking die dit lineaire verband uitdrukt is de *wet van Hooke* en stelt de spanningstensor van een materiaal in relatie met de rektensor op de volgende manier:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} e_{kl}. \quad (2.11)$$



Figuur 2.2: Links en midden: de interne spanning in een voorwerp geïllustreerd aan de hand van een virtuele doorsnede. Rechts: de componenten van de spanningstensor in een cartesisch volume-element [20].

Hierin is C_{ijkl} een vierderangstensor die we de *stijfheidstensor* noemen. Deze tensor heeft in principe 81 onafhankelijke componenten, maar wegens de symmetrie van e_{ij} en σ_{ij} kunnen deze worden gereduceerd tot 36 componenten. Vaak kan het aantal onafhankelijke componenten nog verder gereduceerd worden wanneer het materiaal nog additionele symmetrieën bevat. Vaak spreken we over materialen die *homogeen* zijn, waarmee we bedoelen dat de eigenschappen ervan niet variëren in de ruimte. Een andere symmetrie die vele materialen hebben is *isotropie*, wat betekent dat de eigenschappen niet afhangen van de richting of oriëntatie van het materiaal.

Isotropie Voor lineair isotrope materialen kunnen we bewijzen dat de wet van Hooke zich herleidt tot

$$\sigma_{ij} = \lambda e_{kk} \delta_{ij} + 2\mu e_{ij}, \quad (2.12)$$

waarin λ Lamé's constante is, μ de schuifmodulus en δ_{ij} de Kronecker-delta (gelijk aan 1 als $i = j$ en 0 als $i \neq j$). We kunnen deze uitdrukking ook inverteren, hetgeen leidt tot

$$e_{ij} = \frac{1 + \nu}{E} \sigma_{ij} - \frac{\nu}{E} \sigma_{kk} \delta_{ij}, \quad (2.13)$$

met $E = \mu(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + \mu)$ Young's modulus en $\nu = \lambda/[2(\lambda + \mu)]$ Poisson's ratio. We hebben dus slechts twee parameters nodig om het gedrag van een lineair isotroop materiaal te beschrijven. Wanneer we een dergelijk materiaal zouden uitrekken langs een bepaalde richting, bijvoorbeeld de x -richting, dan is de spanningstensor gelijk aan

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

Gebruik makend van (2.13) wordt de rektensor

$$e_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{\sigma}{E} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\nu}{E}\sigma & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\nu}{E}\sigma \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Hieruit blijkt dat $\sigma = Ee_1$, met e_1 de normale rek in de x -richting. De Young's modulus E geeft dus de helling aan van de spanning-rekcurve langs de richting waarin het materiaal wordt uitgerokken. Via (2.15) kunnen we Poisson's ratio uitdrukken in functie van de normale rekken e_i in de drie principiële richtingen als $\nu = -e_2/e_1 = -e_3/e_1$, m.a.w. Poisson's ratio geeft aan in welke mate een materiaal inkrimpt in de richting loodrecht op de trekrichting. De parameter die de volumeverandering weergeeft van een object onder spanning noemt men de compressiemodulus K , die voor lineair isotrope materialen kan worden uitgedrukt als $K = E/[3(1 - 2\nu)]$. Voor onsamendrukbare materialen is deze gelijk aan nul, hetgeen geldig is wanneer $\nu = 0.5$.

Orthotropie Soms hebben materialen andere elastische eigenschappen in de verschillende richtingen, zodat de materialen niet meer als isotroop kunnen worden beschouwd, maar *anisotroop*. Deze redenering zouden we kunnen toepassen op het trommelvlies, dat bestaat uit radiële en circulaire vezels, zodat het andere elastische eigenschappen kan hebben in de radiële en de circulaire richting. Om dergelijke materialen te beschrijven vertrekken we terug van de algemene wet van Hooke uit (2.11). Vaak willen we deze uitdrukking inverteren tot

$$e_{ij} = S_{ijkl}\sigma_{kl}, \quad (2.16)$$

waarin we S_{ijkl} de elastische *compliantietensor* noemen. Als gevolg van de symmetrie van de rek- en spanningstensor, en een additionele symmetrie i.v.m. de rek-energiefunctie [20], kunnen de vierderangstensors C_{ijkl} en S_{ijkl} worden herleid tot tweederangstensors als

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \tau_{23} \\ \tau_{31} \\ \tau_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & \cdots & C_{16} \\ C_{21} & \cdot & \cdots & \cdot \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{61} & \cdot & \cdots & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \\ 2e_{23} \\ 2e_{31} \\ 2e_{12} \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

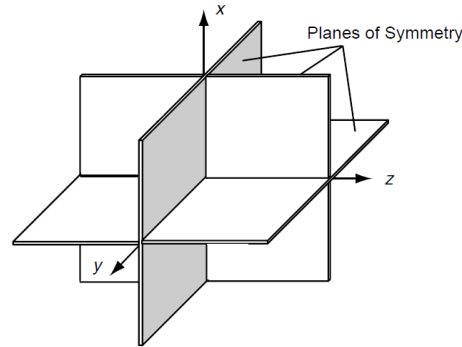
In compacte notatie wordt dit

$$\sigma_i = C_{ij}e_j, \quad (2.18)$$

waarin σ_i en e_j worden gedefinieerd na (2.17) en (2.18) met elkaar te vergelijken. De inverse relatie wordt dan

$$e_i = S_{ij}\sigma_j. \quad (2.19)$$

Het is niet omdat er geen sprake meer is van isotropie, dat het materiaal geen enkele symmetrie meer kan bevatten. Zo noemt men een materiaal dat symmetrisch is ten opzichte van drie loodrechte symmetrievlakken *orthotroop*. Het is gebruikelijk om deze symmetrie in cartesische coördinaten uit te drukken, waarvan de symmetrievlakken staan voorgesteld op figuur 2.3.



Figuur 2.3: De symmetrievlakken voor orthotropische materialen in cartesische coördinaten [20].

In dit geval reduceert de stijfheidstensor zich tot

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & C_{44} & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & C_{55} & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & C_{66} \end{bmatrix}, \quad (2.20)$$

waarbij de componenten op de puntjes niet expliciet zijn weergegeven wegens symmetrie, zodat er sprake is van 9 onafhankelijke componenten. De compliantietensor heeft dezelfde vorm maar wordt meestal uitgedrukt in termen van de elastische parameters als

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{31}}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{32}}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{13}}{E_1} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu_{23}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu_{31}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu_{12}} \end{bmatrix}, \quad (2.21)$$

waarin E_i Young's moduli zijn in de drie symmetrierichtingen, ν_{ij} Poisson's ratio's gedefinieerd als $-e_j/e_i$ en μ_{ij} de schuifmoduli in de (i, j) -vlakken. Symmetrie van deze tensor vereist dat $\nu_{ij}/E_i = \nu_{ji}/E_j$. Als we het trommelvlies beschouwen als een orthotroop materiaal dat verschillende eigenschappen heeft volgens de radiële en de

circulaire richting, dan kunnen we de wet van Hooke uit (2.18) en (2.19) neerschrijven in cilindrische coördinaten, waarbij als benadering wordt verondersteld dat het trommelvlies circulair is. Hierbij hebben C_{ij} en S_{ij} dezelfde vorm als in cartesische coördinaten, maar zijn de elastische parameters gedefinieerd volgens de cilindrische basisrichtingen \mathbf{e}_i met $i = r, \theta, z$. De rekcomponenten e_j worden gedefinieerd door

$$e_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, e_\theta = \frac{1}{r} \left(u_r + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right), e_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad (2.22)$$

$$e_{r\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right), \quad (2.23)$$

$$e_{\theta z} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \right), \quad (2.24)$$

$$e_{zr} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right), \quad (2.25)$$

met u_i de componenten van de verplaatsingsvector \mathbf{u} in cilindrische coördinaten. De componenten van de spanningstensor σ_j uit (2.18) en (2.19) zijn dezelfde als in (2.8)-(2.10), maar opnieuw gedefinieerd in cilindrische i.p.v. cartesische coördinaten. Aangezien het trommelvlies een relatief dun membraan is, zullen de spanningen in de richting loodrecht op het trommelvlies klein zijn. Om deze reden zullen we als benadering ons probleem reduceren tot twee coördinaten, zonder de z -coördinaat, waarbij S_{ij} wordt gereduceerd tot

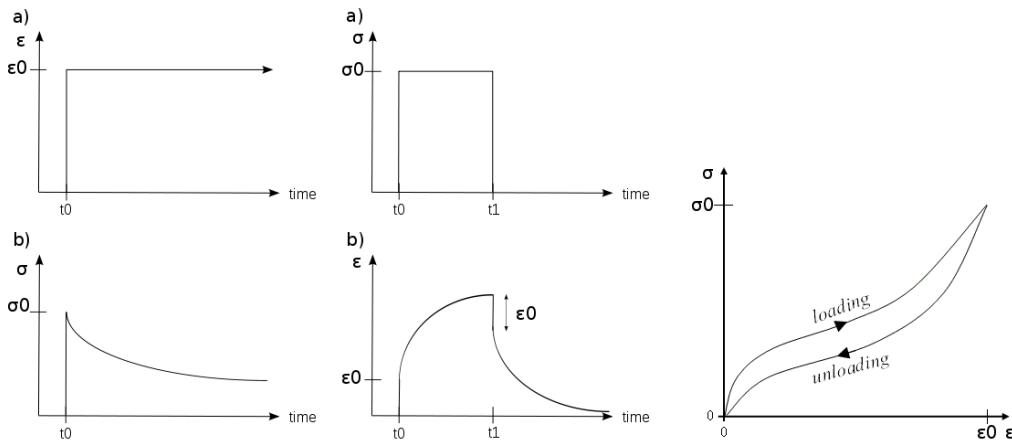
$$S_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_r} & -\frac{\nu_{r\theta}}{E_\theta} & 0 \\ -\frac{\nu_{r\theta}}{E_r} & \frac{1}{E_\theta} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\mu_{r\theta}} \end{bmatrix}. \quad (2.26)$$

In het tweedimensionale orthotrope geval zijn er dus vier onafhankelijke elastische parameters, met name E_r , E_θ , $\nu_{r\theta}$ en $\mu_{r\theta}$. Dit in tegenstelling tot het isotrope geval, waarin we enkel E en ν als onafhankelijke parameters moeten beschouwen.

2.1.2 Visco-elasticiteit

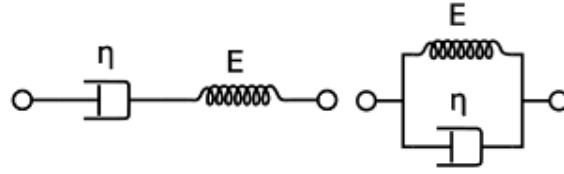
Tot hiertoe zijn we telkens uitgegaan van lineaire elasticiteit in het kader van statische mechanica. Hierbij werd verondersteld dat de vervorming van het materiaal onder beschouwing instantaan gebeurt, zonder zich af te vragen hoe deze vervorming doorheen de tijd verloopt. Wanneer we dit wel doen komen we in het gebied van de *visco-elasticiteit* terecht. *Viscositeit* is een eigenschap die aangeeft in welke mate een materiaal weerstand biedt aan interne schuifspanningen; bij viskeuze materialen treedt er namelijk wrijving op tussen naburige lagen die ten opzichte van elkaar bewegen, waarvan de kracht evenredig is met hun relatieve snelheid. Een materiaal dat visco-elastisch is heeft zowel elastische als viskeuze eigenschappen. Enkele typische effecten van dergelijke materialen zijn de volgende:

- Wanneer een visco-elastisch materiaal instantaan wordt uitgerokken en in deze toestand wordt aangehouden, dan zal de spanning in het materiaal eerst on-eindig snel toenemen, waarna ze stelselmatig afneemt. Dit effect noemt men *stress-relaxatie*.
- Als een visco-elastisch materiaal plots onder een constante spanning wordt gezet, en hieronder wordt gehouden, dan zal het met een bepaalde snelheid vervormen en stelselmatig convergeren naar een nieuwe statische toestand. Wanneer deze spanning plots verdwijnt, dan wordt de vervorming ongedaan gemaakt waarbij het materiaal terug zijn initiële toestand aanneemt. Deze eigenschap noemt men *kruip*.
- Wanneer een visco-elastisch materiaal in een cyclus wordt geplaatst van respectievelijk spanning en ontspanning, dan zal het spanning-rekdiagram niet hetzelfde verloop vertonen tijdens de spanning als de ontspanning. Dit effect heet *hysteresis*.



Figuur 2.4: Links: Stress-relaxatie, met (a) opgelegde rek en (b) de spanningrespons in functie van de tijd. Midden: Kruip, met (a) de opgelegde spanning en (b) de rekrespons als functie van de tijd. Rechts: Hysteresis, met een verschillende spanning-rekcurve tijdens de spanning en de ontspanning [21].

Wanneer opnieuw de vervormingen klein zijn, kunnen we het materiaal beschrijven als lineair visco-elastisch. Dit soort materialen laat zich wiskundig beschrijven d.m.v. mechanische ketens die zijn opgebouwd uit veren en dempers. Als σ de spanning is op het materiaal en ϵ de rek in een bepaalde richting, dan geldt voor de veer dat $\sigma = E\epsilon$, met E de veerconstante of de elasticiteitsmodulus van het materiaal. Voor de demper geldt dan weer dat $\sigma = \eta\dot{\epsilon}$, waarin $\dot{\epsilon} := d\epsilon/dt$ en η de viscositeitscoëfficiënt van de demper. De twee eenvoudigste ketens die dergelijke systemen beschrijven zijn het Maxwell-model en het Kelvin-Voigt-model (zie figuur 2.5).



Figuur 2.5: Links: het Maxwell-model. Rechts: het Kelvin-Voigt-model [21].

Het Maxwell-model wordt beschreven door vergelijking

$$\dot{\epsilon}(t) = \frac{\dot{\sigma}(t)}{E} + \frac{\sigma(t)}{\eta}, \quad (2.27)$$

en het Kelvin-Voigt-model door

$$\sigma(t) = E\epsilon(t) + \eta\dot{\epsilon}(t). \quad (2.28)$$

We kunnen bijvoorbeeld het gedrag van een visco-elastisch materiaal onder een periodische belasting onderzoeken. Als er een periodische vervorming ϵ wordt opgelegd aan een visco-elastisch materiaal met een oscillatiefrequentie ω , dan kan de rek worden ontbonden als $\epsilon(t) = \epsilon_0 e^{i\omega t}$, met ϵ_0 de amplitude van de periodische vervorming. In dit systeem nemen we vervolgens aan dat de spanning in het materiaal σ veroorzaakt door deze vervorming een lineaire respons vertoont. Dit betekent dat de resulterende spanning met dezelfde frequentie oscilleert als de rek, zodat deze eveneens kan worden ontbonden als $\sigma(t) = \sigma_0 e^{i(\omega t + \delta)} = \sigma^* e^{i\omega t}$, waarin $\sigma^* = \sigma_0 e^{i\delta}$ met δ een eventueel faseverschil. Als we deze uitdrukkingen bv. substitueren in vergelijking (2.28) van het Kelvin-Voigt-model, dan herleidt dit zich tot

$$\sigma^* = (E + i\omega\eta) \epsilon_0, \quad (2.29)$$

waarbij gebruik werd gemaakt van $d(e^{i\omega t})/dt = i\omega e^{i\omega t}$. Uit deze uitdrukking volgt dat het verband tussen de spanning en de vervorming een complexe functie wordt van de frequentie, hetgeen in het elastische geval nog werd gekarakteriseerd door een reële Young's modulus E . We definiëren daarom de Young's modulus van een visco-elastisch materiaal als een complexe functie volgens

$$E^*(\omega) = E_1(\omega) + iE_2(\omega) = E(\omega) (1 + i\eta_s(\omega)), \quad (2.30)$$

met $E(\omega) = E_1(\omega)$ de elastische Young's modulus van het materiaal en $\eta_s(\omega) = E_2(\omega)/E_1(\omega)$ de isotrope loss-factor als gevolg van damping. In het Maxwell- en het Kelvin-Voigt-model zijn E en η_s hoogstens lineair in ω , al kan deze relatie voor ingewikkeldere modellen een complexer functioneel verband zijn. In het eenvoudigste geval worden E en η_s zelfs constant verondersteld.

2.1.3 Vibratoire systemen

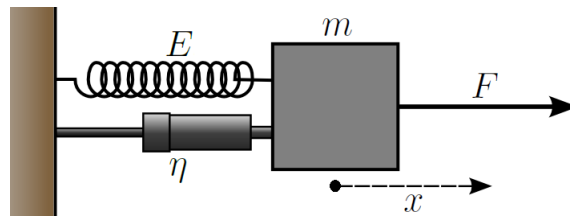
Wanneer we vibratoire systemen willen bestuderen, zoals de trillingen van een middenoor, moeten we dynamische effecten in rekening brengen die optreden wanneer een materiaal in beweging wordt gebracht. Hiervoor komt er in de opgestelde visco-elastische vergelijkingen een *inertiële* term tevoorschijn die uitdrukt dat de spanningen die op een materiaal inwerken evenredig zijn met de versnelling die deze tot gevolg heeft en met de massa. Het effect hiervan zullen we bestuderen voor een aantal specifieke gevallen die hun toepassing hebben in dit werk.

De eendimensionale harmonische oscillator

Een ééndimensionale harmonische oscillator die onderworpen is aan een periodische aandrijfkraft, met inbegrip van demping, wordt beschreven door vergelijking

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \eta \frac{dx}{dt} + Ex = F e^{i\omega t}, \quad (2.31)$$

waarin m een massa, E de elasticiteitsmodulus van een veer, η de viskeuze dempingscoëfficiënt van een demper, F de amplitude van een periodische aandrijfkraft met frequentie ω en x de uitwijking van de massa t.o.v. zijn evenwichtspositie (zie figuur 2.6).



Figuur 2.6: De aangedreven gedempte harmonische oscillator [22].

Het systeem wordt beschreven door een lineaire, inhomogene, tweede-orde differentiaalvergelijking. De oplossing van een dergelijke vergelijking is een som van een homogene oplossing en een particuliere oplossing, die afzonderlijk kunnen worden bepaald volgens de afleidingen beschreven in de volgende paragrafen.

De gedempte harmonische oscillator De homogene oplossing kan worden gevonden door een gelijkaardige vergelijking te beschouwen waarbij het rechterlid in (2.31) nul is, dus zonder periodische aandrijfkraft. In dit geval spreken we van een vrije gedempte harmonische oscillator. Ter vereenvoudiging noemen we $\omega_0 = \sqrt{E/m}$

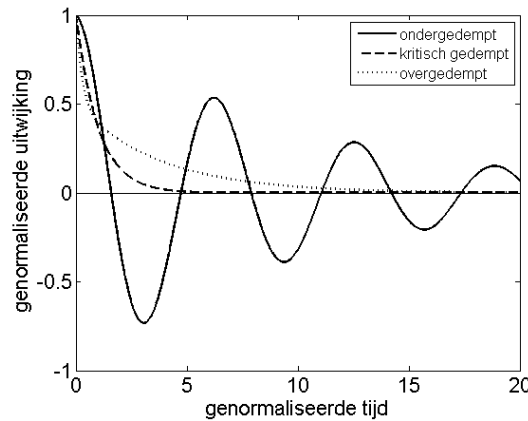
de ongedempte eigenfrequentie van de oscillator en $\zeta = \eta/\sqrt{4mE}$ de dempingratio, zodat de vergelijking kan worden herschreven als

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\omega_0\zeta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2x = 0. \quad (2.32)$$

Dit soort van vergelijking kan worden opgelost door een oplossing te substitueren van de vorm $x(t) = Ae^{st}$, met A reëel en s complex. Dit leidt tot een tweedegraadsvergelijking voor s met als oplossing $s = i\omega_0\sqrt{1-\zeta^2} - \omega_0\zeta$. De oplossing van deze differentiaalvergelijking kunnen we nu schrijven als

$$x(t) = Ae^{-\omega_0\zeta t} \sin\left(\sqrt{1-\zeta^2}\omega_0 t + \phi\right), \quad (2.33)$$

waarin we enkel het reële gedeelte hebben genomen en A en ϕ reële constanten zijn die afhangen van de beginvoorwaarden. In de oplossing onderscheiden we het overgedempte ($\zeta > 1$), het ondergedempte ($\zeta < 1$) en het kritisch gedempte ($\zeta = 1$) geval, geïllustreerd op figuur 2.7.



Figuur 2.7: Een ondergedempte ($\zeta = 0.1$), overgedempte ($\zeta = 2$) en kritisch gedempte ($\zeta = 1$) harmonische oscillator. De fase werd voor de eenvoud gelijk gesteld aan $\phi = \pi/2$.

De aangedreven harmonische oscillator We hebben reeds de homogene oplossing van differentiaalvergelijking (2.31) gevonden, nu rest ons nog de particuliere oplossing. Deze kunnen we vinden met de methode van de *onbepaalde coëfficiënten*: als de verschillende termen in het linkerlid van de differentiaalvergelijking constante coëfficiënten hebben, en wanneer het rechterlid (dat de vergelijking inhomogeen maakt) een exponentiële functie is van de tijd, dan kunnen we een particuliere oplossing substitueren van de vorm $x(t) = Ae^{i(\omega t + \phi)}$. Dit komt erop neer dat we te maken hebben met een lineair systeem, waarbij de massa met dezelfde frequentie oscilleert

als de inputkracht. Het wegdelven van de gemeenschappelijke factor $e^{i\omega t}$ levert na substitutie

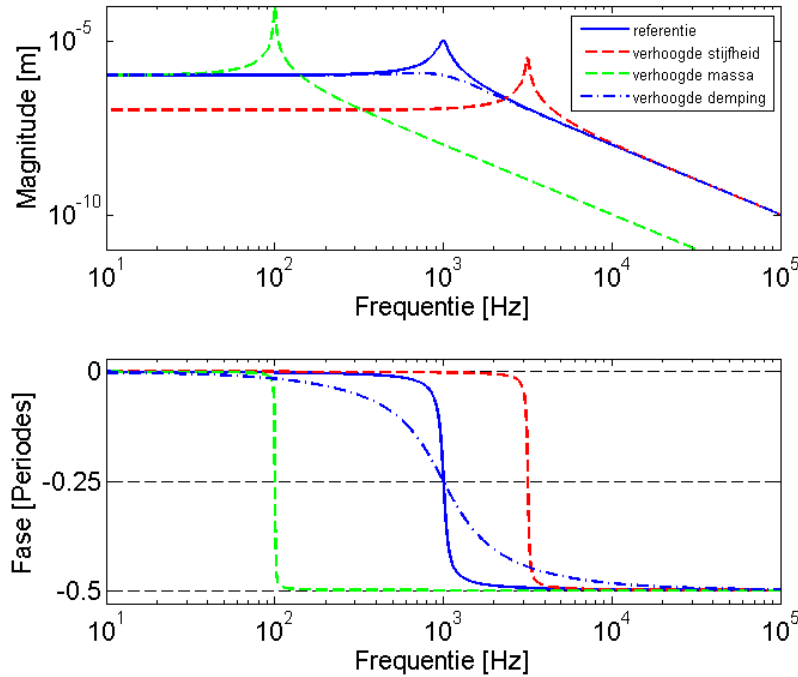
$$Ae^{i\phi} = \frac{F/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\omega_0\zeta}. \quad (2.34)$$

Hierin noemt men A de magnitude van de oscillator die de maximale uitwijking van de massa weergeeft bij een bepaalde frequentie. De fase ϕ geeft dan weer aan in welke mate de oscillatie van de massa achterloopt op de inputkracht. Deze coëfficiënten worden berekend als

$$A = \frac{F/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\omega_0\zeta)^2}}, \quad (2.35)$$

$$\tan \phi = \frac{2\omega\omega_0\zeta}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (2.36)$$

en kunnen worden gesubstitueerd in de particuliere oplossing $x(t)$. Een grafiek van deze twee grootheden als functie van de frequentie noemt men een bodediagram, zoals wordt weergegeven op figuur 2.8. Hierop wordt respectievelijk het effect getoond van een verhoging van de stijfheid E , de massa m en de dempingscoëfficiënt η .



Figuur 2.8: Het bodediagram voor de verplaatsing van een aangedreven harmonische oscillator, met respectievelijk verhoogde stijfheid E , massa m en demping η .

Op dit bodediagram zijn er enkele duidelijke trends zichtbaar. Om te beginnen is de magnitude bij lage frequenties nagenoeg constant, m.a.w. $A \sim \omega^0$, terwijl deze bij

hoge frequenties afneemt als $A \sim \omega^{-2}$. In de magnitude treedt er een piek op wanneer de aandrijffrequentie gelijk wordt aan de eigenfrequentie ω_0 . De fase vertrekt dan weer vanuit nul bij lage frequenties, tot op het punt dat de eigenfrequentie wordt benaderd, waarbij de periodische aandrijfkraft en de oscillator 90° uit fase zijn. Hierna neemt de fase verder af tot -180° . Hiernaast zijn er nog enkele belangrijke eigenschappen van de mechanische parameters van de oscillator: het veranderen van de stijfheid E heeft bv. vooral een invloed bij lage frequenties, waardoor men dit gebied vaak aanduidt als de *stijfheidsgedomineerde zone*; het omgekeerde geldt voor de massa m die vooral een invloed heeft bij hoge frequenties, zodat dit gebied vaak de *inertiegedomineerde zone* wordt genoemd; de demping η tenslotte beïnvloedt dan weer vooral het gebied rond de eigenfrequentie.

Soms verkiest men om het bodediagram weer te geven voor de snelheid i.p.v. de verplaatsing. Aangezien de verplaatsing kan worden geschreven als $x(t) = Ae^{i(\omega t + \phi)}$ is de snelheid gelijk aan $dx/dt = i\omega Ae^{i(\omega t + \phi)} = i\omega x$. Schrijft men nu $v = V^* e^{i(\omega t + \phi)}$ met V^* complex, dan is $V^* = i\omega A$. De magnitude van de snelheid wordt dan $V = |V^*| = \omega A$, i.e. de verplaatsingsmagnitude maal de frequentie. De snelheidsfase is gelijkaardig aan de verplaatsingsfase, maar vermits $v = i\omega x$ en $i = e^{i\pi/2}$ wordt ze met een kwart periode verschoven t.o.v. de verplaatsingsfase in de positieve zin.

De totale oplossing van de differentiaalvergelijking is een som van de homogene oplossing (de zogenaamde *transiënte respons*) en de particuliere oplossing (de *steady-state respons*), wat leidt tot

$$x(t) = Ae^{-\omega_0 \zeta t} \sin(\sqrt{1 - \zeta^2} \omega_0 t + \phi) + \frac{F/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\omega_0\zeta} e^{i\omega t}, \quad (2.37)$$

met A en ϕ bepaald door de beginvoorwaarden.

Het circulair membraan

Omdat we in dit werk eveneens het vibratiegedrag van het vogeltrommelvlies willen onderzoeken, zullen we de trillingspatronen van een vlak circulair membraan bestuderen dat is vastgehecht aan de rand en onderworpen aan een periodische kracht. Hievoor moeten we eerst de *eigen trillingen* van het vrije membraan berekenen. Naderhand leggen we een periodische aandrijfkraft aan op het membraan waarvan we vervolgens de resulterende respons zullen bestuderen.

Eigen trillingen De uitwijkingpatronen van een willekeurig mechanische systeem kunnen altijd worden uitgedrukt als een lineaire combinatie of superpositie van de eigen trillingen. De eigen trillingen of *eigenmodes* van een oneindig dun circulair membraan kunnen worden bepaald door de vrije *golfvergelijking* op te lossen in

poolcoördinaten, gegeven door

$$\Delta\psi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.38)$$

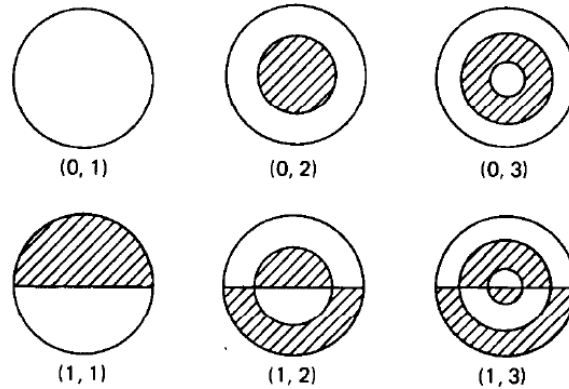
met $\psi(\mathbf{r}, t)$ de transversale uitwijking van het membraan als functie van de tijd, c de golfsnelheid in het membraan en Δ de Laplaciaanoperator die in poolcoördinaten wordt gedefinieerd als

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}. \quad (2.39)$$

Hierin is $\mathbf{r} = (r, \theta)$ met r de radiële en θ de circulaire coördinaat. Deze vergelijking kan worden opgelost door de oplossing te schrijven als een periodische functie volgens $\psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t}$, met ω een nog onbepaalde frequentie. De eigenmodes van het membraan zijn

$$\Psi_{mn}(r, \theta) = M_{mn} J_m(k_{mn}r) \cos(m\theta), \quad (2.40)$$

met m en n gehele getallen die de eigenmode bepalen, M_{mn} een normalisatieconstante, J_m de Besselfunctie van de eerste soort en $k_{mn} = \omega_{mn}/c$ de golfgetallen die worden bepaald uit de nulpunten van de Besselfunctie. Voor de details van de afleiding wordt verwezen naar [23]. Vier van deze eigenmodes worden geïllustreerd op figuur 2.9. Hierin kunnen we het aantal radiële en circulaire *nodale lijnen* identificeren, waarop de uitwijking $\Psi(r, \theta)$ nul is. De witte en gearceerde gebieden op het membraan bewegen in tegengestelde zin.



Figuur 2.9: Enkele eigenmodes van een circulair membraan. In het koppel (m, n) geeft m het aantal radiële en n het aantal circulaire nodale lijnen weer. De witte en gearceerde gebieden bewegen in tegengestelde zin [23].

Wanneer het membraan in een bepaalde bewegingstoestand wordt gebracht, dan zal het transversale uitwijkingspatroon van het membraan een lineaire combinatie zijn van de eigenmodes, m.a.w. $z(r, \theta, t) = \sum_{m,n} A_{mn} \Psi(r, \theta) e^{i(\omega_{mn}t + \phi_{mn})}$. In ons geval zijn we vooral geïnteresseerd in de situatie van een uniforme periodische aandrijfkraft, zoals bij het trommelvlies wanneer het wordt aangeslagen door een geluidsgolf. Bovendien wordt in de vrije golfvergelijking (2.38) geen rekening gehouden met

damping, hetgeen bij aandrijving wel van belang kan zijn. We moeten dus op zoek naar een nieuwe differentiaalvergelijking die ons precieze probleem beschrijft.

Het aangedreven gedempt membraan Om de respons van een periodisch aangedreven membraan te bestuderen, moeten we vertrekken van een differentiaalvergelijking die een aangedreven gedempte oscillatie beschrijft zoals vergelijking (2.31) in het ééndimensionale geval. Om deze vergelijking te bekomen moeten we simpelweg een periodische aandrijfkraft en een dempingsterm aan golfvergelijking (2.38) toevoegen, net zoals bij de ééndimensionale oscillator. We kunnen hiervan de steady-state oplossing vinden door zoals voorheen te stellen dat het membraan met dezelfde frequentie oscilleert als de periodische inputkracht, m.a.w. de respons is lineair. De transversale uitwijking wordt na enig rekenwerk [24]

$$z(r, \theta, t) = \frac{p}{\rho d} \sum_{m,n} \left[\frac{\Psi_{mn}(r, \theta) \int_s \Psi_{mn}(r', \theta') dS'}{\omega_{mn}^2 - \omega^2 + 2i\omega\alpha(\omega)} \right] e^{i\omega t}. \quad (2.41)$$

Hierin is d de dikte en ρ de massadichtheid van het membraan, p de opgelegde druk en α de dempingsfactor die kan afhangen van de frequentie. Uit vergelijking (2.41) blijkt dat de uitwijking een gewogen som is over de verschillende eigenmodes, waarbij die eigenmode, waarvan de eigenfrequentie ω_{mn} het dichtst gelegen is bij de aandrijffrequentie ω , het meest zal bijdragen. De oppervlakte-integraal loopt over het hele membraan en maakt duidelijk dat enkel eigenmodes met index $m = 0$ zullen bijdragen. De eigenmodes waarvoor $m \neq 0$ hebben immers een gemiddelde uitwijking gelijk aan nul zodat de integraal verdwijnt. Dit heeft als gevolg dat bij periodische aandrijving de uitwijkingpatronen enkel circulaire nodale lijnen zullen vertonen. Uit (2.41) kunnen bijgevolg de magnitude A en fase ϕ worden bepaald op analoge wijze als bij de ééndimensionale oscillator.

Het eindig dik membraan Wanneer het membraan een aanzienlijke dikte heeft, dan moet er in golfvergelijking (2.38) een extra term worden toegevoegd. Deze term is een gevolg van de stijfheid door buiging die optreedt bij transversale uitwijkingen van het membraan [24]. De golfvergelijking wordt hierdoor

$$\Delta\psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{S^4}{c^2} \Delta^2 \psi = 0, \quad (2.42)$$

met $S^4 = d^2 E / [12\rho(1 - \nu^2)]$. Hierin is d de dikte, ρ de massadichtheid, E Young's modulus en ν Poisson's ratio van het elastisch isotrope membraan. Deze nieuwe term is evenredig met d^2 en kan dus worden verwaarloosd wanneer het membraan voldoende dun is. De golfsnelheid c in het membraan zonder buigstijfheid zal veranderen wanneer deze stijfheid wel in rekening wordt gebracht. Hierdoor zal ook

het verband $\omega = ck$ veranderen, hetgeen we kunnen nagaan door een oplossing onder de vorm van een eigenmode $\psi_{mn}(\mathbf{r}, t) = \Psi_{mn}(\mathbf{r})e^{i\omega_{mn}t}$ in vergelijking (2.42) te substitueren, met ω_{mn} nog onbekend. Substitutie en oplossen naar ω_{mn} leidt tot

$$\omega_{mn} = ck_{mn} \sqrt{1 + \frac{k_{mn}^2 S^4}{c^2}}. \quad (2.43)$$

Bijgevolg verandert de effectieve golfsnelheid, waardoor de eigenfrequenties ω_{mn} vergroten wanneer de dikte van het membraan een rol speelt.

2.2 De Eindige-Elementenmethode

De *eindige-elementenmethode* is een numerieke rekentechniek die vaak wordt gebruikt om problemen in de ingenieurswetenschappen en toegepaste fysica op te lossen, bv. in de biomechanica. Bij deze methode wordt er een benaderende oplossing gezocht van een *partiële differentiaalvergelijking* (PDE) met randvoorwaarden door gebruik te maken van een bepaalde *variationele methode*. De betreffende PDE, die vaak te moeilijk is om analytisch op te lossen, wordt via deze methode omgezet in een set van *algebraïsche vergelijkingen* waarvan de oplossing wel te bepalen is, gebruik makend van dezelfde beginvoorwaarden als de oorspronkelijke vergelijking. De manier waarop dit gebeurt is door het continue domein waarop de PDE is gedefinieerd op te delen in een eindig aantal discrete punten, genaamd *knooppunten* of *nodes*. Deze knooppunten vormen samen een eindig aantal subdomeinen, genaamd *eindige elementen*, waarover zowel de geometrie van het systeem wordt benaderd als de oplossingsvariabelen. In het volgende gedeelte zullen we een korte beschrijving geven van hoe deze vergelijkingen precies worden opgesteld en opgelost. Aangezien de eindige-elementenmethode vooral als middel wordt gebruikt voor het construeren van een model en niet als onderzoeksdomein op zich, zullen enkel de basisconcepten worden uitgelegd zonder al te veel in detail te treden.

2.2.1 Algemene werking

Het opstellen van de set van algebraïsche vergelijkingen, die worden geassocieerd met de eindige elementen, is gebaseerd op een bepaald geval van de *Galerkinmethode*. Wiskundig komt deze variationele methode erop neer dat we een inwendig product (een integraal) gaan construeren tussen het zogenaamde *residu* $R(\mathbf{r})$ en bepaalde *gewichtsfuncties* $W_i(\mathbf{r})$ van het systeem. Vervolgens wordt dit inwendig product voor alle knooppunten i gelijk gesteld aan nul, ofwel

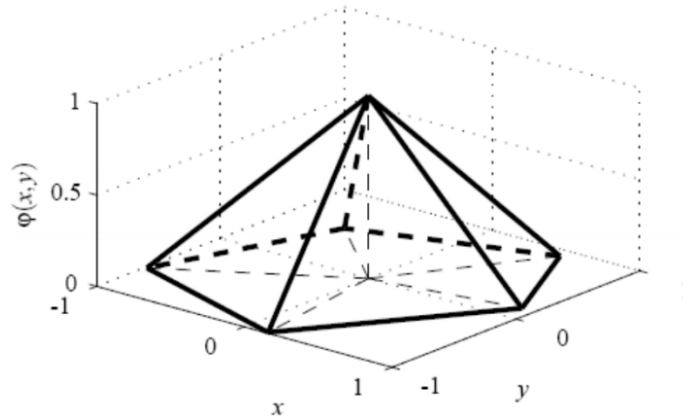
$$\int R(\mathbf{r})W_i(\mathbf{r})d\mathbf{r} = 0, \forall i. \quad (2.44)$$

Het residu $R(\mathbf{r})$ is de te minimaliseren benaderingsfout die optreedt na substitutie van een superpositie van basisfuncties $u_n(\mathbf{r})$ in de oplossingsvariabele $u(\mathbf{r})$ van de PDE $D\{u(\mathbf{r})\} = F(\mathbf{r})$, namelijk

$$R(\mathbf{r}) = D\{u_n(\mathbf{r})\} - F(\mathbf{r}), \quad (2.45)$$

$$u_n(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n u_i \Psi_i(\mathbf{r}), \quad (2.46)$$

met u_i een set onbepaalde parameters, $\Psi_i(\mathbf{r})$ de basisfuncties en n het aantal knooppunten. De basisfuncties Ψ_i zijn polynomen van een vooraf bepaalde orde (bv. lineair). Voor ieder knooppunt i wordt Ψ_i gedefinieerd als een stuksgewijze functie die enkel verschilt van nul in de elementen rond dit knooppunt. Voor een tweedimensionaal probleem, waarbij de knooppunten bijvoorbeeld driehoekige elementen vormen, kan een basisfunctie worden gedefinieerd als een stuksgewijze functie die gelijk is aan één in het betreffende knooppunt, nul in de omliggende knooppunten en hiertussen lineair interpoleert. Deze configuratie wordt geïllustreerd op figuur 2.10.



Figuur 2.10: De lineaire basisfunctie rond een knooppunt van een tweedimensionaal eindige-elementenprobleem dat is opgebouwd uit driehoekige elementen. De basisfunctie is gelijk aan één in het knooppunt en nul in de omliggende knooppunten. Hiertussen wordt een lineaire interpolatie uitgevoerd zodat de basisfunctie een piramide vormt [25].

De gewichtsfuncties W_i zijn eveneens polynomen, waarvan de precieze vorm bepaalt welke variationele methode er zal worden toegepast. Deze procedure elimineert uiteindelijk alle ruimtelijke afgeleiden in de PDE, zodat deze vergelijking wordt benaderd door:

- een set van *algebraïsche vergelijkingen* in geval van een steady-state probleem,
- een set van *ordinaire differentiaalvergelijkingen* (ODE) in geval van een tijdsafhankelijke probleem.

De set van vergelijkingen die de eindige elementen beschrijven zijn lineair wanneer de PDE lineair is. Zo kan een lineaire algebraïsche matrixvergelijking van de vorm $Ku = F$ worden opgelost met numerieke technieken zoals *LU-factorisatie*, terwijl de ODE kunnen worden opgelost met methoden van numerieke integratie zoals de *methode van Euler* en de *Runge-Kuttamethode*.

2.2.2 Dynamische analyse in het frequentiedomein

Wanneer men het gedrag van een middenoor wil modelleren dat onderhevig is aan invallende geluidsgolven, dan heeft men te maken met een dynamisch probleem dat wordt beschreven door een tijdsafhankelijke differentiaalvergelijking. Volgens de redenering in de vorige sectie kan deze vergelijking worden omgezet in een ODE van de vorm

$$M\ddot{u} + C\dot{u} + Ku = F. \quad (2.47)$$

Hierin is u een vector met n componenten die is opgebouwd uit de verplaatsingen van de n knooppunten, waarbij de puntjes respectievelijk de eerste en de tweede afgeleide voorstellen. De vector F is een bronterm die de opgelegde periodische geluidsdruk representeert en M , C en K zijn matrices die respectievelijk staan voor de inertiaële, viskeuze en elastische eigenschappen.

Wanneer men enkel geïnteresseerd is in de steady-state respons van het systeem op een harmonische lading, dan kan er een eindige-elementenanalyse worden uitgevoerd in het frequentiedomein waarbij de ODE alsnog wordt omgezet in een algebraïsche vergelijking. Als de periodische belasting oscilleert met frequentie ω , dan kunnen de visco-elastische eigenschappen van het systeem worden gemodelleerd d.m.v. een complexe Young's modulus E^* die bestaat uit een reële elastische Young's modulus E en een viskeuze loss-factor η_s , analoog aan (2.30). De lineaire respons voor de verplaatsing van het systeem kan dan worden berekend als $u = u_{\text{amp}} \sin(\omega t + \phi)$.

Deel II

Mijn Onderzoek

3. Constructie van het Model

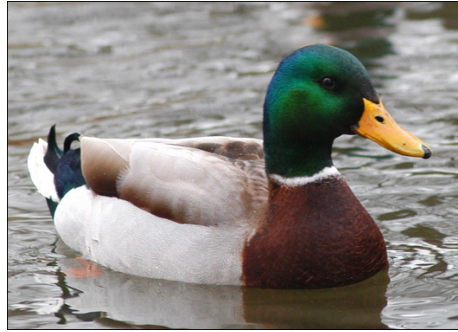
Het doel van dit werk is om een eindige-elementenmodel van een vogelmiddenoor te ontwikkelen dat zo goed mogelijk de realiteit benadert, net zoals er in het verleden reeds middenoormodellen zijn ontwikkeld van zoogdieren. Hiervoor zullen er mechanische simulaties worden uitgevoerd op het vogelmiddenoor, dat is opgebouwd uit specifieke onderdelen die enkel aan vogels toebehoren, zoals de columella en extracolumella. Door deze simulaties te gaan vergelijken met experimentele waarnemingen kunnen we de mechanische eigenschappen van het middenoor bepalen dat is onderworpen aan uitwendige invloeden zoals invallende geluidsgolven. Op deze manier hopen we een beeld te krijgen van de manier waarop het vogelmiddenoor zorgt voor een optimale overdracht van geluid van het buitenoor naar het binnenoor als een impedantie-overbruggend mechanisme. Uiteindelijk kunnen deze inzichten een bijdrage leveren in het onderzoek naar chirurgische reconstructie van mensenmiddenoren door middel van columella-gebaseerde TORP-implantaten.

3.1 Het Oppervlaktemodel

Vooraleer we de mechanische eigenschappen in een eindige-elementenmodel gaan simuleren moeten we eerst en vooral beschikken over een geometrisch model van het middenoor. Dit geometrisch model beschrijft de vorm of oppervlaktestructuur van de middenoorcomponenten zoals beschreven in het theoretisch gedeelte, en werd geconstrueerd d.m.v. metingen op het linker middenoor van een dode mannelijke wilde eend (*Anas platyrhynchos*, zie figuur 3.1). Deze metingen zijn gebaseerd op x-stralen microcomputertomografie (micro-CT of μ CT) [26] en werden uitgevoerd in het UGCT, UGent [27]. Om het contrast in absorptie van x-stralen te versterken tussen de verschillende soorten weefsel werd het staal gekleurd met een dagelijks ververste oplossing van 2.5% PTA (Phosphotungstisch zuur) in gedeïoniseerd water gedurende 48 uur voor de scan.

3.1.1 Microtomografie

Microtomografie maakt gebruik van x-stralen om opeenvolgende doorsnedes van een fysisch object op te meten. Deze opgenomen doorsnedes worden vervolgens aan elkaar gezet zodat er een virtuele 3D-reconstructie kan worden gemaakt van het originele model zonder het te vernietigen. Het creëren van een dergelijk 3D-beeld uit 2D-slices noemt men volumerendering. De prefix μ in μ CT wordt gebruikt om aan te



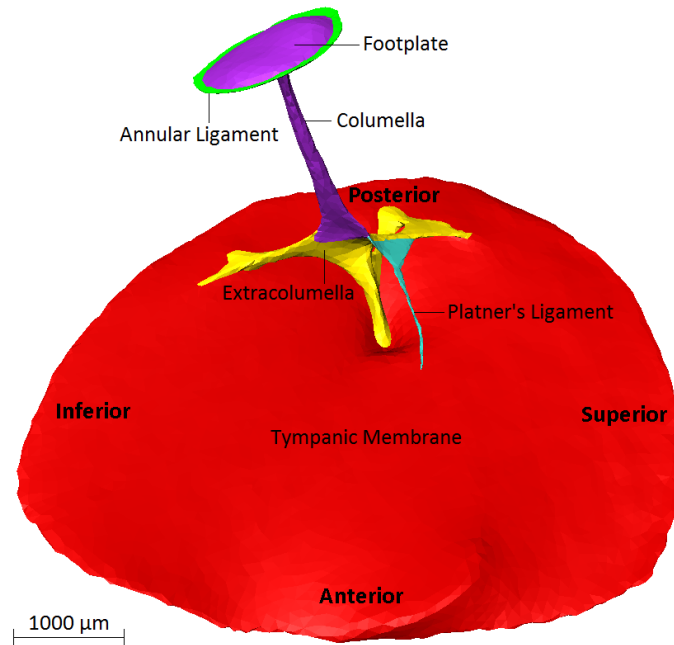
Figuur 3.1: Een mannelijke wilde eend (*Anas platyrhynchos*) [28].

duiden dat de pixelgrootte in de 2D-beelden gesitueerd is in het micrometergebied. Het 3D-model bestaat echter niet meer uit pixels (2D) maar uit voxels (3D) met elk een eigen grijswaarde die de absorptie van x-stralen aangeeft op die positie. De voxelgrootte in de opgemeten data is $7.425\mu\text{m}$, wat neerkomt op een relatief hoge resolutie. De totale meettijd van de scan bedroeg 2h43m15s, zonder gebruik te maken van een *beam hardening correctie*. Een gedetailleerde beschrijving over de werking van microtomografie is in dit werk niet van primair belang, aangezien de techniek eerder als middel wordt gebruikt dan als onderzoeksdomein op zich.

3.1.2 Beeldsegmentatie

Om een volledig geometrisch model van een fysisch object te construeren volstaat het vaak niet om simpelweg een volumerendering toe te passen op de opgenomen 2D-beelden en de verschillende onderdelen van elkaar te onderscheiden. De reden is dat de x-stralenabsorptie (en dus grijswaarde) van de aan elkaar grenzende structuren vaak gelijkaardig is. Daarom maakt men in de praktijk gebruik van manuele en semi-automatische segmentatietechnieken die toelaten om ongewenste structuren uit het beeld te verwijderen en deze die overblijven van elkaar te onderscheiden. In dit werk werd gebruik gemaakt van het commerciële softwarepakket *Amira*[©] 5.3 voor het segmenteren van de μCT -beelden van het vogelmiddenoor. De segmentatie gebeurde grotendeels manueel, al werd er ook gebruik gemaakt van een methode voor interpolatie tussen manueel gesegmenteerde beelden en van een functie die toelaat om enkel structuren te selecteren binnen een bepaald grijswaardegebied.

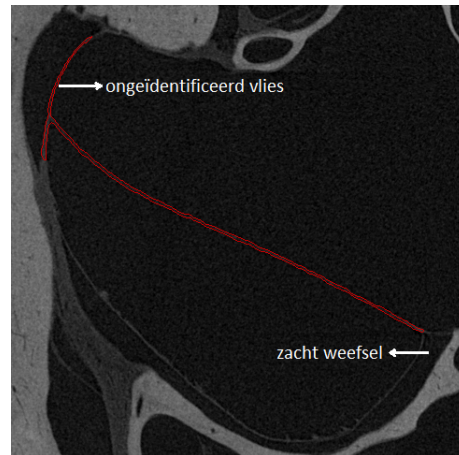
In het geometrisch model, dat is opgebouwd uit een serie voxels, konden vijf verschillende structuren worden geïdentificeerd: het trommelvlies, de columella met voetplaat, de extracolumella, Platner's ligament en het annulair ligament rond de voetplaat, zoals weergegeven op figuur 3.2. Hierrond dienen enkele belangrijke opmerkingen te worden gemaakt. Voor de extracolumella werd er bv. geen onderscheid gemaakt tussen de drie processi en ascendens ligament, wegens gelijkaardige



Figuur 3.2: Het oppervlaktemodel van een eendenmiddenoor met aanduiding van de verschillende onderdelen en anatomische orientaties.

grijswaarden. Tussen het trommelvlies en de extrastapedius was er geen duidelijk scheidingsvlak te vinden, en dit werd daarom gekozen naar best vermogen. Andere structuren zoals de trommelbuisligamenten en de columellaspier werden niet geïdentificeerd en daarom ook niet beschouwd in het geometrisch model. Tussen de columella en de voetplaat waren enkele holle gebieden zichtbaar, maar om het toekomstige eindige-elementenmodel niet onnodig complex te maken werden deze holten niet als dusdanig aanzien. De columella is immers opgebouwd uit been, en inwendige holle zones zullen naast een klein inertiael verschil geen grote invloed hebben op de elastische eigenschappen en de vibratiepatronen aan de voetplaat.

Een belangrijk gegeven waarmee moet worden rekening gehouden zijn de randvoorwaarden van het systeem. Zo werd er aan de anterior zijde van het middenoor een onbekend vlies waargenomen dat is aangehecht op het trommelvlies, waarvan een doorsnede wordt getoond op figuur 3.3. Mogelijk is dit een stukje huid dat verbonden is met de mediale epitheellaag van het trommelvlies en dient als ondersteuning. Voor de eenvoud werd dit vlies weerhouden van het uiteindelijke geometrisch model. Aan de inferior zijde lijkt het trommelvlies dan weer op te splitsen in twee (figuur 3.3, rechts). Achter deze opsplitsing bevindt er zich echter een weefsel, mogelijk vet, dat moeilijk zichtbaar is wegens de lage grijswaarde. We nemen daarom aan dat dit kruispunt de buitenrand van het trommelvlies voorstelt. De precieze locatie van deze rand zal mede bepalend zijn voor de mechanische randvoorwaarden van het middenoor en het eindige-elementenmodel [29].



Figuur 3.3: Doorsnede van het trommelvlies (rood) met aan het linkeruiteinde een ongeïdentificeerd vlies (bovenste opsplitsing, rood). Aan het rechteruiteinde van de figuur splitst het trommelvlies ook op, waarachter zich een weefsel bevindt met een lage absorptie of grijswaarde (zwart).

3.1.3 Triangulatie

Nu de geometrie van het middenoor gekend is, kan ze worden geïmplementeerd in eindige-elementensoftware om mechanische analyses op uit te voeren. Hiervoor moet het geometrisch model, dat voornamelijk is opgebouwd uit voxels of labels, omgezet worden in een oppervlaktemodel bestaande uit een gesloten serie van vlakken, in dit geval driehoeken. Voor de constructie van dit oppervlaktemodel dienen er enkele operaties zorgvuldig te worden uitgevoerd in de juiste volgorde:

- Om te beginnen moet het geometrisch model glad worden gemaakt of *gesmootht*. Na het segmenteren kunnen er immers geïsoleerde voxels ongewild aan de rand van het model voorkomen, net als schiereilandjes. Deze voxels zijn o.a. een artefact van de eindige resolutie van de beelden en zijn dus niet fysisch. Ze worden daarom best verwijderd door de geometrie enkele malen te smoothen in 3D. Deze operatie mag niet te veel worden uitgevoerd aangezien er op die manier essentiële onderdelen uit het model kunnen worden weggevaagd.
- Na het smoothen van de labels kan het geometrisch model worden omgezet in een oppervlaktemodel bestaande uit driehoeken die met elkaar verbonden zijn. Het programma creëert een model dat bestaat uit een totaal van 2775590 vlakken, hetgeen we zullen reduceren tot een 15000-tal na decimatie. Net zoals bij de labels wordt het oppervlaktemodel best enkele malen *gesmootht* om uitstulpingen en scherpe driehoeken te verwijderen. Scherpe hoeken zullen in het eindige-elementenmodel immers singulariteiten veroorzaken. Intersecties en gaten in het oppervlaktemodel worden eveneens verwijderd.

- Nu de vorm van het oppervlaktemodel vastligt, moeten de verschillende onderdelen nog apart worden geëxporteerd. Later willen we deze componenten immers als aparte mechanische structuren gaan behandelen in het eindige-elementenmodel. Bij deze procedure worden de onderlinge raakvlakken van de verschillende structuren geïdentificeerd, waarbij enkele driehoeken moeten geïnverteerd worden. Iedere driehoek heeft namelijk een zin die de buitenkant van het oppervlak moet aanwijzen. De resulterende oppervlaktestructuren worden geëxporteerd onder het STL-format, dat alle informatie bevat over de knooppunten en de vlakken in het oppervlaktemodel. Deze bestanden kunnen vervolgens worden geïmporteerd in eindige-elementensoftware.

3.1.4 Resultaten

Nu de geometrie van het middenoor gekend is kunnen we al enkele kwantitatieve eigenschappen van het resulterende oppervlaktemodel nagaan. Een van deze eigenschappen is de oppervlakteverhouding tussen het trommelvlies en de voetplaat, die het belang van de hydraulische hefboom bepaalt. De oppervlakte van deze twee structuren, geprojecteerd op het vlak waarin ze gelegen zijn, is gelijk aan 19.32mm^2 voor het trommelvlies en 0.83mm^2 voor de voetplaat. De verhouding van deze twee is afgerond 23.2, hetgeen binnen het gebied ligt dat voor vogels kan variëren van 11 bij kippen tot 40 bij uilen [10]. Een tweede bepalende grootte is de hoek waaronder de columella gelegen is t.o.v. het trommelvlies volgens figuur 1.11. Uit de geometrie van het eendenmiddenoor blijkt dat deze hoek ongeveer gelijk is aan 59.6° , hetgeen groter is dan de eerder vernoemde waarde van 30° [10].

3.2 Het Eindige-Elementenmodel

In het eindige-elementenmodel kunnen de mechanische eigenschappen van het middenoor worden gesimuleerd. De software die we hiervoor gebruiken is *COMSOL Multiphysics*[®] gebruik makend van de *Structural Mechanics Module*. In deze sectie zullen we de verschillende stappen beschrijven die nodig zijn voor het tot stand brengen van het eindige-elementenmodel waarin de belangrijkste fysische mechanismen vervat zitten die verband houden met het tijdsgeresolveerde gedrag van het middenoor. Voor de implementatie van deze mechanismen en de achtergrond van de rekenmethoden wordt verwezen naar [30].

3.2.1 Geometrie

Eerst en vooral moeten de STL-bestanden met de geometrie van de middenoorcomponenten, die bestaan uit een reeks van aan elkaar grenzende driehoeken, worden geïmporteerd in het eindige-elementenprogramma. De software identificeert automatisch alle onderlinge raakvlakken (i.e. driehoeken) tussen de verschillende middenoorcomponenten en legt ze aan elkaar vast. In de software wordt deze groep van raakvlakken aangeduid met de term *identity pairs*. Op het model worden vervolgens verschillende gebieden aangeduid waarvoor aparte mechanische eigenschappen gelden. Zo moeten de buitenranden van het trommelvlies, het annulair ligament en Platner's ligament worden geïdentificeerd en vastgelegd. Ook de voetplaat en het ondervlak van het trommelvlies moeten worden gedefinieerd aangezien op deze structuren een mechanische kracht zal worden aangelegd.

3.2.2 Mechanica

Zoals reeds uitgebreid werd behandeld in het theoretisch gedeelte is het de bedoeling dat we de mechanische respons van het middenoor gaan bestuderen onderhevig aan periodische geluidsdrukken. Hiervoor werd reeds het gedrag bestudeerd van de harmonische oscillator en het circulair membraan dat werd aangedreven door een uniforme periodische kracht, waarbij we inertie en lineaire visco-elasticiteit in beschouwing namen, zoals beschreven in het theoretisch gedeelte. De aanname van lineairiteit is hier geldig aangezien de vervormingen van het middenoor klein zijn onder invloed van de aangelegde geluidsdrukken. De benodigde parameters waardoor deze systemen worden beschreven zijn de massadichtheid ρ voor inertie, Young's modulus E en Poisson's ratio ν voor elasticiteit en de loss-factor η_s voor damping, voorlopig allemaal homogeen en isotroop verondersteld. In tabel 3.1 staan de voorlopige materiaalparameters weergegeven die werden gebruikt in het initiële eindige-elementenmodel, waarvan de meesten zijn gebaseerd op menselijke waarden.

We kunnen de elastische eigenschappen van het trommelvlies ook beschrijven met cilindrisch orthotropische parameters, waarvoor we een cilindrisch assenstelsel moeten definiëren dat gecentreerd is rond het middelpunt van het trommelvlies aan de tip van de extrastapedius. Voor tweedimensionale membranen waren er vier onafhankelijke parameters in de definitie van de cilindrische compliantietensor S_{ij} uit (2.26). Om dit aantal te reduceren beschouwen we de Young's moduli in de radiële richting E_r en de circulaire richting E_θ als onafhankelijk, Poisson's ratio $\nu_{r\theta} = \nu_{\theta r} = \nu$ equivalent aan het isotrope geval en de schuifmodulus $\mu_{r\theta}$ afhankelijk van deze drie [24, 35] volgens

$$\mu_{r\theta} = \frac{\sqrt{E_r E_\theta}}{2(1 + \sqrt{\nu_{r\theta} \nu_{\theta r}})}. \quad (3.1)$$

Onderdeel	E [Pa]	ρ [kg/m ³]	ν	η_s
columella	1.41E10 [31]	2.2E3 [31]	ν	0 [32]
extracolumella	3.92E7 [33]	ρ_{soft}	ν	η_{soft}
trommelvlies	2E7 [31]	ρ_{soft}	ν	η_{soft}
annulair ligament	4.12E5 [31]	ρ_{soft}	ν	η_{soft}
Platner's ligament	2.1E7 [34]	ρ_{soft}	ν	η_{soft}

Tabel 3.1: De voorlopige materiaalparameters van de componenten in het middenoor-model, deels gebaseerd op waarden gebruikt bij modellen van een mensenmiddenoor. $\rho_{\text{soft}}=1.2\text{E}3\text{kg/m}^3$ [31], $\eta_{\text{soft}}=0.078$ [34] en $\nu = 0.3$ [31]. Voor Platner's ligament kozen we de parameters van het menselijke *anterior malleolar ligament*. De elasticiteitsmodulus van de kraakbeenachtige extracolumella is gebaseerd op de waarden van de mediale femorale condyl in de knie van een tam varken.

Omdat we in drie dimensies werken moeten er ook parameters in de transversale richting worden gedefinieerd zoals de transversale Young's modulus E_z , Poisson's ratio's ν_{rz} en $\nu_{\theta z}$ en de schuifmoduli μ_{rz} en $\mu_{\theta z}$. Voor de eenvoud kiezen we $E_z = \sqrt{E_r E_\theta}$ en het isotrope geval $\nu_{rz} = \nu_{zr} = \nu_{\theta z} = \nu_{z\theta} = \nu$ [36] en $\mu_{rz} = \mu_{\theta z} = \mu_{r\theta}$. De invloed van deze transversale elastische parameters is echter klein aangezien er sprake is van een relatief dun trommelvlies.

Om de invallende geluidsgolven op het middenoor te simuleren leggen we om te beginnen een uniforme periodische druk aan op het trommelvlies met een amplitude p die we voor latere doeleinden gelijkstellen aan 1Pa. Deze mechanische druk houdt echter geen rekening met het feit dat niet alle energie van de geluidsgolven wordt opgenomen door het trommelvlies, wegens het impedantieverschil tussen het trommelvlies en de buitenlucht. Daarom wordt deze druk vermenigvuldigd met de wortel van de power utilization ratio uit figuur 1.10 – we nemen de wortel omdat $(p/p_0)^2 = P/P_0$ met p de druk en P het vermogen of *power*. In het ovale venster is het middenoor dan weer verbonden met de cochlea via de voetplaat. De cochleaire vloeistoffen oefenen een impedantiekracht uit op de voetplaat die we simuleren met een visco-elastisch fundament. De vergelijking die dit systeem beschrijft is

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{n} = -\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) - i\omega \mathbf{d} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (3.2)$$

met \mathbf{F} de totale kracht op de voetplaat geprojecteerd op de normaal \mathbf{n} , ω de opgelegde oscillatiefrequentie, $\mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ de verplaatsing van de voetplaat, $\mathbf{k} = 525.8\text{N/m}$ de elastische coëfficiënt en $\mathbf{d} = 0.711\text{Ns/m}$ de viskeuze coëfficiënt, beiden isotroop verondersteld [37]. De vergelijking is gedefinieerd in het frequentiedomein aangezien de tijdsgeresolveerde analyses in dit domein zullen worden uitgevoerd. Als randvoorwaarden voor het model worden het trommelvlies, het annulair ligament en Platner's ligament aan hun buitenrand volledig vastgelegd. Dit betekent dat de randen noch translaties, noch rotaties kunnen ondergaan.

3.2.3 Vermazing

De vermazing in een eindige-elementenmodel legt de positie van de knooppunten en de vorm van de overeenkomstige elementen vast in de geometrie onder beschouwing. In het eindige-elementenmodel worden andere soorten vermazingen gebruikt voor de verschillende middenoorcomponenten, dewelke in deze sectie worden beschreven.

Solid-elementen

Voor alle componenten, behalve het trommelvlies, werd gebruik gemaakt van *solid-elementen*. Deze elementen zijn driedimensionaal en hebben de vorm van onregelmatige tetraëders met als hoekpunten de nodes van het model. In deze knooppunten worden de oplossingsvariabelen geëvalueerd, van waaruit wordt geïnterpoleerd naar de omliggende elementen m.b.v. kwadratische vormfuncties. Afhankelijk van de dikte van de structuren wordt de grootte van de elementen aangepast: hoe dunner de structuur des te kleiner de elementen. Een te groffe vermazing in dunne structuren zal immers kwalitatief slechte elementen produceren. De kwaliteit q van een tetraëdervormig element kan worden gedefinieerd als [38]

$$q = \frac{72\sqrt{3}V}{(h_1^2 + h_2^2 + h_3^2 + h_4^2 + h_5^2 + h_6^2)^{3/2}}, \quad (3.3)$$

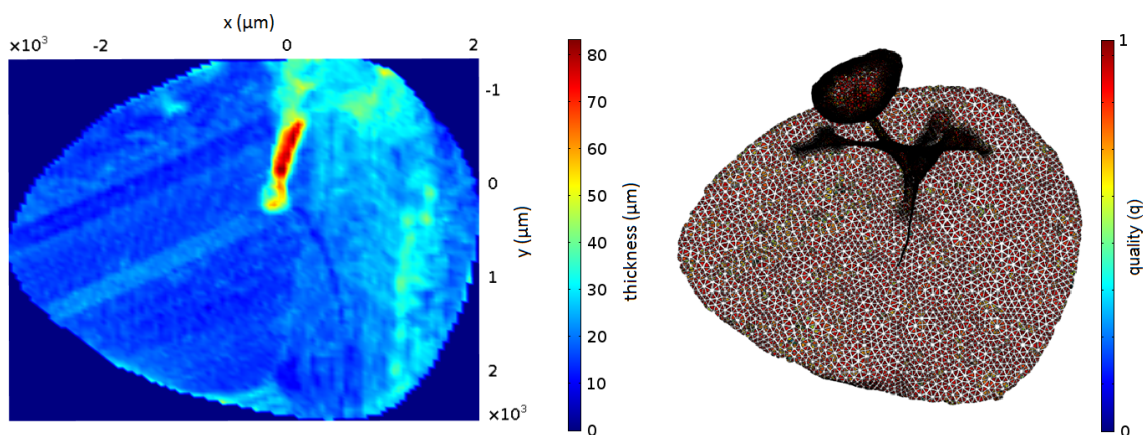
waarin V het volume van het element en h_i de lengte van de i -de ribbe. Wegens het kleine volume van dunne structuren, en dus ook van de overeenkomstige elementen, mogen de ribben niet te lang zijn om de elementkwaliteit hoog genoeg te houden. Daarom moeten de ribben van de elementen klein blijven t.o.v. hun volume, hetgeen overeenkomt met tetraëders die niet te *scherp* zijn. Noodzakelijkerwijs zal dit het aantal elementen vergroten en de rekentijd verlengen.

Shell-elementen

Voor het trommelvlies werd geen gebruik gemaakt van 3D solid-elementen maar van 2D shell-elementen. Zoals reeds vermeld is de reden hiervoor dat in dunne structuren zoals het trommelvlies te veel onregelmatige solid-elementen nodig zijn om een aanvaardbare kwaliteit in de vermazing te kunnen garanderen. Nochtans zijn er mogelijkheden om het aantal solid-elementen te reduceren zonder aan kwaliteit te moeten inboeten. De manier waarop dit gebeurt is door gebruik te maken van gestructureerde vermazingen, die niet zijn opgebouwd uit onregelmatige tetraëders maar uit een reeks gestructureerde elementen. Een techniek die hiervoor vaak wordt gebruikt heet uitstrijken of *sweepen*: hierbij wordt een 2D-vermazing, opgebouwd uit bv. vijfhoeken, toegepast op het éne vlak van het trommelvlies die vervolgens

wordt *gesweept* naar het tegenoverliggende vlak, door het trommelvlies heen. De resulterende gestructureerde 3D prisma-elementen bevatten enkel knooppunten op het binnen- en buitenvlak van het trommelvlies, die bovendien recht tegenover elkaar liggen. Deze techniek werd echter niet toegepast aangezien ze enkel geschikt is voor regelmatige structuren zoals vlakke platen en niet voor onregelmatige biologische structuren.

Een andere methode om het aantal elementen in het trommelvlies te verminderen is door gebruik te maken van shell-elementen. Deze elementen zijn tweedimensionaal, bijvoorbeeld driehoeken, en houden rekening met typische driedimensionale eigenschappen zoals buigstijfheid. Het grote nadeel hiervan is wel dat de informatie over de dikteverdeling d van het trommelvlies verloren gaat. Er bestaat echter een mogelijkheid om de variabele dikte van het trommelvlies te definiëren op de shell-elementen. Hiervoor werd een algoritme ontwikkeld dat de dikteverdeling in het trommelvlies berekent uit de segmentatiedata door in ieder punt op het binnenvlak de loodrechte afstand te bepalen tot het buitenvlak. Deze data worden dan lineair geïnterpoleerd in twee dimensies, hetgeen resulteert in een functie $d = d(x, y)$ met x en y de coördinaten op het trommelvlies. Deze interpolatie wordt getoond op figuur 3.4.



Figuur 3.4: Een 2D interpolatiefunctie voor de dikteverdeling van het trommelvlies in μm , gedefinieerd op de driehoekige shell-elementen met kwaliteit $q = 4\sqrt{3}A/(h_1^2 + h_2^2 + h_3^2)$, waarin A de oppervlakte van de driehoek is en h_i de lengtes van de zijden.

3.2.4 Frequentieanalyse

Zoals reeds eerder werd vermeld zullen de tijdsgeresolveerde berekeningen rond de dynamica van het middenoor worden uitgevoerd in het frequentiedomein. Hierbij wordt aangenomen dat het middenoor met dezelfde frequentie oscilleert als de invallende geluidsgolven, wat overeenkomt met lineaire respons zoals beschreven in sectie

2.2.2. Voor het uitvoeren van de berekeningen kiest de software zelf welke algoritmes er worden gebruikt. Zo maakt men gebruik van directe solvers, zoals de *MUltifrontal Massively Parallel Sparse direct solver* (MUMPS), die pre-ordering algoritmes toepast voor het oplossen van de algebraïsche matrixvergelijkingen. Hiernaast wordt er ook gebruik gemaakt van iteratieve solvers die sequentiële oplossingen berekent tot het verschil tussen twee opeenvolgende oplossingen binnen een bepaalde tolerantie ligt, in dit geval 0.1%. De precieze details over de algoritmes van deze solvers is in dit werk minder van belang en daarom zal hier niet verder op worden ingegaan.

4. Validatie van het Model

Een eindige-elementenmodel van een fysisch systeem heeft op zich geen enkele betekenis wanneer het niet kan worden getoetst aan de realiteit. Daarom is het noodzakelijk om het middenoormodel te valideren aan de hand van experimenten, uitgevoerd op een echt vogelmiddenoor, die de mechanische respons op invallende geluidsgolven kan meten. De oplossingsvariabelen van het model kunnen vervolgens worden vergeleken met de resultaten van het experiment, waaruit uiteindelijk de modelparameters kunnen worden geoptimaliseerd door het model zodanig aan te passen dat het zo goed mogelijk het experiment nabootst. Deze procedure noemt men in de praktijk *inverse analyse*.

4.1 Experimentele Technieken

De experimentele methoden die worden gebruikt om de respons van een middenoor op geluidsgolven te meten zijn gebaseerd op optische interferometrie. Twee van dergelijke technieken die worden toegepast zijn stroboscopische digitale holografie en laser-dopplervibrometrie, waarvan de werking, de opstelling en de resultaten in deze sectie worden besproken.

4.1.1 Stroboscopische digitale holografie

Holografie, ook wel eens *golffrontreconstructie* genoemd, is een techniek waarmee driedimensionale beelden van een voorwerp kunnen worden opgenomen [39]. In de praktijk kan er een onderscheid worden gemaakt tussen *analoge* en *digitale* holografie, waarop we in beide gevallen zullen terugkomen. Het algemene werkingsprincipe zullen we beschrijven voor analoge holografie, ook al wordt er in dit werk gebruik gemaakt van de digitale techniek, waarvan we vervolgens de experimentele opstelling zullen bespreken. De opstelling en de metingen zijn van Daniël De Greef.

Algemene werking

In het geval van analoge holografie worden de driedimensionale beelden gevormd op een doorzichtige hologramplaat die is bedekt met een fotografische emulsie. Wanneer een ontwikkelde plaat wordt belicht en onder verschillende hoeken wordt bekeken, dan wordt er een beeld gevormd dat lijkt te bewegen ten opzichte van het belichte hologramplaatje. Dit creëert een driedimensionaal effect waardoor het lijkt alsof het

object, waarvan het hologram werd opgenomen, zich ook daadwerkelijk achter het plaatje bevindt. In realiteit wordt dit veroorzaakt door de aan- en afwezigheid van licht dat aan het hologram wordt gediffracteerd.

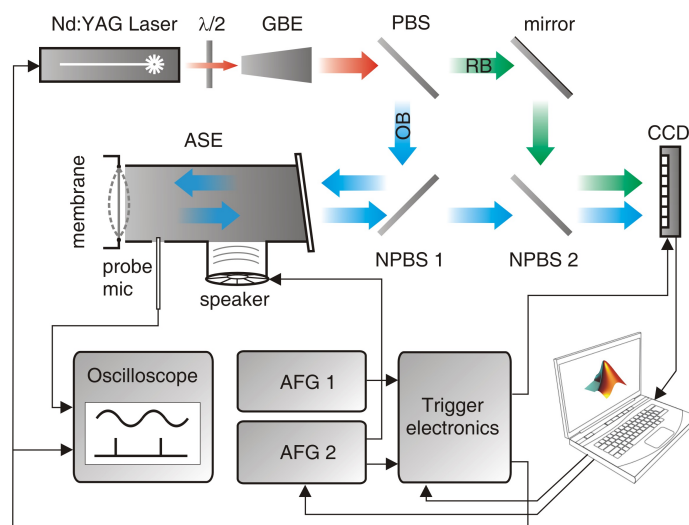
De reden waarom een hologram een driedimensionaal beeld van een object vormt, in tegenstelling tot een gewone foto die maar een tweedimensionaal beeld vormt van de werkelijkheid, ligt in de optische informatie die door het plaatje wordt opgenomen. Licht is een golf die bestaat uit een golflengte, een amplitude en een fase. De golflengte λ geeft de kleur van het licht aan en de amplitude A bepaalt de lichtintensiteit. Een hologram bevat bovenop deze twee grootheden nog eens informatie over de fase ϕ van de lichtgolf die iets zegt over de diepte van het beeld. Anders bekeken neemt het hologram niet de reële maar complexe amplitude A^* van een lichtgolf op volgens $A^* = Ae^{i\phi}$, waarvoor geldt dat $A = |A^*|$ en $\phi = \arctan\{\text{Im}(A^*)/\text{Re}(A^*)\}$.

Net zoals bij het menselijke zicht, waarbij twee ogen nodig zijn om een idee te krijgen van diepte, is er bij het maken van een hologram nood aan twee verschillende lichtgolven die bij elkaar worden gebracht. De eerste golf is de zogenaamde *objectbundel* die eerst wordt gereflecteerd aan het voorwerp waarvan men het hologram wil opnemen. De tweede golf heet de *referentiebundel*: dit is een monochromatische lichtbundel met dezelfde polarisatie en weglengte als de objectbundel om de coherentie te behouden. Wanneer deze twee golven samenkomen in het plaatje zal er interferentie optreden: de hologramplaat neemt dus niet het reële beeld op van het object, maar een reciprook beeld dat een product is van een vlakke golf en de golf afkomstig van het object – dit kan gezien worden als een fouriertransformatie. Wanneer men het hologram wil bekijken moet de ontwikkelde hologramplaat worden belicht met de oorspronkelijke referentiebundel. Deze bundel wordt gediffracteerd aan het reciproke rooster op de plaat, dat werd gecreëerd bij het ontwikkelen. De diffractie van de vlakke golf aan dit reciproke rooster, dat een combinatie was van de reële objectbundel en de vlakke referentiebundel, geeft nu het reële beeld terug, wat neerkomt op een inverse fouriertransformatie: het resultaat is een hologram.

Opstelling

Voor de experimenten in deze thesis wordt er gebruik gemaakt van digitale holografie, waarbij de vorm van een object wordt opgenomen op een CCD-camera in plaats van een fotografische plaat bij analoge holografie. Hierdoor kan de driedimensionale informatie digitaal kan worden opgeslagen en verder worden geanalyseerd en verwerkt. In *stroboscopische* digitale holografie wordt dan weer gebruik gemaakt van zeer korte laserpulsen die worden gesynchroniseerd met de fase van een *vibrerend* object. Bij de gekozen fase wordt dan de *volveld verplaatsingsmap* aan de oppervlakte van het object berekend door de beelden ervan te combineren met een referentiehologram van het object in rust. Door deze pulsen stapsgewijs te doorlopen

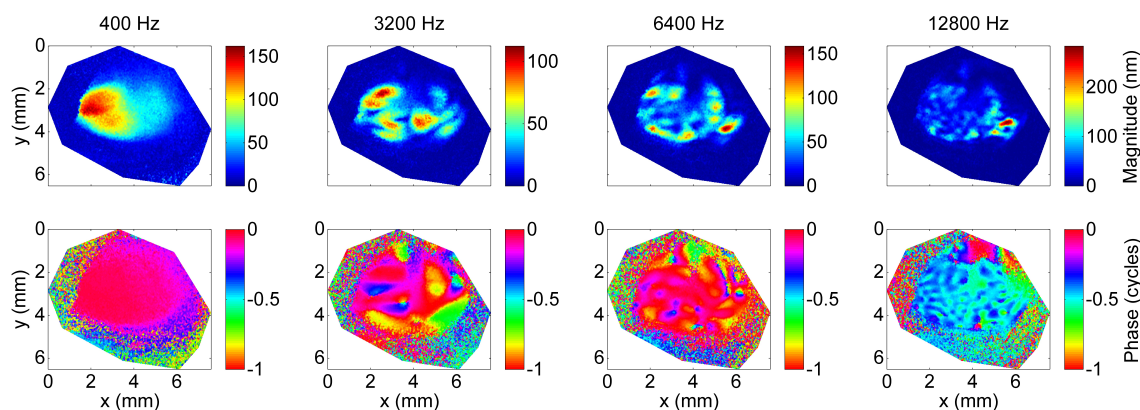
doorheen de vibratieperiode kan de volledige tijdsafhankelijke beweging van het oppervlak worden bekomen. Figuur 4.1 toont de opstelling die werd ontwikkeld om de dynamische verplaatsingen van het eendentrommelvlies op te meten [40]. De object- en de referentiebundel afkomstig van de laser passeren hierbij verschillende bundel-splitters en spiegels om achteraf te worden gecombineerd op de CCD-camera. De synchronisatie van de camera, de laser en de geluidsbron wordt gerealiseerd m.b.v. enkele elektronische componenten die worden geïllustreerd op figuur 4.1. Twee arbitraire functiegeneratoren sturen hiervoor verschillende signalen uit met een vaste frequentie: een sinusoïdaal signaal naar de geluidsbron, en een reeks discrete en blok-pulssignalen naar een microprocessor. Deze stuurt de signalen verder door naar de laser en de camera en zorgt ervoor dat er precies één cameraframe wordt opgenomen per laserpuls. Het faseverschil tussen de laserpulsen en het effectieve geluidssignaal wordt gemeten met een oscilloscoop. Het opgemeten staal wordt dan weer achter een *akoestisch stimulatie-element* (ASE) geplaatst, dat de akoestische stimulus moet controleren en monitoren. Dankzij de zeer korte hoge-energiepulsen van de laser kunnen de geluidsgeïnduceerde vibraties van het trommelvlies worden opgemeten, zowel bij quasi-statische als bij akoestische frequenties.



Figuur 4.1: Overzicht van de opstelling voor digitale holografie. GBE: Galileaanse bundelverbreder, (N)BPS: (Niet-)polariserende bundelsplitser, OB: objectbundel, RB: referentiebundel, ASE: akoestisch stimulatie-element, AFG: arbitraire functiegenerator [40].

Een segment van de linkerhelft van een wilde eendenschedel, waarin het middenoor vervat zit, werd gedissecteerd uit een onthoofd dier, waarbij het gehoorkanaal bovendien werd weggeboord. Dit was noodzakelijk om het volledige oppervlak van het trommelvlies vrij te maken en loodrecht te kunnen verlichten, zodat de richting van gevoeligheidsvector van de opstelling kon worden afgelijnd met de verwachte hoofd-

vibratierichting van het trommelvlies, namelijk uit het vlak. Om de natuurlijke lage reflectiviteit van het trommelvlies te vergroten zonder het vibrationele gedrag ervan te beïnvloeden, werd het membraan geverfd met een dunne laag suspensie van 5% TiO_2 in gedeïoniseerd water. Gedurende de gehele preparatie werd het staal vochtig gehouden met behulp van een bevochtiger (Bonaire) om snelle dehydratatie en een daaropvolgende verandering van materiaalparameters te minimaliseren. Enkele resultaten die kunnen worden afgeleid uit de metingen, namelijk de volveld verplaatsingsmagnitude en -fase van het trommelvlies, worden weergegeven op figuur 4.2.



Figuur 4.2: Verplaatsingsmagnitudemaps en -fasemaps van het eendentrommelvlies, afgeleid uit metingen van digitale holografie bij verschillende frequenties.

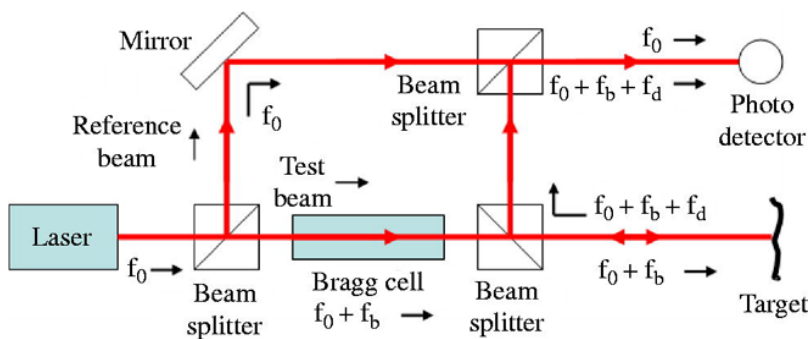
4.1.2 Laser-dopplervibrometrie

Om een betere kennis te verkrijgen over de transferfunctie van het gehele middenoorstelsel werden de volveld stroboscopische holografie metingen op het trommelvlies aangevuld met één-punt laser-dopplervibrometriemetingen (LDV). Deze experimentele methode is net als holografie een niet-contactuele interferometrische meettechniek, waarvan we zowel het werkingsprincipe kort zullen bespreken als de experimentele opstelling. De metingen werden uitgevoerd door Daniël De Greef en prof. Joris Dirckx.

Algemene werking

Een laser-dopplervibrometer is een wetenschappelijk instrument dat wordt gebruikt om niet-contactuele metingen uit te voeren op de vibraties van een oppervlak. Om de beweging van het oppervlak te meten maakt de vibrometer gebruik van een laserbundel die loodrecht op het oppervlak wordt gericht van het object onder beschouwing.

Zo worden de vibratieamplitude en -frequentie van het oppervlak afgeleid uit de dopplerverschuiving van de gereflecteerde laserfrequentie als gevolg van de bewegingen van het object. Deze frequentieverschuiving wordt bepaald door het faseverschil te meten tussen de gereflecteerde objectbundel en een zekere referentiebundel. De resulterende output van de laser-dopplervibrometer is een continue spanning die recht evenredig is met de snelheidscomponent van het oppervlak langs de richting van de laserbundel. Een typische opstelling van een laser-dopplervibrometer wordt getoond op figuur 4.3.



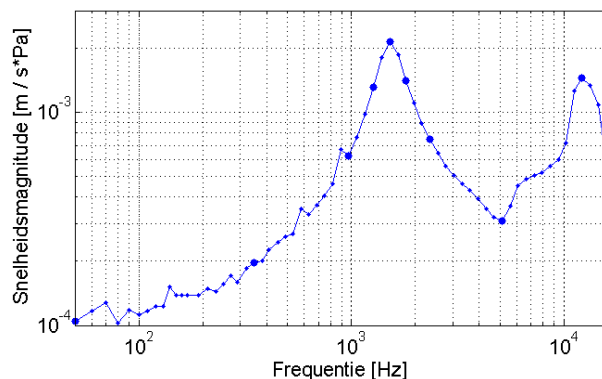
Figuur 4.3: Een typische opstelling van een laser-dopplervibrometer [41].

Opstelling

De LDV-metingen werden uitgevoerd op het centrum van de columellavoetplaat in het ovale venster, van waaruit de drukgolven in de cochleaire vloeistof worden geïnduceerd. Deze metingen werden echter uitgevoerd op een ander dier dan de holografie-metingen. Om een goed visueel bereik te krijgen van het mediale oppervlak van de voetplaat moest de cochlea uit het binnenoer worden weggeboord. Geen verdere reflectiviteitsversterkers waren nodig om een voldoende sterk responssignaal te verkrijgen, zoals wordt gedemonstreerd door de resultaten van een vers staal op figuur 4.4. Zoals bij de holografie was de inputstimulus voor deze metingen een akoestisch signaal dat werd geïntroduceerd aan de laterale zijde van het trommelvlies doorheen een stijve buis. Het geluidsdrumniveau (SPL) werd gecontroleerd door een microfoon waarvan het eindpunt is gelokaliseerd in de buis dicht bij de ingang van het ondiepe gehoorkanaal.

4.2 Inverse Analyse

Om de fysische eigenschappen van het vogelmiddenoor te bepalen is het een goed idee om gebruik te maken van het eindige-elementenmodel. Hierbij worden de oplossingen van het eindige-elementenmodel vergeleken met en geoptimaliseerd naar de



Figuur 4.4: Transferfunctie van het vogelmiddenoor. De grafiek geeft de snelheidsmagnitude in het centrum van de columellavoetplaat weer per geluidsdruk aan het trommelvlies als functie van de frequentie en is afgeleid uit LDV-metingen.

resultaten van de holografie en de vibrometrie, waaruit vervolgens de overeenkomstige mechanische parameters kunnen worden bepaald. In de praktijk spreekt men vaak over de term *inverse analyse*, in tegenstelling tot *directe analyse* waarbij net de oplossingsvariabelen worden bepaald uit de fysische parameters.

4.2.1 De objectfunctie

De inverse analyse wordt gerealiseerd door het verschil in de resultaten van het model en het experiment te minimaliseren en voor dit minimum de overeenkomstige mechanische parameters te identificeren. Het verschil tussen het model en het experiment wordt aangeduid met een zogenaamde objectfunctie, namelijk

$$R^2(p) = \sum_i [f_{\text{mod}}(x_i, p) - f_{\text{exp}}(x_i)]^2. \quad (4.1)$$

Deze functie is een kleinste kwadraten som waarin f een grootte voorstelt die wordt geëvalueerd in het model (mod) en het experiment (exp): in ons specifieke geval is dit de magnitude of de fase van de verplaatsing of de snelheid. Het argument x_i van de grootte f staat voor de geluidsfrequentie ω of ruimtelijke positie \mathbf{r} op het trommelvlies waarover bovendien wordt gesommeerd. p tenslotte is een set van mechanische parameters, gedefinieerd in het model, waarnaar de objectfunctie wordt geminimaliseerd. De modelparameters p waarvoor de objectfunctie R^2 minimaal is zijn de optimale waarden waardoor de realiteit zich het best laat beschrijven.

Holografie

Voor het opstellen van de objectfunctie op basis van de holografiedata zijn er verschillende procedures nodig die achtereenvolgens moeten worden uitgevoerd:

- Om te beginnen moet de volveld verplaatsingsmagnitudo worden genormaliseerd naar de druk van de aangelegde geluidsgolven. De waarde van de geluidsdruk heeft immers enkel een invloed op de absolute grootte van de verplaatsingen en niet op de verplaatsingspatronen. Daarom is het geoorloofd om de absolute verplaatsingsmagnitudo uit het experiment te delen door de amplitude van de aangelegde geluidsdrukken p_A . In het model is de magnitudo automatisch genormaliseerd naar de druk aangezien hier $p_A = 1\text{Pa}$.
- Onvermijdelijk is de holografieopstelling onderhevig aan ruis; zo bevat de holografiedata een bepaalde hoeveelheid ruis die zichtbaar is in de magnitudo- en fase-maps. Voor de magnitudemaps kan deze ruis gedeeltelijk worden geëlimineerd door de hoge-frequentiecomponenten uit het beeld te verwijderen via overgang naar het frequentiedomein m.b.v. een fouriertransformatie. Deze eliminatie gebeurt door het fourierbeeld te moduleren met een gaussische functie en het resultaat terug te transformeren naar het reële domein m.b.v. een inverse fouriertransformatie. De variantie σ van de gaussische modulatie wordt zo gekozen dat het resulterende beeld niet te veel of te weinig wordt *gesmootht*.
- De fase-maps kunnen niet op deze manier worden *gesmootht* aangezien de beelden discrete fasesprongen bevatten van 2π als gevolg van hun periodische aard. Deze fasesprongen zijn immers onvermijdelijk gesitueerd in het hoge-frequentiegebied. Om de fase toch te smoothen wordt het reële beeld geconvolveerd m.b.v. een gaussische $n \times n$ -matrix met variantie σ en $n = 11$. Om de fasesprongen te omzeilen is het belangrijk dat we in ieder geconvolveerd punt \mathbf{r}_i de fase ϕ van de j omliggende punten $\mathbf{r}_i^j = \mathbf{r}_i - \mathbf{a}_j$ verschuiven met een aantal periodes, zodat het verschil tussen $\phi(\mathbf{r}_i)$ en $\phi(\mathbf{r}_i^j)$ minimaal is $\forall i, j$. M.a.w. $\|\phi(\mathbf{r}_i) - \phi(\mathbf{r}_i^j)\| = \min_n |\phi(\mathbf{r}_i) - \phi(\mathbf{r}_i^j) + 2\pi n| \forall i, j$, met $n \in \mathbb{Z}$ het aantal periodes.
- De oppervlakte van het trommelvlies moet samenvallen voor het model en het experiment. De data moeten immers op de juiste posities met elkaar worden vergeleken. Daarom wordt er een rigide transformatie toegepast die de experimentele coördinaten transformeert naar die van het model. Deze rigide transformatie, bestaande uit een rotatie over een hoek α en een translatie over een vector $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$, kan worden voorgesteld door de matrixvergelijking

$$\begin{bmatrix} x_{\text{mod}} \\ y_{\text{mod}} \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & x_0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & y_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{\text{exp}} \\ y_{\text{exp}} \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

De variabelen x_i waarover gesommeerd wordt in de objectfunctie uit (4.1) zijn de 2D-posities \mathbf{r}_i op het trommelvlies, geëvalueerd op een gekozen 2D-grid van 100×100 . R^2 wordt per frequentie ω apart berekend zodat er over ω niet wordt gesommeerd. Definiëren we f uit (4.1) op basis van de verplaatsingsmagnitude A , dan zijn er drie mogelijkheden:

- $f(\mathbf{r}_i) = A(\mathbf{r}_i)$, de *absolute* magnitude,
- $f(\mathbf{r}_i) = A(\mathbf{r}_i)/A_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i)$, de *relatieve* magnitude, i.e. de absolute magnitude gedeeld door de absolute magnitude uit het experiment,
- $f(\mathbf{r}_i) = A(\mathbf{r}_i)/\max_i(A(\mathbf{r}_i))$, de *genormaliseerde* magnitude, i.e. de absolute magnitude gedeeld door de maximale magnitude,

voor f_{mod} en f_{exp} apart. Bij gebruik van de absolute magnitude worden de absolute verplaatsingen in het experiment en het model met elkaar vergeleken. De relatieve magnitude is hieraan gelijkaardig, al dragen posities met een grote experimentele magnitude A_{exp} in verhouding minder bij. Bij de genormaliseerde magnitude wordt er gedeeld door de maximale magnitudes in het model en het experiment, zodat er enkel kan worden rekening gehouden met de verplaatsingspatronen op het trommelvlies. Elk van deze drie definities zal worden gebruikt bij de inverse analyse.

De objectfunctie (4.1) op basis van de verplaatsingsfase ϕ wordt enerzijds bepaald door $f_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p) = \frac{1}{2\pi}\phi_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p)$. Voor f_{exp} zijn er echter twee opties, namelijk

- $f_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{2\pi}\phi_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i)$, de *absolute* experimentele fase,
- $f_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{2\pi}\{\phi_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i) - [\phi_{\text{exp}}(\mathbf{a}) - \phi_{\text{mod}}(\mathbf{a}, p)]\}$, de *relatieve* experimentele fase, namelijk t.o.v. de modelfase ϕ_{mod} in een punt \mathbf{a} .

In het absolute geval worden de experimentele en de modelfase rechtstreeks met elkaar vergeleken. In het *relatieve* geval wordt de experimentele fase in alle punten verschoven met een vaste referentiewaarde. Deze referentiefase, geëvalueerd in een punt \mathbf{a} , wordt zo gedefinieerd dat de objectfunctie in dit punt nul wordt, inderdaad: $f_{\text{exp}}(\mathbf{a}) = \frac{1}{2\pi}\phi_{\text{mod}}(\mathbf{a}, p) = f_{\text{mod}}(\mathbf{a}, p)$. Voor het punt \mathbf{a} kiezen we bijvoorbeeld de tip van de extrastapedius. De relatieve fase wordt gebruikt wanneer het experimenteel gemeten faseverschil tussen de ingestuurde geluidsgolven en de respons van het trommelvlies onvoldoende betrouwbaar is, namelijk bij hoge frequenties. Dit probleem wordt omzeild door de experimentele fase te verschuiven naar de modelfase t.o.v. een vast referentiepunt \mathbf{a} . Het nadeel van deze aanpak is dat enkel de relatieve *fasespatronen* van het model en het experiment met elkaar worden vergeleken, en niet de absolute fases. De fasesprongen in de beelden worden opnieuw omzeild door ervoor te zorgen dat het verschil tussen $f_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p)$ en $f_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i)$ minimaal is $\forall i$, m.a.w. $\|f_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p) - f_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i)\| = \min_n |f_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p) - f_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i) + n| \forall i$, met $n \in \mathbb{Z}$ een aantal periodes.

Vibrometrie

Voor de vibrometriedata is de definitie van de objectfunctie een stuk eenvoudiger, aangezien hier enkel de snelheidsmagnitude V wordt geëvalueerd in slechts één punt. Net zoals bij de holografiedata wordt de snelheidsmagnitude uit de vibrometriedata gedeeld door de aangelegde geluidsdruk p_A in amplitude. In de objectfunctie wordt er echter gesommeerd over de geluidsfrequenties ω_i i.p.v. de posities \mathbf{r}_i , waarin f is gedefinieerd op basis van de absolute snelheidsmagnitude volgens $f(\omega_i) = V(\omega_i)$, of de relatieve snelheidsmagnitude volgens $f(\omega_i) = V(\omega_i)/V_{\text{exp}}(\omega_i)$. Aangezien de cochlea moest worden verwijderd voor het opmeten van de vibrometriedata, wordt ook in het model de cochleaire impedantie aan de voetplaat uitgeschakeld.

4.2.2 Gevoeligheidsanalyse

Wanneer de objectfunctie R^2 is opgesteld moet men uiteraard nog een set van parameters kiezen om te optimaliseren. Soms ligt deze keuze voor de hand maar dit is lang niet altijd het geval. Sommige parameters hebben immers een aanzienlijke invloed op de oplossingsvariabelen van het systeem, maar zijn in de praktijk vaak reeds goed gekend, zoals de massadichtheid ρ . Parameters die vaak minder goed gekend zijn, zoals Young's modulus E , zijn daarom betere kandidaten. Andere parameters hebben dan weer een geringe invloed, zoals Poisson's ratio ν . Om de juiste keuze te maken tussen de overgebleven kandidaten is het daarom zinnig om een gevoeligheidsanalyse uit te voeren. Hierbij gaat men de initiële waarden van de parameters infinitesimaal variëren en kijken naar de resulterende verandering in de oplossing. Deze procedure kan manueel worden uitgevoerd, maar het kan ook beter.

Bij een gevoeligheidsanalyse volgens de regels van de kunst [30] wordt de afgeleide berekend van een zelfgekozen objectfunctie Q naar de n gevoeligheidsparameters $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n\}$. Symbolisch komt dit neer op het bepalen van de $1 \times n$ -matrix $dQ/d\xi$ geëvalueerd in de initiële waarden $\xi = \xi_0 = \{\xi_1^0, \xi_2^0, \dots, \xi_n^0\}$. In de praktijk is Q eveneens afhankelijk van de N oplossingsvariabelen u van het probleem, die op hun beurt afhangen van ξ , zodat $Q = Q(u(\xi), \xi)$. Het mechanisch systeem wordt beschreven door een PDE die kan worden omgezet in een set van algebraïsche vergelijkingen $L(u(\xi), \xi) = 0$. Als de PDE een unieke oplossing $u = L^{-1}(\xi)$ heeft, dan kan het gevoeligheidsprobleem herschreven worden tot

$$\frac{d}{d\xi} Q(u(\xi), \xi) = \frac{\partial Q}{\partial \xi} + \frac{\partial Q}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial L} \frac{\partial L}{\partial \xi}, \quad (4.3)$$

waarin $\partial Q/\partial \xi$ een $1 \times n$ -matrix, $\partial Q/\partial u$ een $1 \times N$ -matrix, $\partial u/\partial L$ een $N \times N$ -matrix en $\partial L/\partial \xi$ een $N \times n$ -matrix. De matrices $\partial Q/\partial u$ en $\partial L/\partial \xi$ kunnen rechtstreeks worden berekend met symbolische differentiatie. De matrix $\partial u/\partial L$ vinden we door

ze te herschrijven als $\partial u/\partial L = (\partial L/\partial u)^{-1}$. Het berekenen van deze inverse $N \times N$ -Jacobiaan is te gecompliceerd, waardoor men op zoek moet naar een probleem dat eenvoudiger op te lossen is. Beschouw hiervoor de $N \times n$ -matrix

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = \left(\frac{\partial L}{\partial u} \right)^{-1} \frac{\partial L}{\partial \xi}. \quad (4.4)$$

Deze kan worden berekend door het oplossen van de n lineaire stelsels

$$\frac{\partial L}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial \xi_i} = \frac{\partial L}{\partial \xi_i}, \quad (4.5)$$

gebruik makend van dezelfde Jacobiaan $\partial L/\partial u$ geëvalueerd in $u(\xi_0)$. Substitutie in (4.3) levert uiteindelijk

$$\frac{d}{d\xi} Q(u(\xi), \xi) = \frac{\partial Q}{\partial \xi} + \frac{\partial Q}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial \xi}. \quad (4.6)$$

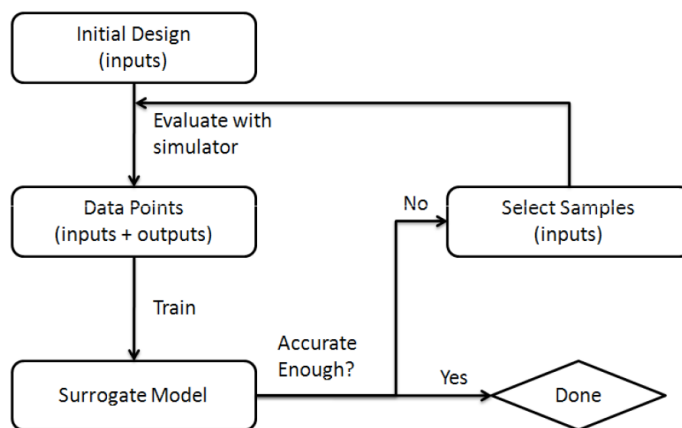
De twee parameters waarvoor de gevoeligheid $s(\xi_i) = (\xi_i/Q) \cdot (dQ/d\xi_i)$ geëvalueerd in ξ_0 het grootst is, zullen uiteindelijk worden geoptimaliseerd in de inverse analyse.

4.2.3 Optimalisatie

Na de keuze van de parameters kan men uiteindelijk overgaan op de eigenlijke optimalisatie van het probleem, hetgeen neerkomt op het minimaliseren van de objectfunctie R^2 . In de praktijk bestaan er verschillende methoden om het minimum van R^2 te vinden. Zo zijn er mogelijkheden in Matlab om een optimalisatieprobleem op te lossen voor één of meerdere parameters. Ook in COMSOL is het mogelijk om de optimale parameters te vinden op basis van een zogenaamd *Least-Squares Objective*. Een derde mogelijkheid, die in dit werk zal worden gebruikt, heet *surrogaatmodellering*. Hiervoor zullen we gebruik maken van de *Matlab Surrogate Modeling Toolbox* (SUMO), ontwikkeld door INTEC, UGent [42].

Deze routine ontwikkelt een model van een bepaald systeem waarvoor alleen de input en de output gekend zijn. De software realiseert dit door eerst een aantal startpunten te kiezen in het parameterdomein (i.e. de input) en hierin de resulterende objectfunctie R^2 te evalueren (i.e. de output). De startpunten worden gekozen volgens het zogenaamde *Latin Hypercube Design*. Vervolgens wordt er een model gecreëerd doorheen de geëvalueerde punten m.b.v. de *Kriging Model* techniek. Op basis van het verkregen model evalueert het programma nieuwe punten met als bedoeling om het huidige model te verbeteren. Deze nieuwe punten worden gekozen volgens het *LOcal Linear Adaptive sampling algorithm* (LOLA) dat niet-lineaire gebieden in het huidige model identificeert en ze meer geconcentreerd evalueert. Een tweede algoritme, genaamd het *Dividing Rectangles Algorithm*, bepaalt de lokale minima in het

huidige model en evalueert ze. Deze procedure wordt herhaald tot er een bepaalde tolerantie bereikt is of wanneer er een maximaal aantal punten is geëvalueerd. Het volledige werkingsproces wordt weergegeven op figuur 4.5.



Figuur 4.5: Het werkingsproces van de Matlab SUMO Toolbox [43].

4.2.4 Resultaten

Deze sectie toont de resultaten van de inverse analyse op basis van de holografie- en vibrometriemetingen, waarbij wordt gezocht naar de optimale waarden van twee parameters gekozen op basis van een gevoeligheidsanalyse. Als laatste wordt bekeken wat de invloed is van alle overige parameters op het uiteindelijke resultaat om na te gaan in hoeverre het geoptimaliseerde model correct is.

Holografie

Voor de inverse analyse op basis van de holografie-metingen wordt er eerst een gevoeligheidsanalyse uitgevoerd op de verschillende modelparameters die we willen optimaliseren. Aangezien de holografische experimenten op het trommelvlies werden uitgevoerd zijn de visco-elastische materiaalparameters van dit trommelvlies ook de meest voor de hand liggende kandidaten om een gevoeligheidsanalyse op uit te voeren, namelijk de isotrope elastische Young's modulus E_{TM} , Poisson's ratio ν en de viskeuze loss-factor η_{soft} van de zachte weefsels. De massadichtheid ρ_{soft} nemen we niet mee want deze beschouwen we als voldoende gekend. Een andere mogelijke gevoeligheidsparameter is Young's modulus van de extracolumella E_{EC} aangezien deze rechtstreeks met het trommelvlies verbonden is. Als gevoeligheidsfunctie Q kiezen we de transversale verplaatsingsmagnitude A geïntegreerd over de oppervlakte van het trommelvlies. Het resultaat van de gevoeligheidsanalyse wordt weergegeven in tabel 4.1.

ω [Hz]	$s(E_{\text{TM}})$	$s(E_{\text{EC}})$	$s(\eta_{\text{soft}})$	$s(\nu)$
400	0.807	0.069	0.068	0.056
566	0.808	0.067	0.068	0.057
800	0.810	0.064	0.068	0.059
1131	0.812	0.056	0.067	0.065
1600	0.842	0.045	0.069	0.044
2263	0.818	0.019	0.064	0.098
3200	0.821	0.034	0.066	0.079
4525	0.837	0.017	0.066	0.081
6400	0.807	0.045	0.066	0.082
9051	0.794	0.040	0.063	0.104
12800	0.771	0.057	0.061	0.113

Tabel 4.1: De relatieve gevoeligheid van vier modelparameters bij de geluidsfrequenties gebruikt in de holografie metingen (som = 1 per frequentie). De gevoeligheidsfunctie Q is de transversale verplaatsingsmagnitude geïntegreerd over het trommelvlies.

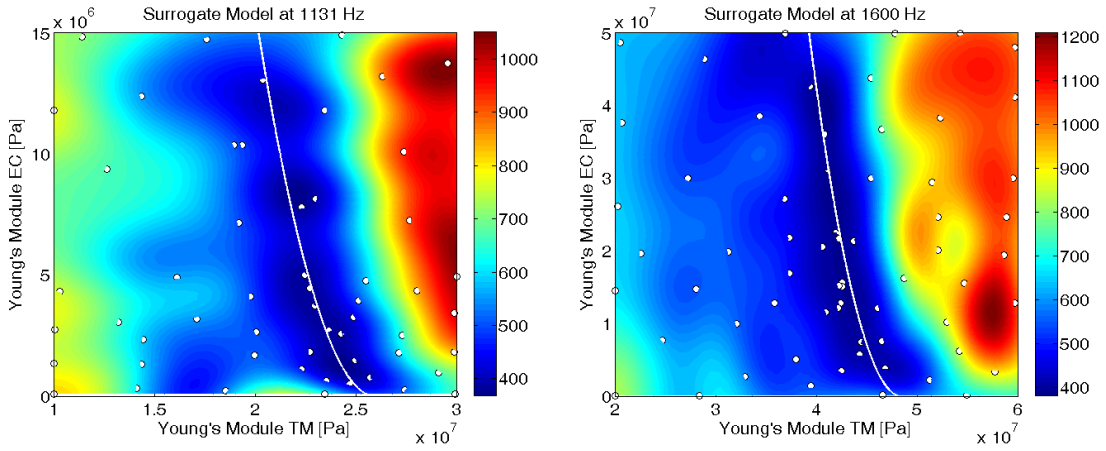
Tabel 4.1 maakt duidelijk dat bij iedere frequentie de gevoeligheid van Q veruit het grootst is voor E_{TM} , met η_{soft} op de tweede plaats bij lage frequenties en ν bij hogere frequenties. Omdat we de inverse analyse in de eerste plaats bij lage frequenties zullen uitvoeren, kiezen we E_{TM} en η_{soft} als optimalisatieparameters. Nu moet er nog een objectfunctie R^2 worden gedefinieerd, waarvoor we gebruik maken van de genormaliseerde magnitude en het absolute faseverschil gedefinieerd in 4.2.1. De finale vorm van R^2 kan worden geschreven als

$$R^2(p) = \sum_i \left\{ \left[\frac{A_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p)}{\max_j(A_{\text{mod}}(\mathbf{r}_j, p))} - \frac{A_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i)}{\max_j(A_{\text{exp}}(\mathbf{r}_j, p))} \right]^2 + \left[\frac{1}{2\pi} \min_n |\phi_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p) - \phi_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i) + 2\pi n| \right]^2 \right\}. \quad (4.7)$$

We gebruiken de genormaliseerde magnitude in R^2 omdat de absolute verplaatsingsmagnitude uit het model onvoldoende betrouwbaar is. De absolute verplaatsingen van het trommelvlies, i.t.t. de relatieve verplaatsingspatronen, zijn immers sterk afhankelijk van de aangelegde geluidsdruk. Maar deze druk wordt slechts voor een beperkt percentage aan het trommelvlies overgedragen volgens de power utilization ratio (PUR, zie figuur 1.10), die dus grotendeels de absolute verplaatsingen zal bepalen. Deze PUR wordt gebruikt in het middenoormodel en geldt dus als een eerste benadering voor de overdracht van geluidsenergie op het vogeltrommelvlies. We moeten echter benadrukken dat ze is afgeleid uit experimenten op een zoogdier, waardoor het gevaarlijk is om ze als absoluut gekend te veronderstellen en het middenoormodel te optimaliseren op basis van de absolute verplaatsingsmagnitude. Door gebruik

te maken van de genormaliseerde magnitude omzeilt men dit probleem en wordt er enkel rekening gehouden met de relatieve verplaatsingspatronen.

Het surrogaatmodel van R^2 wordt vervolgens berekend voor E_{TM} en η_{soft} . Bij nader inzien blijkt echter dat η_{soft} nauwelijks een invloed uitoefent op de output van R^2 : de reden is dat η_{soft} bijna uitsluitend een invloed heeft op de absolute verplaatsingen en niet op de verplaatsingspatronen. Daarom wordt E_{EC} gekozen als tweede optimalisatieparameter i.p.v. η_{soft} . Vervolgens berekenen we een surrogaatmodel van (4.7) bij verschillende frequenties, met E_{TM} en E_{EC} als optimalisatieparameters. De beste resultaten werden verkregen bij 1131Hz en 1600Hz waarvan de surrogaatmodellen worden getoond op figuur 4.6.



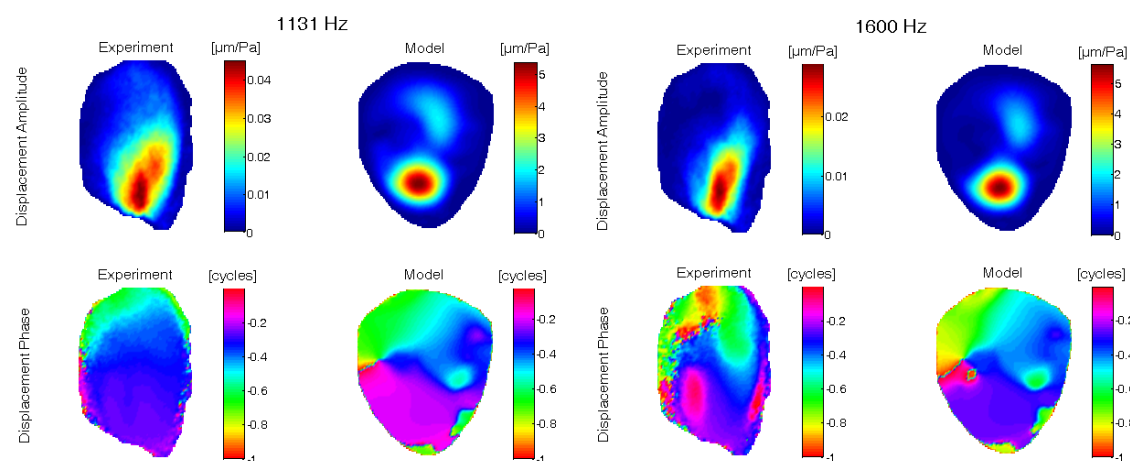
Figuur 4.6: Inverse analyse op de Young's moduli van het trommelvlies E_{TM} en de extracolumella E_{EC} bij geluidsfrequenties van 1131Hz en 1600Hz. Het resultaat werd verkregen d.m.v. een surrogaatmodel gecreëerd met respectievelijk 55 en 64 samples. De kleuren op de figuur tonen de waarden van de objectfunctie $R^2(p)$ zoals gedefinieerd in (4.7).

In de surrogaatmodellen van figuur 4.6 moeten we vervolgens de minima vinden en de overeenkomstige optimale waarden voor E_{TM} en E_{EC} . Figuur 4.6 maakt bovendien duidelijk dat E_{TM} een grotere invloed heeft op de objectfunctie dan E_{EC} , wat te verwachten was uit de gevoeligheidsanalyse en het feit dat we de verplaatsingen van het trommelvlies in beschouwing nemen. In de surrogaatmodellen blijkt bovendien geen strikt absoluut minimum te vinden te zijn, maar eerder een vallei aan minima. De curve langs deze vallei beschrijven we met de tweedegraadspolynoom

$$E_{\text{EC}} = c_1 (E_{\text{TM}} - c_2)^2, \quad (4.8)$$

waarin c_1 en c_2 nog onbepaald zijn. De optimale tweedegraadscurve is diegene waarlangs de lijnintegraal van het surrogaatmodel minimaal is, i.e. de vallei van het model. De lijnintegratie gebeurt numeriek d.m.v. de samengestelde Simpsonregel

en is begrensd binnen de twee parametergebieden uit figuur 4.6. De minimale lijn-integraal vinden we vervolgens door er eveneens een surrogaatmodel van te creëren met als inputparameters c_1 en c_2 . De optimale parameterwaarden blijken uiteindelijk $[c_1, c_2] = [4.44E-7, 2.6E7]$ te zijn bij 1131Hz en $[c_1, c_2] = [5.92E-7, 4.85E7]$ bij 1600Hz. Het eindige-elementenmodel en de resulterende magnitude- en fasemaps kunnen worden berekend voor de waarden van E_{TM} en E_{EC} die langs deze curves liggen. Kiezen we E_{TM} en E_{EC} zodanig dat het surrogaatmodel van R^2 minimaal is langs de tweedegraadscurve, dan vinden we dat $E_{TM} = 24.3\text{MPa}$ en $E_{EC} = 1.22\text{MPa}$ bij 1131Hz, en $E_{TM} = 40.3\text{MPa}$ en $E_{EC} = 39.6\text{MPa}$ bij 1600Hz, met weliswaar een aanzienlijke onzekerheid als gevolg van de geïdentificeerde vallei. Figuur 4.7 toont de magnitude- en fasemaps van het trommelvlies voor het experiment en het model, waarbij de modelparameters E_{TM} en E_{EC} werden bepaald uit de inverse analyse.



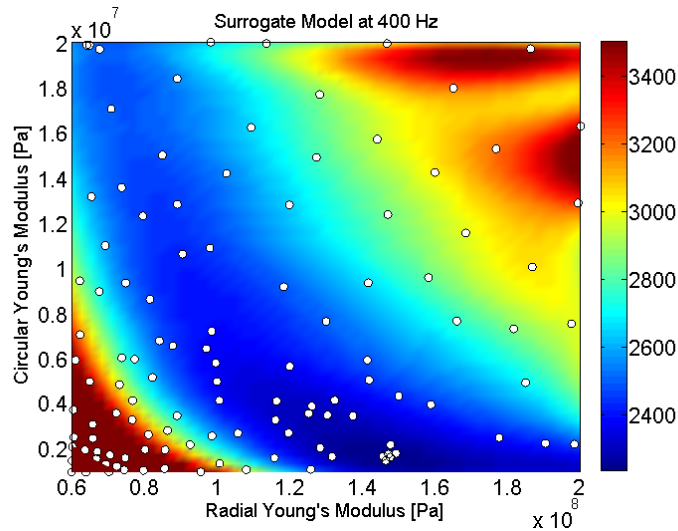
Figuur 4.7: De verplaatsingsmagnitude en -fase van het trommelvlies, vergeleken voor de resultaten van de holografie-metingen en het geoptimaliseerde eindige-elementenmodel. De geoptimaliseerde modelparameters zijn $E_{TM} = 24.3\text{MPa}$ en $E_{EC} = 1.22\text{MPa}$ bij 1131Hz, en $E_{TM} = 40.3\text{MPa}$ en $E_{EC} = 39.6\text{MPa}$ bij 1600Hz. Merk op dat de inverse analyse werd gerealiseerd door het in rekening brengen van de genormaliseerde verplaatsingsmagnitude, i.t.t. de absolute verplaatsingen.

De inverse analyse geeft een behoorlijk resultaat voor de verplaatsingspatronen van het trommelvlies op figuur 4.7, vooral bij 1600Hz. Bij nader inzien blijkt echter dat de absolute verplaatsingsmagnitudes uit het model enkele grootte-orde hoger liggen dan de gemeten waarden. Dit doet vermoeden dat het trommelvlies in het model een te grote hoeveelheid van de geluidsdruk opneemt dan in werkelijkheid het geval is. Bovendien blijkt de Young's modulus van de extracolumella E_{EC} maar een beperkte invloed te hebben op de uiteindelijke resultaten, zoals verwacht uit de gevoeligheidsanalyse. Additionele metingen op de elastische eigenschappen van de extracolumella moeten in de toekomst leiden tot betere resultaten. Omwille van deze redenen zou het interessant zijn om het trommelvlies als een orthotroop elastisch

materiaal te beschouwen, waarbij E_r en E_θ de onafhankelijke parameters zijn waarop een inverse analyse kan worden uitgevoerd i.p.v. E_{TM} en E_{EC} . Bovendien is het ook aangewezen om de absolute verplaatsingen mee in rekening te brengen bij de inverse analyse. Als we aannemen dat de power utilization ratio uit figuur 1.10 correct is, dan definiëren we de objectfunctie op basis van de relatieve magnitude en het absolute faseverschil, zodat R^2 de volgende vorm heeft:

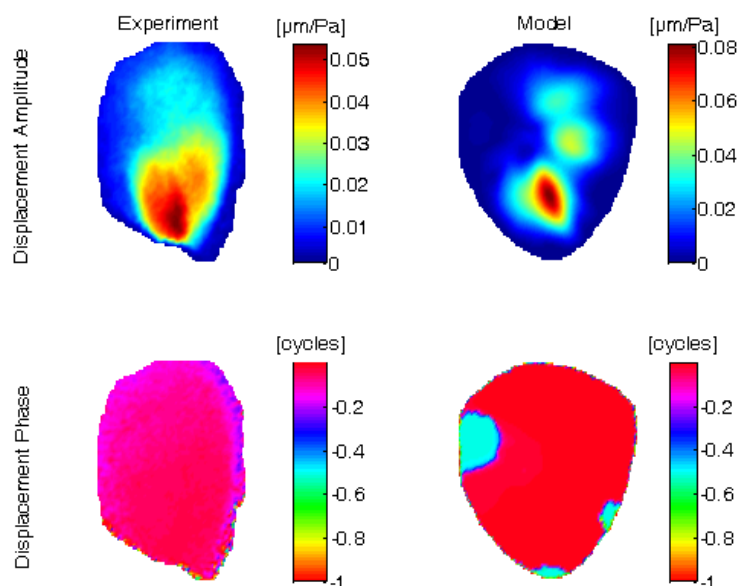
$$R^2(p) = \sum_i \left\{ \left[\frac{A_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p)}{A_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i)} - 1 \right]^2 + \left[\frac{1}{2\pi} \min_n |\phi_{\text{mod}}(\mathbf{r}_i, p) - \phi_{\text{exp}}(\mathbf{r}_i) + 2\pi n| \right]^2 \right\}. \quad (4.9)$$

Berekenen we het surrogaatmodel van (4.9) bij een geluidsfrequentie van 400Hz, dan krijgt men het resultaat dat wordt getoond op figuur 4.8. In dit surrogaatmodel kunnen we een absoluut minimum identificeren, met name $E_r = 146\text{MPa}$ en $E_\theta = 1.52\text{MPa}$, waarvoor de magnitude- en fasemaps worden getoond op figuur 4.9.



Figuur 4.8: Inverse analyse op de orthotrope Young's moduli van het trommelvlies E_r en E_θ bij een geluidsfrequentie van 400Hz. Het resultaat werd verkregen d.m.v. een surrogaatmodel gecreëerd met 120 samples. De kleuren op de figuur tonen de waarden van de objectfunctie $R^2(p)$ zoals gedefinieerd in (4.9).

Het resultaat van de inverse analyse dat wordt getoond op figuur 4.9 geeft een behoorlijk resultaat voor zowel de absolute verplaatsingen als de relatieve verplaatsingspatronen op het trommelvlies. Het grootste probleem is dat waarden voor E_r en E_θ verkregen uit de inverse analyse zeer ver uit elkaar liggen; de radiële elasticiteit is namelijk meer dan twee ordes groter dan de circulaire. Dit kan deels verklaard worden door het feit dat de radiële keratinevezels in het trommelvlies stijver zijn dan de zachtere circulaire vezels. Eerdere resultaten op het zoogdierentrommelvlies stellen echter dat dit elasticiteitsverschil kleiner is dan twee grootte-orde [35, 36].

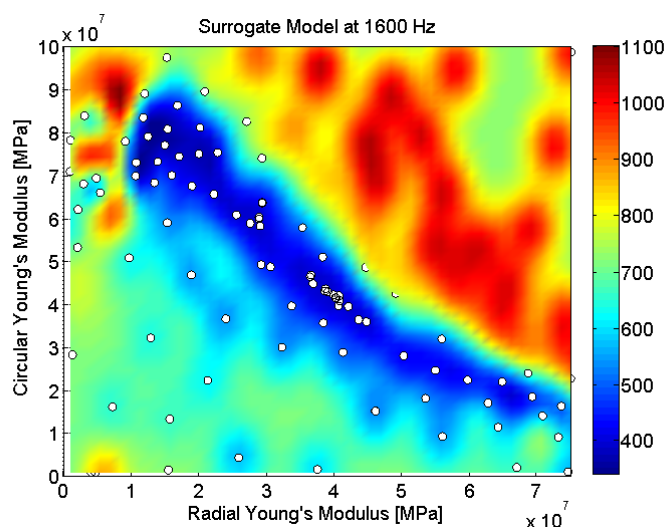


Figuur 4.9: De verplaatsingsmagnitude en -fase van het trommelvlies, vergeleken voor de resultaten van de holografie-metingen en het geoptimaliseerde eindig-elementenmodel bij een frequentie van 400Hz. De geoptimaliseerde modelparameters zijn $E_r = 24.3\text{MPa}$ en $E_\theta = 1.22\text{MPa}$. Merk op dat de inverse analyse werd gerealiseerd door het in rekening brengen van de relatieve verplaatsingsmagnitude.

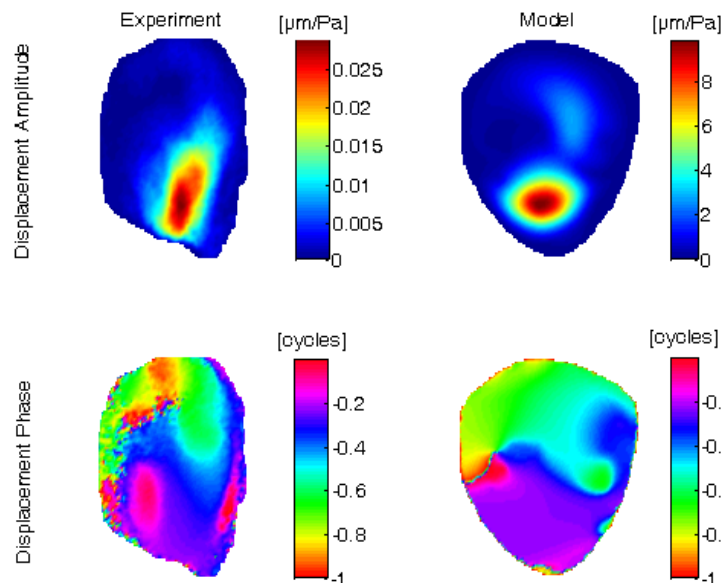
Een mogelijke verklaring hiervoor ligt in het verschijnsel voorrek: het trommelvlies wordt radieel opgespannen aan de rand via een serie ligamenten, beschreven sectie 1.3.2, hetgeen hetzelfde effect heeft als het vergroten van de radiële Young's modulus E_r . Dit verklaart mogelijk het grote verschil tussen E_r en E_θ .

We kunnen ook een inverse analyse uitvoeren op E_r en E_θ bij andere geluidsfrequenties, zoals 1600Hz, waarvoor we reeds goede resultaten verkregen. Hierbij maken we gebruik van de objectfunctie uit (4.7) op basis van de genormaliseerde magnitude en het absolute faseverschil. Het resulterende surrogaatmodel wordt getoond op figuur 4.10. In dit model kunnen we een minimale vallei identificeren, maar er is ook een absoluut minimum te vinden dat is gesitueerd in het punt $E_r = 12.5\text{MPa}$ en $E_\theta = 79\text{MPa}$. Dit niet wat we verwachten aangezien in het verleden reeds werd gevonden dat E_r groter is dan E_θ [36, 35], maar aangezien de functiewaarde van het absolute minimum in 4.10 niet veel kleiner is dan de minimale waarden in de rest van de vallei bestaat er een aanzienlijke onzekerheid op de berekende waarden van E_r en E_θ . Er is dus nog enige verbetering mogelijk. De magnitude- en fasemaps voor de gevonden modelparameters worden getoond op figuur 4.11.

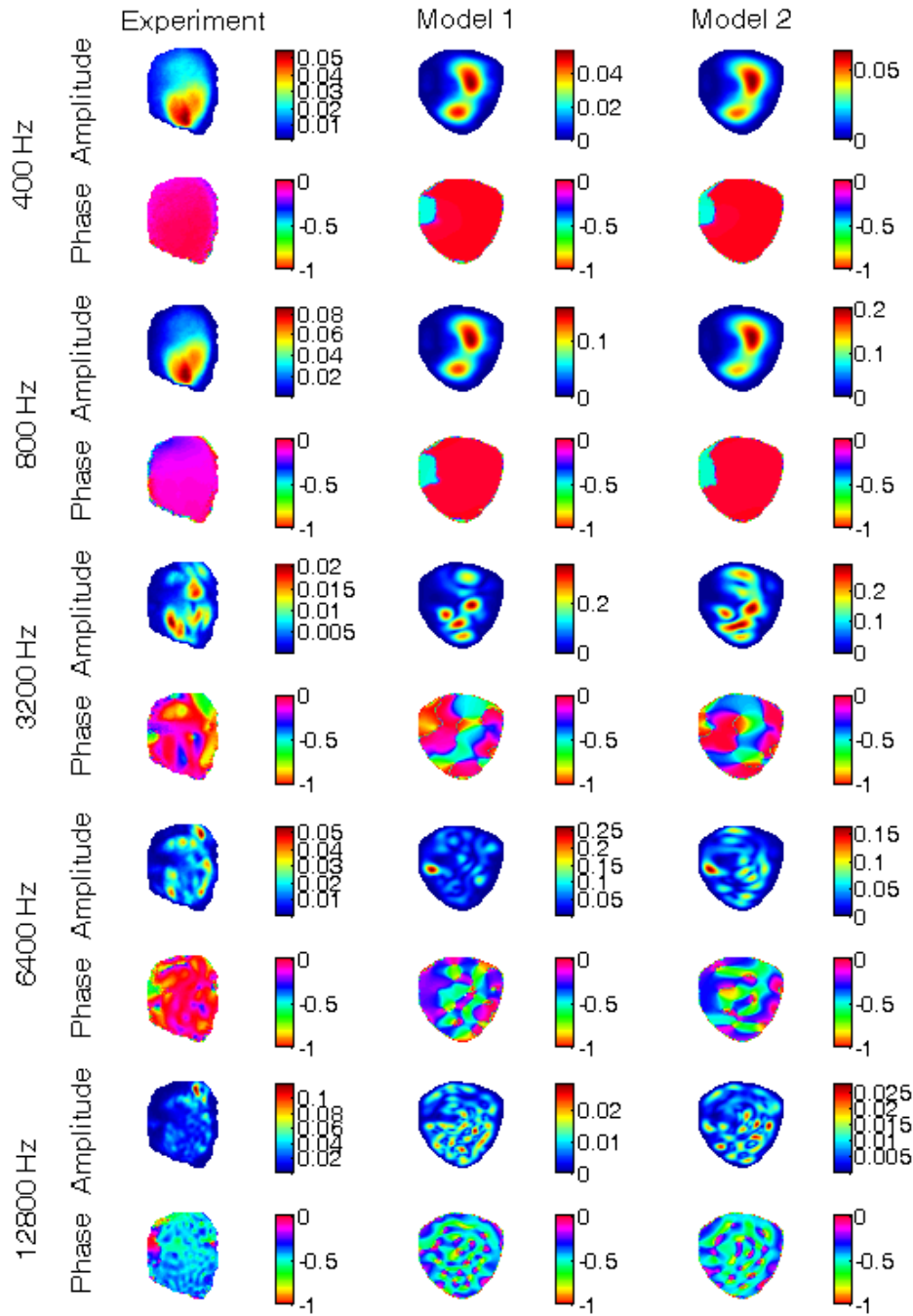
Alles samengevat wordt het beste resultaat van de inverse analyse behaald bij een frequentie van 1600Hz, met enerzijds $[E_{\text{TM}}, E_{\text{EC}}] = [40.3, 39.6]\text{MPa}$ en anderzijds $[E_r, E_\theta] = [12.5, 79]\text{MPa}$ als optimale parameters. Om de verplaatsingsmaps van



Figuur 4.10: Inverse analyse op de orthotrope Young's moduli van het trommelvlies E_r en E_θ bij een geluidsfrequentie van 1600Hz. Het resultaat werd verkregen d.m.v. een surrogaatmodel gecreëerd met 126 samples. De kleuren op de figuur tonen de waarden van de objectfunctie $R^2(p)$ zoals gedefinieerd in (4.7).



Figuur 4.11: De verplaatsingsmagnitude en -fase van het trommelvlies, vergeleken voor de resultaten van de holografie-metingen en het geoptimaliseerde eindig-elementenmodel bij een frequentie van 1600Hz. De geoptimaliseerde modelparameters zijn $E_r = 12.5\text{MPa}$ en $E_\theta = 79\text{MPa}$. Merk op dat de inverse analyse werd gerealiseerd door het in rekening brengen van de genormaliseerde magnitude.



Figuur 4.12: De verplaatsingsmagnitudo ($\mu\text{m}/\text{Pa}$) en -fase (aantal periodes) op het trommelvlies voor verschillende geluidsfrequenties, waarbij de resultaten van de holografie-metingen worden vergeleken met de eindige-elementenmodellen. De optimale parameters van de modellen werden bepaald uit een inverse analyse bij een frequentie van 1600 Hz, waarin model 1 werd berekend voor $[E_{\text{TM}}, E_{\text{EC}}] = [40.3, 39.6]\text{MPa}$ als parameterwaarden en model 2 voor $[E_r, E_\theta] = [12.5, 79]\text{MPa}$.

model en experiment ook bij overige frequenties te vergelijken, kunnen we gebruik maken van dezelfde waarden voor $[E_{\text{TM}}, E_{\text{EC}}]$ of $[E_r, E_\theta]$, waarbij wordt verondersteld dat deze parameters onafhankelijk zijn van de frequentie. Het resultaat wordt getoond op figuur 4.12, waaruit verschillende zaken kunnen worden afgeleid. Om te beginnen blijkt het aantal buiken en knopen in de verplaatsingspatronen gelijkaardig te zijn voor het experiment en de modellen bij de meeste frequenties. Bij 400Hz en 800Hz vertonen de modellen echter een grote magnitude aan de superiorzijde van het trommelvlies (bovenaan op de membranen in de figuur), die niet in het experiment te zien zijn en mogelijk kunnen worden verklaard door de radiële voorspanning die eerder werd besproken. Bij hogere frequenties liggen de experimentele en de berekende magnitudes een grootte-orde uit elkaar. Dit wijst erop dat de absolute verplaatsingen, die voor een groot deel worden bepaald door de PUR beschreven in figuur 1.10, onvoldoende bepaald kunnen worden uit het model. De PUR heeft echter geen invloed op de verplaatsingspatronen, die wel goed te bepalen zijn. Daarom zullen we in de toekomst de invallende geluidsgolven op het trommelvlies modelleren via *acoustic-solid* interactie, en niet met een uniforme periodische kracht. Met dit mechanisme kunnen we immers de interactie simuleren tussen vaste stoffen (zoals het trommelvlies) en akoestische golven in vloeistoffen (zoals lucht onder atmosferische omstandigheden), hetgeen moet leiden tot nog betere resultaten.

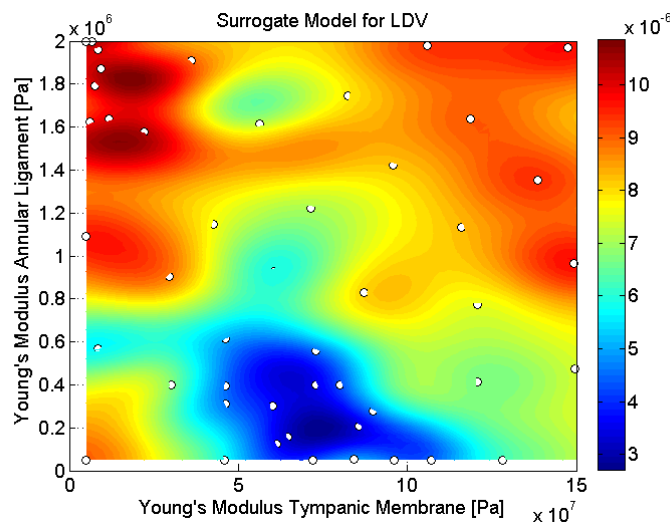
Vibrometrie

De vibrometriemetingen op de voetplaat kunnen ons helpen in het bepalen van de mechanische eigenschappen van het columellasysteem en het opstellen van een transferfunctie voor het vogelmiddenoor. Zo zullen we net als bij de holografie-metingen een inverse analyse uitvoeren op enkele van de mechanische parameters van het systeem. In de betreffende objectfunctie R^2 wordt er gesommeerd over de geluidsfrequenties gebruikt in de LDV-metingen. Om de rekentijd binnen de perken te houden wordt R^2 slechts berekend voor een beperkt aantal frequenties die in het vet zijn aangeduid op figuur 4.4. Om geschikte kandidaten te vinden voor de optimalisatie berekenen we de gevoeligheid van bepaalde parameters, zoals de isotrope Young's moduli van het trommelvlies E_{TM} , de extracolumella E_{EC} , de columella E_C en het annulaire ligament E_{AL} en ten slotte de isotrope loss-factor η_{soft} . Voor Q kiezen we de snelheidsmagnitude in het centrum van de voetplaat loodrecht op haar vlak. Merk op dat hiervoor de impedantie van de cochleaire vloeistoffen aan de voetplaat moet worden uitgeschakeld. Het resultaat van de gevoeligheidsanalyse wordt getoond in tabel 4.2, en geeft aan dat bij de meeste frequenties de voetplaatbewegingen het gevoeligst zijn voor E_{TM} en E_{AL} . Daarom zullen we een inverse analyse uitvoeren op deze twee modelparameters, waarbij de objectfunctie R^2 is gedefinieerd als

$$R^2(p) = \sum_i [V_{\text{mod}}(\omega_i) - V_{\text{exp}}(\omega_i)]^2. \quad (4.10)$$

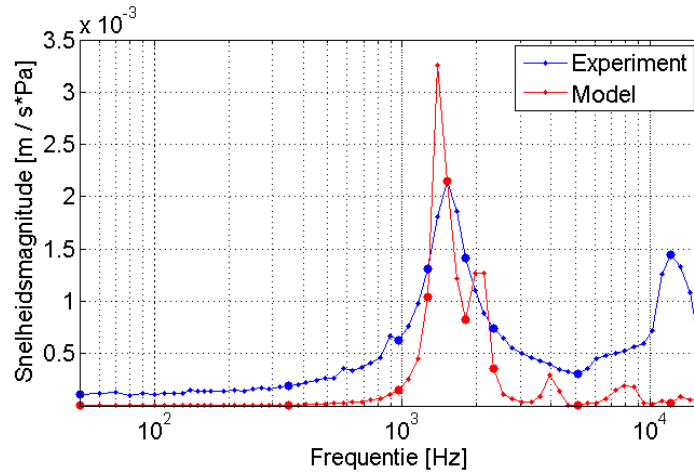
ω [Hz]	$s(E_{\text{TM}})$	$s(E_{\text{EC}})$	$s(E_{\text{C}})$	$s(E_{\text{AL}})$	$s(\eta_{\text{soft}})$
50	0.3554	0.1033	0.0010	0.4682	0.0721
350	0.3714	0.1030	0.0007	0.4527	0.0721
970	0.5044	0.0948	0.0006	0.3280	0.0721
1270	0.6750	0.0753	0.0009	0.1770	0.0718
1520	0.8118	0.0368	0.0017	0.0838	0.0658
1810	0.7217	0.0274	0.0000	0.1898	0.0611
2350	0.7090	0.0492	0.0001	0.1695	0.0722
5130	0.4239	0.0541	0.0064	0.4956	0.0200
12200	0.7800	0.1210	0.0148	0.0179	0.0663
16000	0.8184	0.0312	0.0703	0.0012	0.0789

Tabel 4.2: De relatieve gevoelheden van vijf uitgekozen modelparameters bij de verschillende geluidsfrequenties gebruikt voor de vibrometriemetingen (som = 1 per frequentie). De objectfunctie Q waarvoor de gevoeligheid werd berekend is de snelheidsmagnitude in het centrum van de voetplaat loodrecht op haar vlak.



Figuur 4.13: Inverse analyse op de Young's moduli van het trommelvlies E_{TM} en het annulair ligament E_{AL} voor de LDV-metingen. Het resultaat werd verkregen d.m.v. een surrogaatmodel gecreëerd met 48 samples. De kleuren op de figuur tonen de waarden van de objectfunctie $R^2(p)$ zoals gedefinieerd in (4.10).

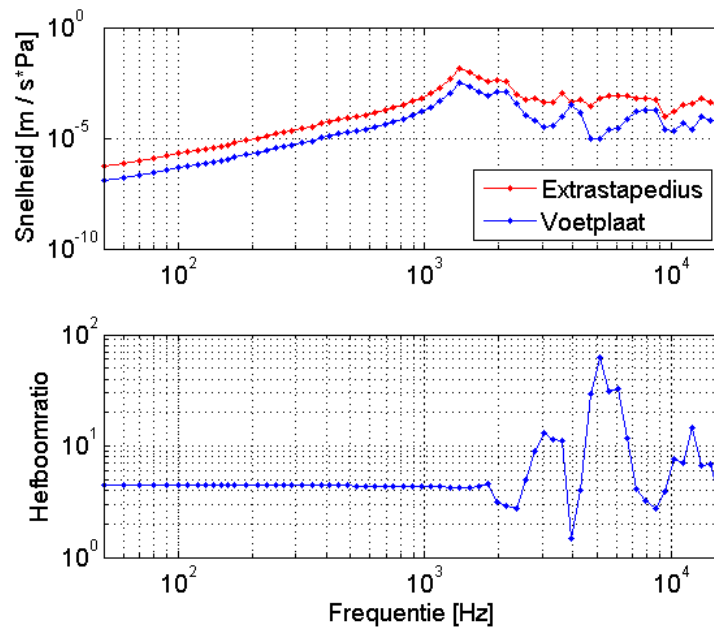
Het resulterende surrogaatmodel wordt getoond op figuur 4.13, waarin een absoluut minimum kan worden geïdentificeerd met parameterwaarden $E_{\text{TM}} = 64.5\text{MPa}$ en $E_{\text{AL}} = 0.156\text{MPa}$. Voor deze parameters kunnen we de transferfunctie berekenen en ze vergelijken met de transferfunctie verkregen uit de vibrometriemetingen van figuur 4.14. In figuur 4.14 blijken beide transferfuncties een resonantiepiek te vertonen rond een frequentie van 1500Hz, die weliswaar sterker gepiekt is in het model. We



Figuur 4.14: Een vergelijking tussen de transferfunctie van het model en het experiment verkegen uit LDV-metingen in het centrum van de voetplaat na verwijdering van de cochlea. Het model werd bepaald uit een inverse analyse op de Young's moduli van het trommelylies $E_{TM} = 64.5\text{MPa}$ en het annulair ligament $E_{AL} = 0.156\text{MPa}$, na berekening van een surrogaatmodel. Enkel de punten in het vet werden gebruikt in de inverse analyse.

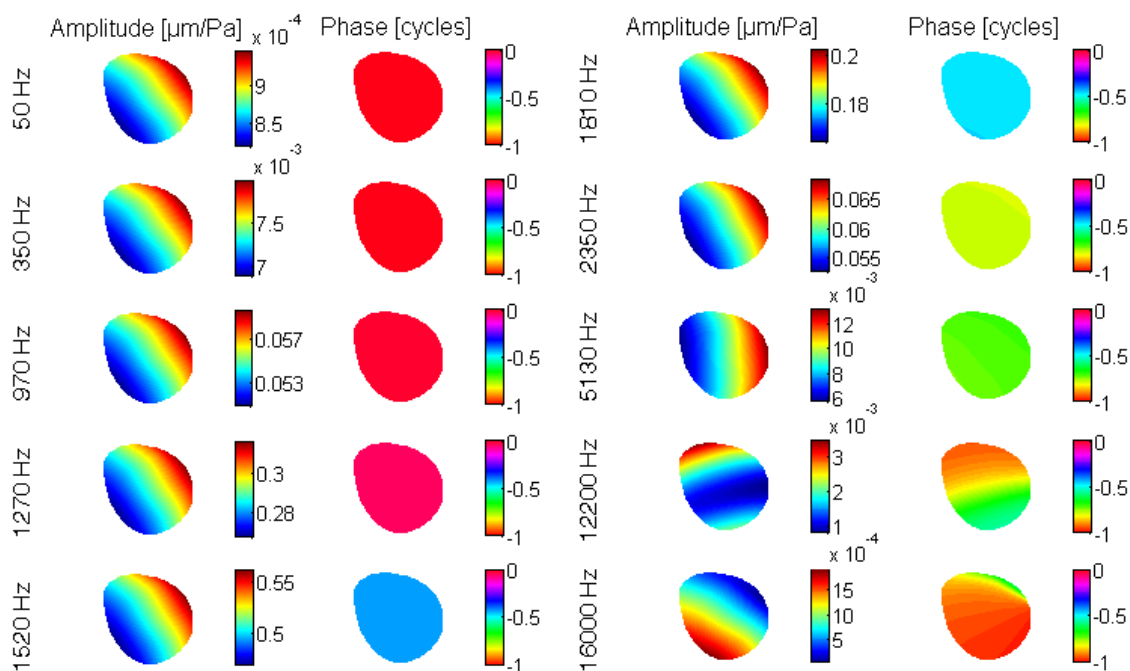
moeten echter benadrukken dat de inverse analyse slechts rekening houdt met de 10 datapunten die op figuur 4.14 zijn aangeduid in het vet: hierdoor is het mogelijk dat het model en het experiment sterker van elkaar verschillen bij frequenties die niet werden meegenomen in de inverse analyse. Dit zien we bijvoorbeeld terug in de piek van het model rond 1500Hz. Het lijkt alsof het systeem hier niet genoeg wordt gedempt, hetgeen wordt gekarakteriseerd door de viskeuze loss-factor η_{soft} van het zachte weefsel in het middenoor. In het experiment is er bovendien een tweede resonantiepiek te vinden bij 12200Hz die niet zichtbaar is in het eindigelementenmodel, terwijl het model drie kleine resonanties vertoont die experimenteel niet worden waargenomen. Enige verbetering is dus nog mogelijk. Voor het model kunnen we ook een hefboomratio berekenen zoals in het verleden reeds werd gedaan (zie figuur 1.14). Het resultaat hiervan wordt getoond op figuur 4.15 en toont aan dat de hefboomratio in het model groter is dan 1 voor bijna alle frequenties, wat duidt op een positief hefboomeffect. Voor frequenties lager dan 2000Hz is ze quasi constant en ongeveer gelijk aan 4.4. Bij hogere frequenties schommelt deze ratio tussen kleinere en grotere waarden, al is het resultaat in dit frequentiegebied minder betrouwbaar aangezien de transferfunctie hier niet dezelfde resonanties vertoont in het model en het experiment.

Hiernaast kunnen we ook nagaan wat de verplaatsingspatronen zijn over de gehele oppervlakte van de voetplaat. Wanneer we deze berekenen voor de frequenties uit de vibrometriemetingen die werden gebruikt in de inverse analyse, dan krijgen we



Figuur 4.15: Een vergelijking tussen de snelheidsmagnitudes aan de voetplaat en de tip van de extrastapedius als functie van de frequentie (boven). De verhouding tussen deze twee grootheden noemt men de hefboomratio (onder) en is groter dan 1 voor bijna alle frequenties.

het resultaat dat wordt getoond op figuur 4.16. Uit de figuur blijkt dat bij de meeste frequenties de verplaatsingsmagnitude het grootst is aan de anteriorzijde van de voetplaat, hetgeen overeenkomt met een gedeeltelijke rotatie zoals beschreven in [15] volgens figuur 1.11. De verplaatsingen aan de posteriorzijde zijn echter niet veel kleiner dan aan de anteriorzijde, zodat er eveneens kan gesproken worden over een gedeeltelijke translatie die werd omschreven als een pistonbeweging in [16]. Bij lagere frequenties is de fase quasi constant over het oppervlak van de voetplaat. Bij hogere frequenties veranderen de verplaatsingspatronen, al is het resultaat in dit gebied minder betrouwbaar zoals af te leiden valt uit figuur 4.14.



Figuur 4.16: De verplaatsingsmagnitude en -fase aan het oppervlak van de columella-voetplaat bij verschillende geluidsfrequenties. Links duidt de posteriorzijde van de voetplaat aan en rechts de anteriorzijde. Merk op dat bij de meeste frequenties de magnitude het grootst is aan de anteriorzijde. De verplaatsingspatronen werden bepaald in afwezigheid van een cochleaire impedantie.

4.3 Conclusie

In dit werk werd een eindige-elementenmodel gecreëerd van een vogelmiddenoor, waarvan de geometrie werd afgeleid uit μCT -metingen op het middenoor van een wilde eend. Dit mechanisch model wordt gekarakteriseerd door visco-elastische parameters, die konden worden geoptimaliseerd aan de hand van interferometrische experimenten zoals stroboscopische digitale holografie en laser-dopplervibrometrie, uitgevoerd op een eendenmiddenoor dat akoestisch werd gestimuleerd bij verschillende frequenties. In de holografie-experimenten werden de volveld verplaatsingen van het trommelvlies bepaald, terwijl in de vibrometrie-experimenten de snelheidsmagnitudes aan de voetplaat werden gemeten. De twee parameters waarvoor de oplossingsvariabelen van het model het meest gevoelig zijn, werden geoptimaliseerd in een inverse analyse, die werd gerealiseerd door gebruik te maken van surrogaatmodellering. Hieruit konden verschillende kwalitatieve en kwantitatieve conclusies worden getrokken:

- De absolute trommelvliesverplaatsingen in het model zijn moeilijk te bepalen aangezien ze sterk afhangen van de geluidsreflectie aan het trommelvlies, die onvoldoende gekend is. De modelparameters worden daarom in de eerste plaats geoptimaliseerd op basis van de verplaatsingspatronen die beter te bepalen zijn.
- Eerst werd er een inverse analyse uitgevoerd op de isotrope Young's moduli van het trommelvlies E_{TM} en de extracolumella E_{EC} , waarbij de trommelvliesverplaatsingen uit het model werden geoptimaliseerd naar de holografiemetingen. De beste resultaten werden behaald bij een frequentie van 1600Hz, met $[E_{\text{TM}}, E_{\text{EC}}] = [40.3, 39.6]$ MPa als optimale parameters. De onzekerheid op E_{EC} is echter groot wegens de kleinere invloed ervan op de oplossing.
- De inverse analyse op basis van de holografiemetingen werd een tweede keer uitgevoerd, maar ditmaal voor de orthotrope parameters van het trommelvlies E_r en E_θ , met r de radiële en θ de circulaire richting. Een eerste resultaat werd behaald bij 1600Hz, met name $[E_r, E_\theta] = [12.5, 79]$ MPa, al is de onzekerheid op het resultaat relatief groot. We verwachten bovendien dat E_r groter moet zijn dan E_θ , en niet omgekeerd. Een inverse analyse bij 400Hz resulteerde dan weer in $[E_r, E_\theta] = [146, 1.52]$ MPa. E_r blijkt hier inderdaad groter te zijn dan E_θ , maar een verschil van twee grootte-orde is eveneens niet wat we verwachten. Dit wijst mogelijk op de aanwezigheid van een radiële voorspanning op het trommelvlies, die hetzelfde effect heeft als het vergroten van de radiële stijfheid.
- Een laatste inverse analyse werd uitgevoerd op basis van de vibrometriemetingen voor de snelheid aan de voetplaat. Hierbij waren de onbekende parameters de isotrope Young's moduli van het trommelvlies E_{TM} en het annulair ligament E_{AL} . De optimale parameters werden bepaald door meerdere frequenties tegelijkertijd in rekening te brengen, met $[E_{\text{TM}}, E_{\text{AL}}] = [64.5, 0.156]$ MPa als resultaat. Het verschil tussen E_{TM} berekend op basis van enerzijds de holografie en anderzijds de vibrometrie geeft een idee over de onzekerheid op de verkregen waarde voor deze parameter.
- De transferfunctie die werd bepaald uit de inverse analyse vertoont een resonantiepiek rond 1500Hz die groter is in het model dan in het experiment. Dit wijst mogelijk op een te kleine waarde voor de loss-factor η_{soft} die de demping van de zachte weefsels karakteriseert. Een tweede gemeten resonantiepiek bij 12200Hz is niet terug te vinden in het model, waaruit we concluderen dat er in dit frequentiegebied nog enige verbetering nodig is.
- De hefboomratio werd berekend voor het model, en bleek bij frequenties tot 2000Hz gelijk te zijn aan 4.4. Er is dus sprake van een positief hefboomeffect dat overeenkomt met een verhoging van de impedantie Z doorheen het middenoor. Bij hogere frequenties schommelt deze ratio en is het model bijgevolg ook onbetrouwbaar.

- De overeenkomstige verplaatsingspatronen aan de columellavoetplaat blijken een combinatie te zijn van een translatie en een rotatie. De verplaatsingen zijn immers groter aan de anteriorzijde van de voetplaat, maar niet in die mate dat er sprake is van een pure rotatiebeweging rond een as aan de posteriorzijde.

Deze thesis is een eerste stap in de constructie van een vogeloormodel dat de realiteit zo goed als mogelijk beschrijft. Het werk is echter verre van af. Zo kan het geconstrueerde eindige-elementenmodel nog op verschillende vlakken verbeterd worden: het is bv. mogelijk om de akoestische stimulatie van het middenoor te modelleren via *acoustic-solid interactie* die toelaat om de respons van het trommelvlies op invallende geluidsgolven beter na te bootsen. Hiernaast kunnen we de rest van het vogeloor (de gehoorgang en de cochlea) meenemen in het eindige-elementenmodel om hun invloed op het middenoorsysteem mee in rekening te brengen. Naast de geoptimaliseerde elasticiteitsmodulus van o.a. het trommelvlies hebben we nood aan een betere karakterisatie van de overige modelparameters. De mechanische parameters van bv. de extracolumella zijn niet alleen bepalend voor de transmissie-eigenschappen van het vogelmiddenoor, ze zijn ook interessant in het kader van de constructie van de ideale middenoorprothese. In de toekomst kunnen deze prothesen immers voorzien worden van een elastische component, die is gebaseerd op de flexibele connectie tussen de columella en de extracolumella en moet dienen als compensatie voor de grote statische verplaatsingen in de gereconstrueerde gehoorsketen [7, 44]. Ook de niet-lineariteit, de ruimte- en de frequentieafhankelijkheid van de visco-elastische parameters mogen niet vergeten worden in de opbouw van het model. Nieuwe (quasi-)statische en dynamische experimenten zijn hiervoor noodzakelijk en moeten uiteindelijk leiden tot een betere mechanische karakterisatie van het volledige vogeloormodel.

Dankwoord

Om te beginnen zou ik mijn promotor willen bedanken, professor Joris Dirckx, die me de afgelopen twee jaren heeft begeleid bij mijn masterthesis. Ik wil hem bedanken voor het delen van zijn wetenschappelijke kennis en ervaringen die mij hebben geholpen om dit werk tot een goed einde te brengen. Dankzij zijn interessante inzichten heb ik de schoonheid ontdekt in het uitoefenen van wetenschappelijk onderzoek in de biomedische fysica.

De tweede persoon die ik wil bedanken is doctoraatsstudent Daniël De Greef, die de holografieopstelling heeft gebouwd en de metingen heeft uitgevoerd die aan bod kwamen in dit werk. Hij was bovendien altijd beschikbaar voor het beantwoorden van mijn vragen en het oplossen van problemen die onderweg naar boven kwamen. Ook bedankt voor het mee opstellen van de proceedingstekst die werd aanvaard voor het AIVELA congres [45]. Ik zou ook doctor Joris Soons willen bedanken, voor het delen van zijn kennis over eindige-elementenmodellering en zijn ervaringen in het biomedisch onderzoeksdomein. Ook bedankt om mij de gelegenheid te bieden om deel te nemen aan de COMSOL Conferentie in Rotterdam en de leuke tijd daar.

Daarnaast wil ik ook de andere doctoraatsstudenten in de onderzoeksgroep bedanken zoals John, Sam, Jana, Adriaan en Daniël, maar ook de voormalige post-docs Jef, Johan en Jan, die allen rechtstreeks of onrechtstreeks betrokken waren in het tot stand brengen van deze thesis. Ook mijn medestudenten wil ik bedanken voor hun gezelschap en medeleven gedurende de afgelopen jaren, en alle andere mensen die ik hierbij vergeten ben.

Ten slotte moet ik ook mijn ouders en de rest van mijn familie bedanken voor de vele steun. In heb veel aan jullie te danken en zonder jullie had ik dit nooit kunnen realiseren. Dankjewel.

Bibliografie

- [1] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *Mammal*. <http://en.wikipedia.org/wiki/Mammal>.
- [2] R. Dooling, *Avian Hearing and the Avoidance of Wind Turbines*. PhD thesis, University of Maryland, 2002.
- [3] R. Dooling, R. Fay, and A. Popper, “Behavior and psychophysics of hearing in birds,” in *Comparative Studies of Hearing in Vertebrates*, pp. 261–288, Springer-Verlag, 1980.
- [4] R. Dooling, D. Kroodsma, and E. Miller, “Auditory perception in birds,” in *Acoustic Communication in Birds*, pp. 95–130, Academic Press, 1982.
- [5] R. Dooling, D. Webster, R. Fay, and A. Popper, “Hearing in birds,” in *The Evolutionary Biology of Hearing*, pp. 545–559, Springer-Verlag, 1992.
- [6] B. Moore, *Cochlear hearing loss: physiological, psychological and technical issues*. John Wiley & Sons Ltd, 2nd ed., 2007.
- [7] I. Arechvo, T. Zahnert, M. Bornitz, M. Neudert, N. Lasurashvili, R. Simkunaite-Rizgeliene, and T. Beleites, “The ostrich middle ear for developing an ideal ossicular replacement prosthesis,” *Eur Arch Otorhinolaryngol*, vol. 270, no. 1, pp. 37–44, 2013.
- [8] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *Anatomical Terms of Location*. http://en.wikipedia.org/wiki/Anatomical_terms_of_location.
- [9] H. A. Thomassen, S. Gea, S. Maas, R. G. Bout, J. J. Dirckx, W. F. Decraemer, and G. D. E. Povel, “Do swiftlets have an ear for echolocation? The functional morphology of swiftlets middle ears,” *Hearing Research*, vol. 225, pp. 25–37, 2007.
- [10] J. C. Saunders, R. K. Duncan, D. E. Doan, and Y. L. Werner, “The middle ear of reptiles and birds,” in *Comparative Hearing: Birds and Reptiles*, ch. 2, pp. 13–69, Springer-Verlag, 2000.

- [11] K. Chin, R. Kurian, and J. C. Saunders, “Maturation of tympanic membrane layers and collagen in the embryonic and post-hatch chick (*Gallus domesticus*),” *Journal of Morphology*, vol. 233, pp. 257–266, 1997.
- [12] J. Buytaert, *New optical Tomographic & Topographic Techniques for Biomedical Applications*. PhD thesis, Universiteit Antwerpen, 2010.
- [13] J. Tonndorf and S. Khanna, “The role of the tympanic membrane in middle ear transmission,” *Ann Otol Rhinol Laryngol*, vol. 79, no. 4, pp. 743–753, 1970.
- [14] M. Ravicz and J. Rosowski, “Sound-power collection by the auditory periphery of the mongolian gerbil *Meriones unguiculatus*: III. Effect of variations in middle-ear volume,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 101, no. 4, pp. 2135–2147, 1997.
- [15] E. Gaudin, “On the middle ear of birds,” *Acta oto-laryngologica*, vol. 65, pp. 316–326, 1968.
- [16] R. Norberg, “Skull asymmetry, ear structure and function, and auditory localization in tengmalm’s owl, *Aegolius funereus* (Linn.),” *Phil Trans R Soc*, vol. 282, no. B, pp. 325–410, 1978.
- [17] J. Aernouts, *Mechanical Properties of the Tympanic Membrane: Measurement and Modeling*. PhD thesis, Universiteit Antwerpen, 2012.
- [18] A. Romer, *The Vertebrate Body*. W.B. Saunders, 5th ed., 1977.
- [19] T. Takasaka and C. Smith, “The structure and innervation of the pigeon’s basilar papilla,” *J. Ultrastructure Res.*, vol. 35, pp. 20–65, 1971.
- [20] M. H. Sadd, *Elasticity. Theory, Applications and Numerics*. Elsevier Butterworth Heinemann, 2005.
- [21] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *Viscoelasticity*. <http://en.wikipedia.org/wiki/Viscoelasticity>.
- [22] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *Nondimensionalization*. <http://en.wikipedia.org/wiki/Nondimensionalization>.
- [23] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, *Fundamentals of Acoustics*. John Wiley & Sons Ltd, 4th ed., 2007.
- [24] N. H. Fletcher and T. D. Rossing, *The Physics of Musical Instruments*. Springer-Verlag, 2nd ed., 1997.
- [25] H. Vande Sande, *Eindige-Elementen Methoden*. Universiteit Antwerpen, 2013–2014.
- [26] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *X-ray Microtomography*. http://en.wikipedia.org/wiki/X-ray_microtomography.

-
- [27] J. Vlassenbroeck, M. Dierick, B. Masschaele, V. Cnudde, L. Van Hoorebeke, and P. Jacobs, “Software tools for quantification of X-ray microtomography at the UGCT,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 580, pp. 442–445, 2007.
- [28] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *Mallard*. <http://en.wikipedia.org/wiki/Mallard>.
- [29] S. Gea, *The Application of Microtomography in Research of Middle Ear Mechanics of Gerbil and Human at Static Pressure Changes*. PhD thesis, Universiteit Antwerpen, 2010.
- [30] COMSOL Multiphysics 4.3b, *Reference Guide*, 2013.
- [31] K. Homma, Y. Shimizu, N. Kim, Y. Du, and S. Puria, “Effects of ear-canal pressurization on middle-ear bone- and air-conduction responses,” *Hear. Res.*, vol. 263, no. 1–2, pp. 204–215, 2010.
- [32] H. Cai, R. Jackson, C. Steele, and S. Puria, “A biological gear in the human middle ear,” in *Proceedings of the COMSOL Conference*, 2010.
- [33] G. Spahn and R. Wittig, “Biomechanical properties of hyaline cartilage under axial load,” *Zentralbl Chir*, vol. 128, pp. 78–82, 2003.
- [34] K. Homma, Y. Du, Y. Shimizu, and S. Puria, “Ossicular resonance modes of the human middle ear for bone and air conduction,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 125, no. 1, pp. 968–976, 2009.
- [35] G. Vollandri, F. Di Puccio, P. Forte, and C. Carmignani, “Biomechanics of the tympanic membrane,” *Journal of Biomechanics*, vol. 44, pp. 1219–1236, 2011.
- [36] E. Salamati, S. Agrawal, A. Samani, and H. Ladak, “Estimation of the orthotropic elastic properties of the rat eardrum,” *Journal of Medical and Biological Engineering*, vol. 32, no. 4, pp. 225–234, 2011.
- [37] S. Merchant, M. Ravicz, and J. Rosowski, “Acoustic input impedance of the stapes and cochlea in human temporal bones,” *Hear. Res.*, vol. 97, no. 1–2, pp. 30–45, 1996.
- [38] E. Holzbecher and S. Hang, “Accuracy test for comsol and delaunay meshes,” in *Proceedings of the COMSOL Conference*, 2008.
- [39] J. J. Dirckx, *Projectpracticum Holografie*. Universiteit Antwerpen, 2011-2012.
- [40] D. De Greef and J. Dirckx, “Measurement of rabbit eardrum vibration through stroboscopic digital holography,” in *AIP Proceedings*, 2014.
- [41] Wikipedia, The Free Encyclopedia, *Laser Doppler Vibrometer*. http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_Doppler_vibrometer.

- [42] D. Gorissen, K. Crombecq, I. Couckuyt, T. Dhaene, and P. Demeester, “A surrogate modeling and adaptive sampling toolbox for computer based design,” *Journal of Machine Learning Research*, vol. 11, pp. 2051–2055, 2010.
- [43] I. Couckuyt, *SUMO Toolbox Tutorial*. INTEC UGent.
- [44] I. Arechvo, M. Bornitz, N. Lasurashvili, T. Zahnert, and T. Beleites, “New total ossicular replacement prostheses with a resilient joint: Experimental data from human temporal bones,” *Otology and Neurotology*, vol. 33, pp. 60–66, 2011.
- [45] P. Muyshondt, D. De Greef, J. Soons, and J. Dirckx, “Optical techniques as validation tools for finite element modeling of biomechanical structures, demonstrated in bird ear research,” in *Proceedings of the AIVELA Conference*, 2014.