

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická

Katedra radioelektroniky



Kalibrace sondy pro měření otoakustických emisí

Calibration of Otoacoustic Emission Probe

Diplomová práce

David Šlegl

Studijní program: Elektronika a komunikace

Studijní obor: Audiovizuální technika a zpracování signálů

Vedoucí práce: Ing. Václav Vencovský, Ph. D.

Praha 2020

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Šlegl** Jméno: **David** Osobní číslo: **420150**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra radioelektroniky**
Studijní program: **Elektronika a komunikace**
Studijní obor: **Audiovizuální technika a zpracování signálů**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Kalibrace sondy pro měření otoakustických emisí

Název diplomové práce anglicky:

Calibration of Otoacoustic Emission Probe

Pokyny pro vypracování:

Prostudujte metody kalibrace sond pro měření otoakustických emisí. Implementujte metodu, která umožní opakovatelnost měření a nezávislost na hloubce vložení sondy do zvukovodu. Implementaci ověřte pomocí měření distorzních otoakustických emisí a emisí evokovaných čistými tóny.

Seznam doporučené literatury:

- [1] Souza, N.N., Dhar, S., Neely, S.T., and Siegel, J.H. (2014) Comparison of nine methods to estimate ear-canal stimulus levels, J. Acoust. Soc. Am. 136, 1768–1787.
- [2] Charaziak, K.K., Shera C.A. (2017) Compensating for ear-canal acoustics when measuring otoacoustic emissions, J. Acoust. Soc. Am., 141, 515–531.
- [3] Siegel, J.H., Nørgaard, K.R., Neely S.T. (2018) Evanescent waves in simulated ear canals: Experimental demonstration and method for compensation 144, 2135–2146.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

Ing. Václav Vencovský, Ph.D., katedra radioelektroniky FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **14.02.2019**

Termín odevzdání diplomové práce: **07.01.2020**

Platnost zadání diplomové práce: **20.09.2020**

Ing. Václav Vencovský, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

doc. Ing. Josef Dobeš, CSc.
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V dne

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat vedoucímu této diplomové práce Ing. Václavu Vencovskému, Ph.D. za pomoc, ochotu, cenné rady, odborné vedení a především trpělivost při vedení této práce. Děkuji také Ing. Petru Honzíkovi, Ph.D. za poskytnutí konzultace, literatury a dalších podkladů vztahujících se k dané problematice.

Abstrakt:

Otoakustická emise (OAE) je slabý signál, který vzniká ve vnitřním uchu, a který lze měřit uvnitř zevního zvukovodu. To lze provést pomocí otoakustické sondy, která má jeden mikrofon a minimálně jeden reproduktor pro přehrání stimulů sloužících pro evokování otoakustických emisí. Pokud je však sonda zastrčena do zevního zvukovodu, obvykle pomocí zátky („špuntu“) z hysterezní pěny, vznikne mezi ušním bubínkem a sondou malý uzavřený prostor, ve kterém bude kvůli odrazům vznikat stojaté vlnění. Toto stojaté vlnění podle rozměru zvukovodu ovlivňuje měřený tlak, a tedy bude i měření otoakustických emisí tímto ovlivněno. V rámci této práce je pro otoakustickou sondu ER-10C implementována metoda kalibrace měřících signálů Forward Pressure Level (FPL) a metoda Emitted Pressure Level (EPL), která odstraňuje vlivy odrazu otoakustického signálu uvnitř zvukovodu. Dále jsou pro sondu ER-10C popsány metody kalibrace jejího mikrofonu, kalibrace Théveninových parametrů sondy, kompenzace evanescentní vlny a inverzní řešení odhadu rozměru vnějšího zvukovodu. Implementované metody byly ověřeny pro měření distorzního produktu otoakustických emisí (DPOAE) a emisí evokovaných čistými tóny (SFOAE).

Abstract:

Otoacoustic emission (OAE) is a low-level signal that is produced in the inner ear and can be measured inside the ear canal. This can be done using an otoacoustic emission probe that has one microphone and at least one speaker to play the stimuli to evoke otoacoustic emissions. However, if the probe is inserted into the ear canal, usually using a foam tip, a small cavity will form between the eardrum and the probe, causing standing waves due to multiple reflections. Depending on the size of the ear canal, this standing wave affects the measured pressure and hence the measurement of otoacoustic emissions will be affected. In this thesis, the calibration methods Forward Pressure Level (FPL) and Emitted Pressure Level (EPL) are implemented for the ER-10C probe, which eliminates the effects of the reflection of the stimulus and otoacoustic signals inside the ear canal. In this thesis are described methods of calibration of probe microphone, calibration of Thévenin parameters of probe, compensation of evanescent wave and inverse solution of ear-canal area function. The implemented methods were verified on measurements of distortion product otoacoustic emissions (DPOAE) and emissions evoked by pure tones (SFOAE).

Klíčová slova:

audiologie, otoakustická emise, kalibrace, Théveninův náhradní obvod, stojaté vlnění

Keywords:

audiology, otoacoustic emission, calibration, Thévenin equivalent circuit, standing waves

Obsah

Úvod	1
1 Otoakustické emise	4
1.1 Měření otoakustických emisí	4
1.1.1 SFOAE	5
1.1.2 DPOAE	6
2 Kalibrace	7
2.1 Kalibrace Théveninova zdroje	8
2.1.1 FPL	10
2.1.2 EPL	10
2.1.3 Evanescentní vlna	11
2.2 Šíření zvuku v trubičce	11
2.2.1 Výpočet impednace trubičky	15
3 Implementace kalibrační metody	18
3.1 Přístroje a měřicí metody	18
3.1.1 Lineární swept-sine	19
3.2 Kalibrace mikrofону	20
3.2.1 Měřicí sestava pro kalibraci mikrofону	21
3.2.2 Měření a výpočet přenosové funkce	22
3.3 Théveninovy parametry otoakustické sondy	23
3.3.1 Kompenzace Evanescentní vlny	26
3.4 Ověření správného vložení sondy do ucha	31
3.5 Inverzní řešení odhadu rozměru vnějšího zvukovodu	32
4 Ověření kalibrační metody	34
4.1 Měření DPOAE	34
4.1.1 Metoda měření	34
4.1.2 Výsledky	35
4.2 Měření SFOAE	38
4.2.1 Metoda měření	38
4.2.2 Výsledky	38

A Příloha	43
Použitá literatura	47
Obsah přiloženého CD	50

Úvod

Otoakustické emise (OAE) byly objeveny v roce 1978 profesorem Kempem ([1] tzv. „Kempova echa“). Jedná se o slabý akustický signál, který je generován ve vnitřním uchu, v kochlece, a lze ho měřit v zevního zvukovodu. Za posledních 20 let získaly OAE velkou pozornost v rámci audiologie a jsou využívány jako metoda při diagnóze poruchy sluchu [2]. Tato práce se zabývá způsobem kalibrace přístroje (sondy) pro měření těchto emisí, nicméně stejná sonda a způsob kalibrace lze využít také k jiným audiologickým měřením, např. měření prahu slyšení [3].

Přístroj, který se používá pro měření otoakustických emisí, je složen z minimálně jednoho reproduktoru, který slouží pro vybuzení tzv. evokovaných otoakustických emisí, a jednoho mikrofону, který tyto emise zaznamená. U přístroje ER-10C (Etymotic Research), který je použit v této práci, je měřicí sonda se dvěma reproduktory a jedním mikrofónem připojena k vnějšímu zvukovodu pomocí tenkých trubiček, které jsou zakončeny pěnovou zátkou („špuntem“). Vložení sondy do zvukovodu dojde k uzavření prostoru v uchu, ve kterém se zvuk odráží, a dochází tak ke vzniku stojatého vlnění. V závislosti na odrazivosti ušního bubínku a špuntu sondy může být úbytek signálu na vzdálenosti násobku $1/4$ vlnové délky λ až 20 dB [4]. Stojaté vlnění je závislé na vlnové délce (frekvenci) a délce zvukovodu. Při zastrčení sondy do zvukovodu (vzdálenost sondy a ušního bubínku je přibližně 15-20 mm) bude mít stojaté vlnění vliv hlavně na frekvenci vyšší než 2 kHz [5], neboť pro nižší frekvence nebude kvůli dlouhé vlnové délce docházet při interferenci vln k fázovému rozdílu. Při diagnostice poruch sluchu pomocí otoakustických emisí se měří zhruba do 8 kHz, a proto tedy stojaté vlnění musíme při kalibraci sondy brát v potaz a kompenzovat jej.

Kalibraci lze provádět pomocí vhodného simulátoru ucha [například: Zwislocki Coupler DB100 (ANSI, 2009) nebo IEC, 2010] tedy přístroje, který napodobuje svými rozměry prostor vnějšího zvukovodu průměrného dospělého člověka a má také jeho podobnou akustickou impedanci. Nicméně tato metoda nedokáže kompenzovat individuální odlišnosti v uchu u různých lidí [6, 7] a další veličiny ovlivňující výsledek měření, například hloubku, do které byla sonda zastrčena [8]. Z těchto důvodů je vhodnější zvolit kalibraci *in situ*, tedy kalibraci, kterou lze provést přímo v uchu měřeného subjektu těsně před provedením měření [3, 8, 9].

V práci [8] je srovnáno devět odlišných metod kalibrace vložného sluchátka (sondy) pro měření prahu sluchu až do vysokých frekvencí (<20 kHz). První metodou je úroveň

akustického tlaku v SPL (Sound Pressure Level), jenž je změřená přímo na sondě vložené do vnějšího zvukovodu (tuto metodu budeme dále uvádět pod zkratkou SPL). Druhá metoda odhadne z SPL tlak objevující se přímo na ušním bubínku. Další dvě metody jsou již zmíněné kalibrace na simalátoru ucha, které jsou provedené pro vypnutou a zapnutou kompenzaci hloubky zastrčení. Tato kompenzace je získána z kalibrace sondy při různých hloubkách zastrčení sondy do simulátoru. Zbýlých pět metod porovnaných v [8] jsou vypočítané odhady získané přepočtem akustického tlaku z metody SPL a Théveninových parametrů sondy. Jsou to metody: FPL (dopředný tlak - vysvětleno níže), počáteční dopředný tlak, tlak převedený do středního ucha, tlak na bubínku a absorbovaný výkon. Nejmenšího rozdílu mezi měřeními při různé hloubce zastrčení sondy bylo dosaženo při kalibraci FPL (Forward Pressure Level). Z důvodu vyhodnocení této metody v [8] jako nejlepší, je používána v následujících nejnovějších pracích [10, 11] a je tedy použita také v této práci. Tato metoda je jakousi alternativou k SPL. Metoda FPL však stanovuje akustický tlak daný součtem všech dopředných vln vstupujících do ucha, pomocí nichž se upraví úroveň stimulů.

Pro lepší opakovatelnost měření OAE a nezávislost na hloubce vložení sondy do ucha je v [11] popsána metoda, která přepočítá naměřenou hladinu akustického tlaku (SPL) na tzv. emitovanou hladinu akustického tlaku (Emitted Pressure Level, EPL). Tato hladina EPL představuje úroveň OAE, která by byla změřitelná, pokud by byl zvukovod nahrazen nekonečnou trubičkou, ve které nevznikají odrazy. V této práci pak bude pod zkratkou SPL rozuměna kalibrace bez uvažování kompenzace šíření vlny ve vnějším zvukovodu, a tedy hodnoty SPL představují skutečnou hladinu akustického tlaku, který je změřen na mikrofону sondy. Zkratka FPL pak značí metodu pro kalibraci využívající součet dopředných vln a zkratka EPL metodu, která upravuje signál otoakustických emisí pro kompenzaci odrazu na sondě.

Cílem této práce je převzít z literatury techniky kalibrace *in situ*, tyto techniky implementovat pro otoakustickou sondu ER-10C a ověřit jejich funkčnost při měření otoakustických emisí. V rámci této práce je v prostředí MATLAB (Mathworks, Natic, MA) implementována kalibrace mikrofónu [12], metoda určení Théveninových parametrů sondy a metoda kalibrace FPL a EPL. Určení Théveninových parametrů vychází z měření odezev na pěti kalibračních trubičkách, jejichž impedance byla vypočtena [13, 14]. Pro změření odezev bylo použito frekvenčně rozmítaného sinu. Dále byla implementována iterační metoda pro přesnější odhad charakteristické impedance daného ucha [15] a metoda, která indikuje, zda-li byla sonda správně umístěna ve vnějším zvukovodu, aby nedocházelo ke ztrátám

v důsledku nedostatečného utěsnění mezi stěnou zvukovodu a špuntem sondy [16]. Pro zpřesnění výpočtu Théveninových parametrů sondy bylo Théveninovo náhradní zapojení modifikováno rozšířením o další prvky pro kompenzování efektu evanescentní vlny a ztrát flow loss, tedy ztrát proudění [10]. Výše popsané metody pak byly použity pro měření otoakustických emisí, konkrétně měření distorzního produktu OAE (DPOAE, Distorsion Product OAE), vznikajícího stimulací minimálně dvěma tóny o blízké frekvenci, a otoakustických emisí vznikajících při stimulaci čistým tónem (SFOAE, Stimulus Frequency OAE). Tato měření byla pro každý subjekt provedena při dvou různých hloubkách zastrčení sondy, čímž pak byla ověřena funkčnost kalibračních metod.

1. Otoakustické emise

Otoakustická emise (OAE) je slabý zvukový signál, který je generován ve vnitřním uchu, v kochleě. Otoakustické emise jsou rozděleny podle vzniku na emise spontánní (SOAE), vznikající v uchu bez nutnosti stimulace zvukovým signálem, a emise evokované (EOAE), které jsou generovány vnějšími zvukovými stimuly. Existence OAE je úzce spojena s funkcí tzv. kochleárního zesilovače, který zesiluje mechanické kmity bazilární membrány v kochleě [17]. Vzhledem k tomu, že SOAE nelze při diagnostice snadno využít, protože nejsou přítomné u všech normálně slyšících lidí [18], má pro audiologii význam hlavně měření emisí evokovaných, které můžeme dále dělit podle typů stimulů, kterými EOAE vyvoláváme, na emise vyvolané čistým tónem (Stimulus Frequency OAE - SFOAE), tedy signálem pouze o jedné frekvenci, transientní otoakustické emise (Transient-evoked OAE - TEOAE), které jsou vyvolané krátkým impulsem, a na distorzní produkt OAE (Distortion Product OAE - DPOAE), který vzniká při stimulování ucha pomocí nejméně dvou čistých tónů.

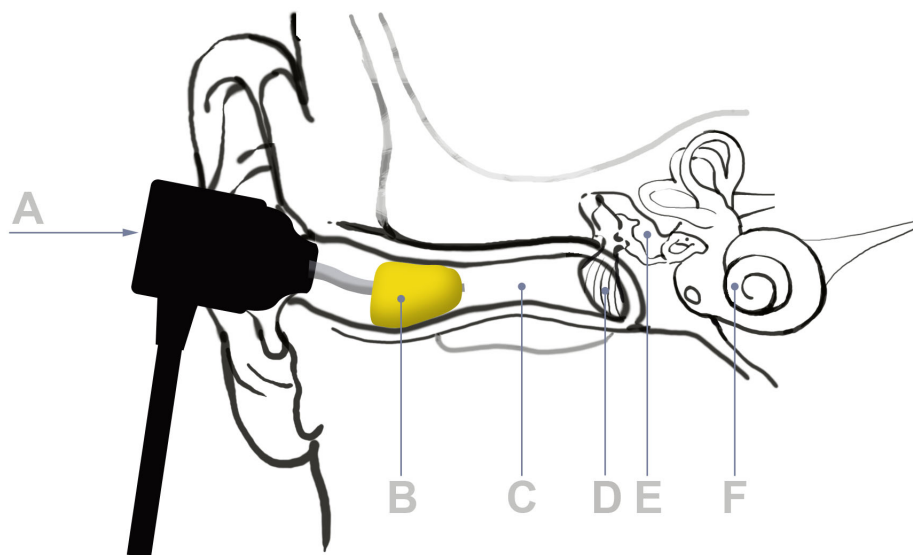
Princip generování otoakustických emisí je dvojího mechanismu [19]. Jeden mechanismus je odraz vlny, která postupuje podél bazilární membrány a dosahuje maxima amplitudy v místě určeném její frekvencí. K odrazu dochází v důsledku existence nehomogenit podél bazilární membrány, například kvůli obecně malým (okolo 1%) skokovým změnám zesílení kochleárního zesilovače. Druhý mechanismus je nelineární zkreslení kochleárního zesilovače. Kochleární zesilovač totiž zesiluje zejména signály o nízké intenzitě, přibližně asi do 30 dB SPL; pro vyšší intenzity je zesílení limitováno a odezva bazilární membrány je tak nelineární.

1.1 Měření otoakustických emisí

Při zjišťování poruchy sluchu hrají otoakustické emise důležitou roli, neboť jejich výhodou oproti jiným měřením sluchu je, že tato měření jsou bezbolestná, neinvazivní a objektivní, tedy poskytují informace o stavu vnitřního ucha bez potřeby reakce či odpovědi od měřeného subjektu. Používají se tedy hlavně pro diagnostiku poruch sluchu u novorozenců [20].

OAE se měří pomocí mikrofonní sondy zastrčené do ucha (viz Obr. 1.1), která může buď snímat emise spontánní, nebo pomocí zvukových stimulů měřit emise evokované. V současné době se využívá v audiologii, kvůli jednoduchosti a rychlosti, především měření TEOAE, kdy subjektům, nejčastěji novorozencům, je vložena sonda do ucha a pomocí kliku, tedy krátkého transientního signálu, se stimuluje ucho a měří se jeho odezva. Tako-

véto měření obvykle popisuje pouze tzv. výbavnost emisí, tedy zda daný subjekt má emise o dostatečné amplitudě či nikoliv. Neposkytne však přesnou informaci, kterou by bylo možné korelovat například s audiometricky měřeným prahem sluchu. V této práci ověřujeme námi implementovanou metodu kalibrace OAE sondy měřením SFOAE a DPOAE, které jsou popsány níže.



Obr. 1.1: Schéma měření otoakustických emisí pomocí sondy zastrčené do vnějšího zvukovodu. A – OAE sonda ER-10C, B – špunt z hysterezní pěny, C – vnější zvukovod, D – ušní bubínek, E – střední ucho, F – vnitřní ucho, hlemýžď (kochlea).

1.1.1 SFOAE

Otoakustické emise vyvolané čistými tóny (SFOAE) jsou emise, které jsou generované odrazem postupné vlny na nehomogenitách podél bazilární membrány. Tyto emise mají stejnou frekvenci jako tón, kterým jsou evokované, a tak je nutné emise od tohoto tónu oddělit. Pokud je měněna frekvence čistého tónu, bude kvůli generaci SFOAE docházet ke kolísání amplitudy tlaku měřeného ve vnějším zvukovodu. SFOAE se sčítá a odčítá s akustickým tlakem generovaného stimulu. Při měření SFOAE se nejčastěji využívá skutečnosti, že SFOAE je možné potlačit přidáním tzv. supressoru, tedy druhého tónu, o menší nebo větší frekvenci a větší intenzitě (například 60 dB SPL). SFOAE se pak dají spočítat jako rozdíl mezi akustickým tlakem změřeným za přítomnosti testovacího čistého tónu a tlakem změřeným za přítomnosti testovacího čistého tónu plus supressoru [19].

1.1.2 DPOAE

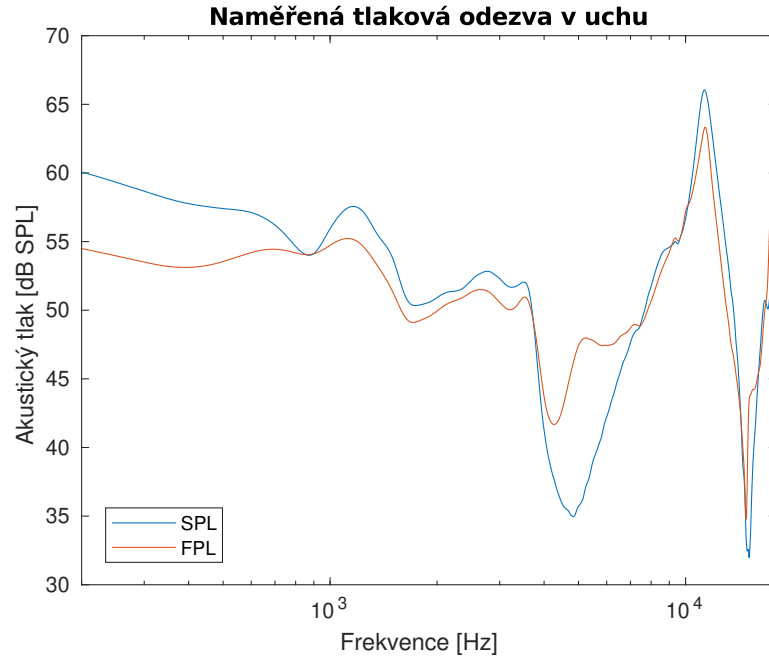
Distorzní produkt otoakustických emisí (DPOAE) můžeme měřit, pokud ucho stimulujeme alespoň dvěma různými tóny o relativně blízké frekvenci (optimální poměr f_2/f_1 , který vede k největším intenzitám DPOAE, je přibližně 1.2 [21]) a podobné intenzitě. Pro tyto dva tóny pak nejsilnější efekt emisí je kubický distorzní produkt s frekvencí $2f_1 - f_2$. Díky tomu je měření DPOAE snazší než měření SFOAE, protože naměřený distorzní produkt se nachází na jiné frekvenci, než signály použité pro jeho vyvolání. Situace u DPOAE je však komplikována skutečností, že vzniklý distorzní produkt generuje novou postupnou vlnu, která se může odrazit na nehomogenitách podél bazilární membrány, obdobně jako u SFOAE. Vzniklý odraz pak interferuje s distorzním produktem. Vlivem konstruktivní a destruktivní interference těchto vln vznikají v naměřeném distorzním produktu maxima a minima [17, 19].

2. Kalibrace

Pro měření otoakustických emisí se používá otoakustická sonda, která obsahuje reproduktor pro přehrání stimulu a mikrofon pro nahrání OAE. Tyto sondy mívají obvykle reproduktory dva, aby nedocházelo k ovlivnění měření vlivem nelinearit na reproduktoru při přehrávání dvou různých tónů (tedy, aby bylo možné prezentovat dva tóny zároveň, což je potřeba například při měření DPOAE, a zabránit tak vzniku distrozního produktu již na sondě). V našem případě byla pro měření OAE použita sonda ER-10C (Etymotic Research). Tato sonda se pomocí špuntu z hysterezní pěny zastrčí do vnějšího zvukovodu, co nejbližší k ušnímu bubínku (viz Obr.1.1). Uzavřením zevního zvukovodu vznikne mezi ušním bubínkem a špuntem sondy malý prostor, ve kterém se vstupní tlaková vlna (šířící se od sondy) částečně odrazí od ušního bubínku a postupuje zpět, kde dochází k dalšímu odrazu, atd. Interferencí těchto vln, tedy vln dopředných, směřujících od sondy a vln zpětných, přicházejících ve směru od ušního bubínku, dochází kvůli fázovému posunu ke vzniku stojatého vlnění. Zkreslení vlivem stojatého vlnění bude převážně ovlivňovat násobky rezonanční frekvence, která je při $\lambda/4$ rovnající se délce zevního zvukovodu. Pro liché násobky této frekvence se projeví destruktivní interference a naměřený signál se tak bude blížit nule, avšak při konstruktivní interferenci bude signál zesílen. Při délce uzavřeného zvukovodu přibližně 20 mm bude tak rezonanční frekvence vzniklého prostoru přibližně 4 kHz. Na Obr. 2.1 lze pro tlakové odezvy v uchu změřené na sondě (modrá křivka) vidět efekt stojatého vlnění v okolí frekvence 4 kHz, kde se nachází první tlakový propad, který značí rezonanční frekvenci, kde $\lambda/4$ se rovná délce zevního zvukovodu.

Při znalosti impedance celého ucha by bylo možné omezit vliv stojatých vln. Avšak vzhledem k tomu, že u měřeného subjektu neznáme dopředu tvar jeho zvukovodu ani přesnou vzdálenost sondy od bubínku, neznáme tedy ani přesnou impedanci ucha subjektu. Stojaté vlnění předstevuje proto pro výsledky zkreslení, které využitím vhodné kalibrace můžeme částečně kompenzovat.

Pro kalibraci sondy ER-10C je v této práci aplikována metoda FPL (Forward Pressure Level), která vychází z předpokladu, že dopřednou tlakovou vlnu směřující od sondy k bubínku lze vypočítat pomocí znalosti akustické impedance ucha [9]. Tuto impedanci a z ní vypočtený koeficient odrazu získáme využitím Théveninova náhradního zapojení. Toto zapojení vychází z elektroakustických analogií, kdy sonda může být modelována pomocí napěťového zdroje a akustické impedance, k nimž se sériově zapojí zátěžová impedance představující akustické vlastnosti prostředí, ve kterém je sonda umístěna (viz Obr. 2.2,



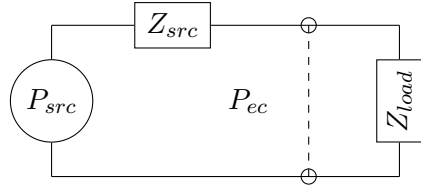
Obr. 2.1: Tlakové odezvy změřené v uchu subjektu. Modrá křivka zobrazuje změřený tlak SPL, tedy hladinu akustického tlaku změřeného na sondě, červená křivka zobrazuje tlak při použití metody FPL, tedy tlak, který představuje součet dopředných vln směřujících k bubínku. Na modré křivce je patrný vliv stojatého vlnění na amplitudovém propadu první rezonanční frekvence $\lambda/4$, který se nachází v okolí 4 kHz. Tento propad je pak kompenzovaný při kalibraci FPL (červená křivka).

[14]). V rámci takového schématu pak tlak, který je sondou měřen, představuje napětí na zátěžové impedanci. Pokud je známa pouze část těchto parametrů, lze díky Théveninovu náhradnímu zapojení dopočítat ostatní neznámé parametry. Při kalibraci se nejprve spočítají parametry sondy pomocí měření na několika (minimálně dvou) známých zátěžových impedancích a díky znalosti těchto parametrů sondy se následně získá zátěžová impedance měřeného ucha. Tato impedance se použije při výpočtu koeficientu odrazu ucha, ze kterého pak lze snadno získat požadovanou dopřednou tlakovou vlnu, pomocí které je pak možné kalibrovat sondu, čímž se sníží vliv stojatého vlnění na prováděné měření.

Dále je v této práci aplikována metoda EPL (Emited Pressure Level), která kompenzuje vliv měřeného prostředí na vlnu představující měřenou emisi, tedy vlnu, jejímž zdrojem není sonda, ale je emitovaná bubínkem [11]. Cílem této kalibrace je odhadnout a kompenzovat úbytek měřených emisí, který je způsobený odrazem vlny od sondy zpět k bubínku.

2.1 Kalibrace Théveninova zdroje

Sonda, která je zastrčena do vnějšího zvukovodu, je zatížena impedancí daného ucha. Tuto situaci lze popsat pomocí Théveninova náhradního zapojení [viz 2.2 případ (a)], kde



Zatíženo impedancí

(a) Z_{ec} Uzavřený vnější zvukovod

(b) Z_{t_i} Uzavřená kalibrační trubička

Obr. 2.2: Schéma Théveninova náhradního zapojení pro OAE sondu zatíženou impedancí. Levá část obrázku, tedy tlak P_{src} a impedance Z_{src} , představuje Théveninovy náhradní parametry sondy, v pravé části je tlak v místě sondy P_{ec} , tedy tlak měřený sondou a zátěžová impedance Z_{load} . V situaci měření emisí (a), představuje Z_{load} impedanci ucha měřeného subjektu Z_{ec} . Pro případ kalibrace sondy (b) představuje Z_{load} známé impedance Z_{t_i} (například impedance trubiček různých délek).

P_{src} a Z_{src} představují Théveninův akustický tlak a impedanci vstupu, tedy náhradní parametry sondy a Z_{load} představuje impedanci zátěže, v tomto případě impedanci ucha (Z_{ec}).

Akustická impedance ucha, je pak dána vztahem

$$Z_{ec} = \frac{Z_{src}P_{ec}}{P_{src} + P_{ec}}, \quad (2.1)$$

kde P_{src} a Z_{src} představují Théveninovy parametry náhradního zapojení a P_{ec} je tlak změřený v místě sondy. Pro výpočet akustické impedance ucha Z_{ec} stačí tedy získat Théveninovy parametry sondy. Tyto Théveninovy parametry se dají spočítat po změření tlakových odezev sondy při použití několika (minimálně dvou) známých impedančních zatíženích. Tento způsob je popsán v [14] a blíže bude vysvětlen níže, v kapitole 3.3.

Pomocí takto získané Z_{ec} lze vypočítat koeficient odrazu R (reflektance), jenž je popsán rovnicí [6]

$$R = \frac{Z_{ec} - Z_0}{Z_{ec} + Z_0}, \quad (2.2)$$

kde Z_0 je charakteristická akustická impedance [22], která je pro vnější zvukovod definovaná jako

$$Z_0 = \frac{\rho c}{A}, \quad (2.3)$$

kde ρ je hustota vzduchu, c je rychlost zvuku a A je průřez zvukovodu ($A = \pi r^2$). Zvukovod je zde aproximován oválnou trubicí o průřezu průměrného lidského ucha. Pro přesnější odhad průřezu vnějšího zvukovodu měřeného subjektu navrhli Rasetshwane a Neely [12] iterační metodu, která upravuje Z_0 pomocí znalosti Z_{ec} . Tato metoda je blíže popsána níže v kapitole 3.5. Výše uvedené aproximace však platí pouze za předpokladu, že ve zvukovodu dochází k odrazům jen na jeho koncích a ne v jeho středních částech.

2.1.1 FPL

Vlna vycházející od zdroje (P_{ifw}) se odrazí od ušního bubínku a následně se opět odrazí od sondy. V ustáleném stavu je dopředný tlak P_{for} součtem všech vln směřujících od sondy směrem k bubínku a tlak P_{rev} je součtem všech vln přicházejících od bubínku k sondě. Akustický tlak P_{ec} měřený pomocí mikrofону v OAE sondě může být využit pro vypočtení dopředné tlakové vlny [8]

$$P_{for} = \frac{1}{2}P_{ec} \left(1 + \frac{Z_0}{Z_{ec}}\right) = \frac{P_{ec}}{1 + R}, \quad (2.4)$$

kde R je koeficient odrazu ucha v místě mikrofónu získaný z 2.2 [3].

Zpětná, tedy od ušního bubínku odražená tlaková vlna P_{rev} je vypočtena pomocí vzorce [8]

$$P_{rev} = P_{ec} - P_{for} = RP_{for}. \quad (2.5)$$

Vstupní dopřednou vlnu v bodě umístěné sondy lze vypočítat pomocí [8]

$$P_{ifw} = P_{for}(1 - R \cdot R_{src}) = P_{ec} \frac{1 - R \cdot R_{src}}{1 + R}, \quad (2.6)$$

kde R_{src} je koeficient odrazu sondy v místě mikrofónu a je dána vztahem

$$R_{src} = \frac{Z_{src} - Z_0}{Z_{src} + Z_0}, \quad (2.7)$$

2.1.2 EPL

Za účelem další kompenzace vlivu akustiky vnějšího zvukovodu subjektu na měření otoakustických emisí, jež jsou emitované ušním bubínkem, přišli Charaziak a Shera [11] s metodou převodu již změřené celkové úrovně akustického tlaku OAE_{SPL} na tzv. emitovaný tlak („emitted pressure“) OAE_{EPL} .

Důvodem k této kompenzaci je skutečnost, že OAE signál, který emituje ušní bubínek do zvukovodu směrem k sondě, je od sondy odražen zpět k bubínku, kde opět dojde k odrazu. Při měření emisí je však na mikrofónu sondy změřen celkový tlak, který je složen jak z dopředných, tak odražených vln, a proto změřená velikost OAE bude jiná, než jaké jsou emitovány na bubínku. Podobně jako u kalibrace stimulů (FPL), závisí zkreslení na akustice prostoru, kdy se signál zesílí pro nízké frekvence, nejvíce však bude ovlivněn na rezonanci poloviny vlnové délky (tedy násobcích $f_{\lambda/4} = \frac{c}{4L}$; [11]). Pro odstranění tohoto vlivu lze využít takzvanou počáteční výstupní vlnu („initial outgoing wave“), tedy vlnu,

kteřá přímo vychází od ušního bubínku a směřuje k sondě. Tato bubínkem emitovaná vlna (proto Emitted Pressure Level, EPL) již ze své definice neobsahuje odrazy a není tedy ani ovlivněna akustikou prostoru. Přepoččet hodnoty OAE_{SPL} , která je změřena pomocí sondy, pak lze přepočítat na tyto emitované emise pomocí vzorce [11]

$$OAE_{EPL} = OAE_{SPL} \frac{1 - R \cdot R_{src}}{T(1 + R)}, \quad (2.8)$$

kde R je koeficient odrazu vnějšího zvukovodu (viz rovnice 2.2), R_{src} je koeficient odrazu v místě sondy (viz rovnice 2.7) a T je koeficient přenosu vnějšího zvukovodu, který může být aproximován válcovou trubicí jako $e^{-j\omega\tau}$, kde τ je jednosměrné zpoždění kanálu spočítané jako $\tau = \frac{1}{f_{\lambda/2}}$.

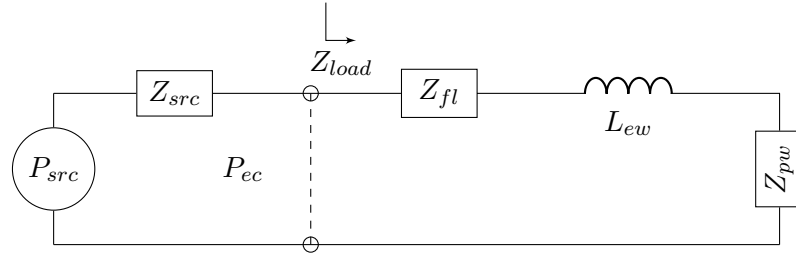
2.1.3 Evanescentní vlna

Rovinná vlna, která prostupuje mezi dvěma prostředími s odlišnými impedancemi generuje na rozhraní těchto prostředí tzv. evanescentní vlnu. Tato vlna na rozdíl od rovinné vlny nemá svoji harmonickou složku, a tak je ve směru od rozhraní exponenciálně tlumena a rychle zaniká. Velikost evanescentní vlny roste s frekvencí a s velikostí rozdílu impedancí [23]. V případě měření otoakustickou sondou vzniká evanescentní vlna v místě, kde končí tenká trubička sondy a začíná prostor zvukovodu. Jelikož u sondy ER-10C jsou tenké trubičky od zdrojů i mikrofonu zakončeny ve stejné rovině, mikrofon snímá také vzniklou evanescentní vlnu.

Způsob, jakým lze popsat efekt evanescentní vlny, je využití poznatku, že tato vlna lze v rámci elektroakustických analogií modelovat pomocí induktoru, který pak v rámci Théveninova náhradního zapojení bude sériově zapojen k impedanci zátěže [24] (viz Obr. 2.3). Théveninův obvod pak ještě můžeme modifikovat o impedanci Z_{fl} , která představuje tzv. flow loss, tedy ztráty proudění, jež jsou způsobené vlivem viskozity tekutiny na šíření vlny v blízkosti otvoru mikrofonu [10]. Tohoto poznatku využívají metody popsané v [23] a [10], které používají takto modifikované Théveninovo náhradní zapojení.

2.2 Šíření zvuku v trubičce

Pro určení Théveninových parametrů sondy se obvykle používají jako impedanční zátěž trubičky různé délky. Při znalosti šíření vlny v takovýchto trubičkách by bylo možné spočítat jejich impedance. V této kapitole je níže ukázáno, jak lze aproximovat impedance uzavřené trubičky.



Obr. 2.3: Schéma modifikovaného Théveninova náhradního zapojení. Levá část obrázku, tedy tlak P_{src} a impedance Z_{src} , představuje Théveninovy náhradní parametry sondy. V pravé části je tlak v místě sondy P_{ec} , tedy tlak měřený sondou, ztrátová impedance Z_{fl} , induktanci evanescentní vlny L_{ew} a vypočtená impedance vlnovodu Z_{pw} .

Šíření rovinné akustické vlny v tekutém prostředí je popsáno pomocí vlnové rovnice. Tuto rovnici lze odvodit pomocí rovnice pohybové, rovnice kontinuity a stavové rovnice. Pro vzduch je pohybová rovnice nazývána Eulerova rovnice a je ve tvaru

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathbf{grad} p = 0, \quad (2.9)$$

rovnice kontinuity je dána vztahem

$$\mathbf{grad} \vec{v} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.10)$$

a stavová rovnice má pro plyn tvar

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (2.11)$$

Příčemž p představuje akustický tlak, ρ je okamžitá hustota prostředí a \vec{v} je akustická rychlost. Konstanta ρ_0 je hustota vzduchu a γ je Poissonova konstanta, která se vypočítá jako poměr měrných tepelných kapacit plynu při stálém tlaku c_p a při stálém objemu c_v . Eulerova rovnice je však odvozena pro šíření v ideální tekutině, tedy zanedbává viskozitu a tření prostředí, ve kterém se šíří. Pro stavovou rovnici pak vycházíme z předpokladu ideálního plynu, tedy uvažujeme děj adiabatický, že změna tlaku probíhá tak rychle, že z důvodu nízké tepelné vodivosti plynu nestihne dojít k výměně tepla s okolím [25]. Nicméně v případě šíření v blízkosti pevného prostředí nelze zanedbat vliv viskozity a také neplatí předpoklad adiabatického děje, jelikož je zde změna tepla okamžitě odvedena, a lze tedy hovořit o ději izotermickém [26].

Z těchto důvodů dochází pro šířící se akustickou vlnu v blízkosti rozhraní stěny pevného prostředí ke dvěma typům ztrát – viskózní a tepelné. Vzhledem k tomu, že efekt těchto ztrát klesá se vzdáleností od stěny, lze hovořit o tzv. limitních vrstvách, ve kterých je šíření

těmito ztrátami ovlivněno. Pro viskózní ztráty je limitní vrstva stanovena jako

$$\delta_v = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0 \omega}}, \quad (2.12)$$

kde μ je smyková viskozita ($\mu = 1.846 \times 10^{-5}$ Pa.s, ρ_0 je hustota vzduchu ($\rho = 1.18$ kg m $^{-3}$) a ω je kruhová frekvence. Limitní vrstva pro ztráty tepelné je dána vztahem

$$\delta_h = \sqrt{\frac{2\lambda_h}{\rho_0 C_p \omega}}, \quad (2.13)$$

kde λ_h je tepelná vodivost ($\lambda_h = 24.4 \times 10^{-3}$ W (m K) $^{-1}$ a C_p je teplotní koeficient při konstantním tlaku ($C_p = 1010$ J (kg K) $^{-1}$). Z rovnic 2.12 a 2.13 je tedy patrné, že velikost těchto ztrát klesá s odmocninou frekvence. Například pro ztráty způsobené viskozitou jsou limitní vrstvy pro frekvence 5 kHz ≈ 60 μ m, ale pro 100 Hz ≈ 0.4 mm.

Z důvodů viskozity prostředí a izotermického děje nelze tedy použít Eulerovu rovnici 2.9 a stavovou rovnici 2.11 v těchto tvarech. Jako pohybovou rovnici však lze použít rovnici Navier-Stokes, která vychází z Eulerovy rovnice, avšak je rozšířena o členy popisující viskózní charakter prostředí

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathbf{grad} p - \left(\eta + \frac{4\mu}{3} \right) \mathbf{grad} \mathbf{div} \vec{v} + \mu \mathbf{rot} \mathbf{rot} \vec{v} = 0, \quad (2.14)$$

kde objemová viskozita η a smyková viskozita μ jsou koeficienty viskozity daného prostředí. Pro započítání střídavé složky tepla nahradíme stavovou rovnici 2.11 Fourierovu rovnici tepla

$$\left(\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\lambda}{\rho_0 c_0 C_p} \Delta \right) \tau = \frac{\gamma - 1}{\beta \gamma} \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (2.15)$$

Pro odvození vztahu pro šíření vlny trubičkou je možné dané rovnice zjednodušit díky třem předpokladům. Akustický tlak je v daném úseku trubičky neměnný, čímž lze zanedbat radiální složku gradientu akustického tlaku a bude tedy uvažována pouze axiální složka, ve směru osy trubičky [$p \sim p(z)$]. Z toho také vyplývá druhý předpoklad, že radiální složku gradientu akustické rychlosti lze zanedbat vůči její axiální složce ($v_r \ll v_z$). Posledním předpokladem je, že rychlost částic a teploty se v trubičce mění rychleji se vzdáleností od stěny trubičky než ve směru její osy, tedy

$$\left| \frac{\partial}{\partial z} v(r, z) \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial r} v(r, z) \right| \quad \text{a} \quad \left| \frac{\partial}{\partial z} \tau(r, z) \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial r} \tau(r, z) \right|. \quad (2.16)$$

Díky těmto podmínkám lze pak rovnice 2.14 a 2.15 zjednodušit do tvaru

$$\left(\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\mu}{\rho_0 c_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \right) v_z(r, z) = - \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\partial p(z)}{\partial z} \quad (2.17)$$

a

$$\left(\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\lambda}{\rho_0 c_0 C_p} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \right) \tau(r, z) = \frac{\gamma - 1}{\beta \gamma} \frac{k \omega}{c_0} p(z). \quad (2.18)$$

Řešení těchto rovnic může být zapsáno pomocí Besselových funkcí nultého řádu (J_0) jako

$$v_z(r, z) = \frac{j}{\omega \rho_0} \frac{\partial}{\partial z} p(z) \left[1 - \frac{J_0(k_v r)}{J_0(k_v R)} \right] \quad (2.19)$$

$$\tau(r, z) = \frac{\gamma - 1}{\beta \gamma} p(z) \left[1 - \frac{J_0(k_v r)}{J_0(k_v R)} \right], \quad (2.20)$$

kde R je poloměr trubičky. Vlnové číslo pro viskózní rozptyl k_v a pro tepelný rozptyl k_h jsou dány vztahy

$$k_v = \frac{1 - j}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{\mu}}, \quad a \quad k_h = \frac{1 - j}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \rho_0 C_p}{\lambda}}. \quad (2.21)$$

Ze vzorců je patrné, že tato vlnová čísla mají komplexní charakter, který se na výsledném šíření vlny projeví jako příslušné ztráty.

Střední hodnota akustické rychlosti, resp. okamžitého tepla, může být pro průřez zís-
kána z

$$\langle v_z(r, z) \rangle_r = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r v_z(r, z) \frac{d}{dr} = \frac{j \omega}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} p(z) [1 - K_v], \quad (2.22)$$

$$\langle \tau(r, z) \rangle_r = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r \tau(r, z) \frac{d}{dr} = \frac{\gamma - 1}{\beta \gamma} p(z) [1 - K_h], \quad (2.23)$$

kde K_v a K_h jsou vypočtené z

$$K_{v,h} = \frac{2}{k_{v,h} R} \frac{J_1(k_{v,h} R)}{J_0(k_{v,h} R)}. \quad (2.24)$$

Funkce J_1 značí Besselovu funkci prvního řádu.

Díky výše zmíněným předpokladům lze tyto výpočty dosadit do rovnice kontinuity 2.10, čímž získáme

$$\frac{\partial}{\partial y} \langle v_z(r, z) \rangle_r + \frac{j \omega \gamma}{\rho_0 c_0^2} \left(p(z) - \beta \langle \tau(r, z) \rangle_r \right) = 0. \quad (2.25)$$

Vlnová rovnice pro šíření akustického tlaku v trubičce je pak získána dosazením vztahů 2.22 a 2.23 do 2.25, tedy

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_z^2\right)p(z) = 0, \quad (2.26)$$

příčemž vlnové číslo k_z je dáno vztahem

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \frac{1 + (\gamma - 1)K_h}{1 - K_v} \quad (2.27)$$

a platí pro něj $\text{Re}(k_z) > 0$ a $\text{Im}(k_z) < 0$. Z takovéto vlnové rovnice pak lze odvodit vztahy, které jsou nutné pro výpočet impedance trubiček.

2.2.1 Výpočet impedance trubičky

Pro získání Théveninových parametrů otoakustické sondy je tato sonda postupně zatěžována známými impedancemi. K tomu je vhodné použít z jedné strany uzavřené měděné trubičky o různých délkách. Impedance takovýchto trubiček je dána vztahem

$$Z_{t_n}(\omega) = Z_0(\omega) \coth(\Gamma(\omega)L_n), \quad (2.28)$$

kde L_n je délka kalibrační trubičky, $Z_0(\omega)$ je charakteristická impedance a $\Gamma(\omega)$ je vlnové číslo. Jak již bylo výše zmíněno, v případě šíření akustické vlny plynným prostředím v blízkosti stěny z pevného materiálu je třeba předpokladu izotermického děje. Pro atmosferický tlak a teplotu prostředí 26.85°C (300 K) a šířce kalibrační trubičky přibližně 8 mm, můžeme díky upravené vlnové rovnici pro šíření v trubičce získat charakteristickou impedanci podle vztahů popsaných v [13]

$$\text{Re}\{Z_c\} = Z_0(1 + 0.369r_v^{-1}), \quad (2.29)$$

$$-\text{Im}\{Z_c\} = Z_0(0.369r_v^{-1} + 1.149r_v^{-2} + 0.303r_v^{-3}), \quad (2.30)$$

kde r_v je poměr poloměru trubky R a viskózní vrstvy je dán vztahem

$$r_v = R\sqrt{\frac{\rho_0\omega}{\mu}}. \quad (2.31)$$

Konstanty pro výpočet 2.29, 2.30 a 2.31 jsou popsány v Tabulce 2.1. Z_0 je charakteristická impedance akustického vedení, která je dána

$$Z_0 = \frac{\rho_0 c_0}{A}, \quad (2.32)$$

kde A obsah průřezu trubičkou ($A = \pi R^2$). Vlnové číslo je dáno vztahem

$$\Gamma = a + j \frac{\omega}{v_p}, \quad (2.33)$$

kde a a v_p je

$$a = \frac{\omega}{c_0} (1.045r_v^{-1} + 1.080r_v^{-2} + 0.750r_v^{-3}), \quad (2.34)$$

$$v_p^{-1} = c_0^{-1} (1 + 1.045r_v^{-1}). \quad (2.35)$$

$\begin{aligned} \rho_0 &= 1.1769(1 - 0.00335\Delta T) \text{ kg m}^{-3} \\ \mu &= 1.846 \times 10^{-5}(1 + 0.0025\Delta T) \text{ P}\cdot\text{s} \\ c_0 &= 3.4723 \times 10^2(1 + 0.00166\Delta T) \text{ m s}^{-1} \end{aligned}$
--

Tab. 2.1: Termodynamické konstanty pro teplotu $T = 26.85 \text{ }^\circ\text{C}$ ($300 \text{ }^\circ\text{K}$) a pro její změny v rozsahu $\Delta T = \pm 10^\circ\text{C}$.

Výše popsáný způsob je metodou, která však již uvažuje větší průřezy daných trubiček. Jako více univerzálnější vztah lze pro výpočet impedance trubičky použít vzorce vycházející z teorie zmíněné v kapitole 2.2 [26]

$$Z'_{t_n} = \frac{\omega \rho_0 (1 + B)}{(k_z K_v (1 - B))} \frac{1}{A}, \quad (2.36)$$

kde ω je kruhová frekvence, A je průřez trubičky, ρ_0 je hustota vzduchu, K_v je vypočteno z 2.24, k_z je vlnové číslo získané ze vztahu 2.27 a B je integrační konstanta dána vztahem

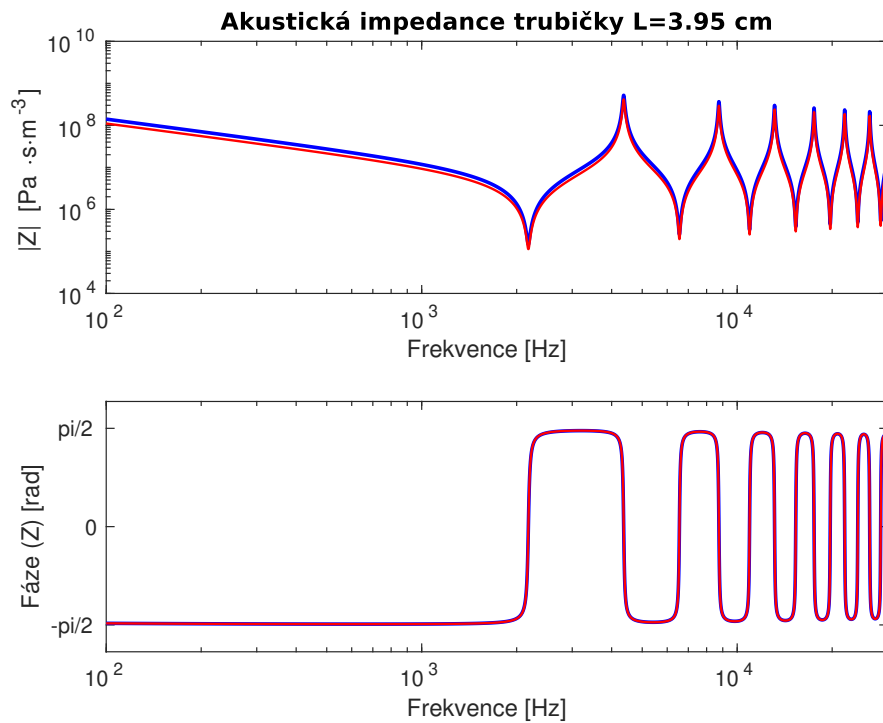
$$B = e^{-2jk_z L_n} \frac{\frac{Z_s k_z K_v}{\omega \rho_0} - 1}{\frac{Z_s k_z K_v}{\omega \rho_0} + 1}, \quad (2.37)$$

přičemž Z_s značí impedanci steny na konci trubičky. Ta je dána vztahem

$$Z_s = \frac{\rho_0 c_0 \sqrt{2}}{(1 + 1i) \sqrt{\frac{\omega}{c_0} (\gamma - 1)} \sqrt{\frac{\lambda}{\rho_0 c_0 C_p}}}. \quad (2.38)$$

Na Obr. 2.4 je možno sledovat vypočtenou akustickou impedanci trubičky s délkou 3.95 cm. Červená křivka představuje impedanci Z'_{t_n} získanou podle [13], tedy ze vztahu 2.28.

Pro ověření této metody byla námi vypočtená impedance porovnána s impedancí trubičky získanou ze vztahu 2.36, který v grafu představuje modrá křivka [26]. Na grafu je patrné, že impedance Z_{t_n} a Z'_{t_n} jsou téměř stejné, což dodává validitu vztahům v [13].



Obr. 2.4: Vypočtená impedance trubičky pro délku 39.5 mm. Červená křivka označuje způsob popsaný výše, pro srovnání přidána modrá křivka, která ukazuje podobný způsob získání impedance trubičky pomocí vztahu 2.36 [26].

3. Implementace kalibrační metody

Tato kapitola popisuje jednotlivé kroky postupu kalibrace, tedy dané metody, které byly implementovány pro odstranění nežádoucích vlivů na měření (nejen) OAE a na zpřesnění jejich výsledků.

3.1 Přístroje a měřicí metody

Kalibrace byla prováděna pro otoakustickou sondu ER-10C (Etymotic Research [27]). Jedná se o zařízení, které slouží pro měření OAE (lze však použít i pro další audiologická vyšetření, např. práh slyšení). Sonda je mimo citlivý nízkošumový mikrofon také opatřena dvěma oddělenými reproduktory, aby nedocházelo k nelineárnímu zkreslení při přehrávání dvou různých stimulů. Celé zařízení, včetně zabudovaného zesilovače, je napájeno dvěma bateriemi (9 V). Sonda také umožňuje zvýšit zesílení mikrofonního předzesilovače o 20 dB a 40 dB. V našem případě byla veškerá měření prováděna pro zesílení 20 dB.



Obr. 3.1: Otoakustická sonda ER-10C (Etymotic Research) se zabudovaným zesilovačem. Převzato z [27].

Měření probíhala na zvukové kartě RME Fireface UC (viz Obr. 3.2), při vzorkovací frekvenci 44.1 kHz a bitové hloubce 24-bitů. Veškeré programy sloužící pro kalibraci byly vytvořeny v programu MATLAB (Mathworks, Natic, MA). Všechny experimenty byly prováděny v audiologické buňce, tedy ve speciální komoře, která dostatečně tlumí vnější hluky, aby nedocházelo k nežádoucímu ovlivňování měření.



Obr. 3.2: Vlevo zvuková karta RME Fireface UC, vpravo Microphone Probe ER-7C Series B.

3.1.1 Lineární swept-sine

Pro získání frekvenčních charakteristik je použita metoda lineárního swept-sine. Swept-sine, někdy nazývané jako sweep sine či chirp-sine, je metoda pro zjištění frekvenční odezvy lineárního systému, popřípadě nelineárního systému, který lze modelovat pomocí určité frekvenční charakteristiky. Tato technika má schopnost oddělit ze změřené impulsní odezvy vyšší harmonické složky, které vznikají vlivem nelineárního zkreslení měřeného řetězce [28]. Pro naši práci je uvažován použitý systém za lineární a není tedy třeba v naměřeném signálu určit vyšší harmonické složky.

Princip této metody spočívá v přehrání postupně přeladovaného harmonického signálu, v našem případě lineárně přeladovaného sinu, který je dán vztahem

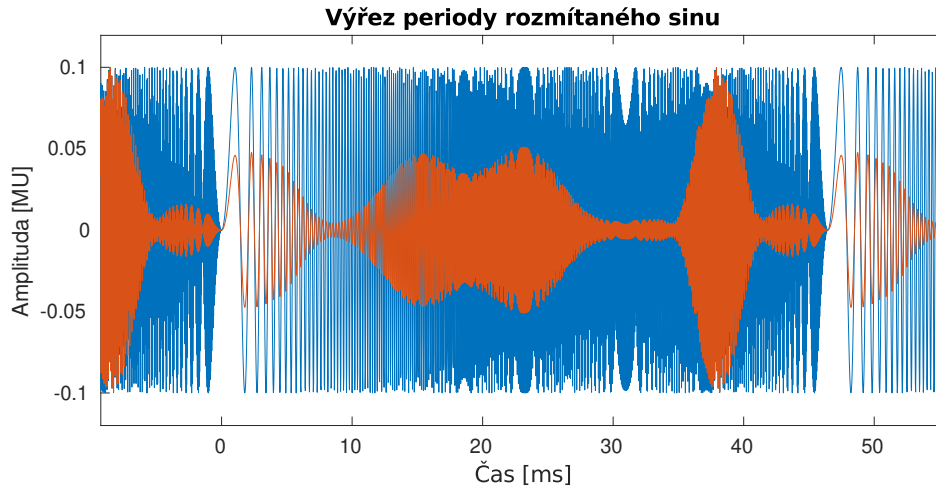
$$x(t) = \sin \left[2\pi \left(f_1 + \frac{f_2 - f_1}{2T} t \right) t \right], \quad (3.1)$$

kde t představuje proměnnou času, který uběhl od začátku měření, f_1 představuje frekvenci, na které signál začíná, a f_2 značí frekvenci, kde signál končí. T pak představuje celkovou dobu signálu, tedy čas, za který signál přeladil svojí frekvenci od f_1 k f_2 .

V našem případě je použit lineárně rozmítaný chirp (obdobně jako v [23]) v rozsahu 0 Hz - $f_s/2$ ($f_2 = 22\,500$ Hz) s délkou 2048 vzorků, tedy pro vzorkovací frekvenci 44.1 kHz je doba signálu přibližně 50 ms. Pro snížení vlivu náhodného šumu bylo použito metody průměrování signálu z 512 po sobě přehraných chirpů. Celková doba jedné série chirpů je tedy 23,8 s.

Pokud generujeme chirp pomocí vztahu 3.1 od 0 Hz do $f_s/2$, vzniklý signál bude začínat v 0 a končit také v 0 (viz Obr. 3.3). Chirp tak bude „synchronized swept sine“, jehož definice je pro exponenciálně rozmítaný sinus dána v práci [28]. Pro lineárně rozmítaný sinus bude na začátku signálu tato podmínka platit, jelikož v čase $t = 0$ se bude sinus

v rovnici 3.1 rovnat 0, a tak bude i fáze 0. Pro $t = T$ se musí argument $\varphi(T)$ rovnat $2\pi k$, kde $k \in \mathbb{Z}_{\neq 0}$. Z toho vyplývá, že $k = \frac{f_1 + f_2}{2}T$. Vzhledem k tomu, že T je dán počtem vzorků N a velikostí vzorkovací frekvence f_s , lze pro krátké chirpy ($N \ll f_s$) splnit podmínku fáze na konečné frekvenci f_2 , pokud poměr $N/f_s < 1$.

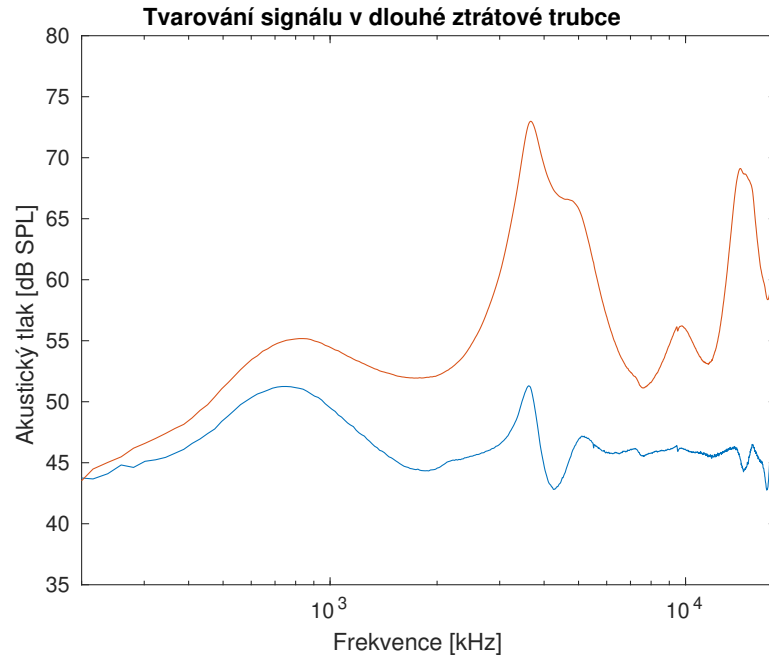


Obr. 3.3: Výřez jedné periody časového signálu rozmítaného sinu, který je generován při kalibraci. Modrá křivka ukazuje neupravený rozmítaný sinus, červená křivka představuje upravený chirp, který svým tvarem ekvalizuje frekvenční charakteristiku reproduktorů sondy.

Takto vygenerovaný chirp pak byl upraven podle nahrané tlakové odezvy v tzv. dlouhé ztrátové trubce („long lossy tube“), která je dostatečně dlouhá, aby v ní nedocházelo k odrazům. V našem případě se jedná o otevřenou měděnou trubku dlouhou přibližně 16 m (cca 50 ft podle [11]) s průměrem 0.8 cm. Ze signálu nahráného v takovémto prostředí lze vypočítat vstupní dopřednou vlnu a tvar tlakové odezvy v této trubce tedy nebude ovlivněn stojatým vlněním. Tlaková odezva v takovéto trubce se bude tedy podobat frekvenční charakteristice reproduktorů sondy. Ekvalizace takovéto frekvenční charakteristiky se provede amplitudovou úpravou chirpu v čase pomocí takzvané okamžité frekvence (instantaneous frequency) chirpu (viz Obr. 3.3). Obrázek 3.4 ukazuje tlakovou frekvenční odezvu signálu neupraveného (červená křivka) a frekvenčně upraveného (modrá křivka) chirpu nahráného v dlouhé ztrátové trubce.

3.2 Kalibrace mikrofону

První částí kalibrace otoakustické sondy by měla být kalibrace jejího mikrofónu. K tomu lze použít metodu popsanou v [29] a [15]. Princip této kalibrace spočívá v porovnání frekvenční charakteristiky mikrofónu otoakustické sondy s charakteristikou referenčního mikrofónu, který má rovnou frekvenční charakteristikou (minimálně do 20 kHz). Tyto odezvy



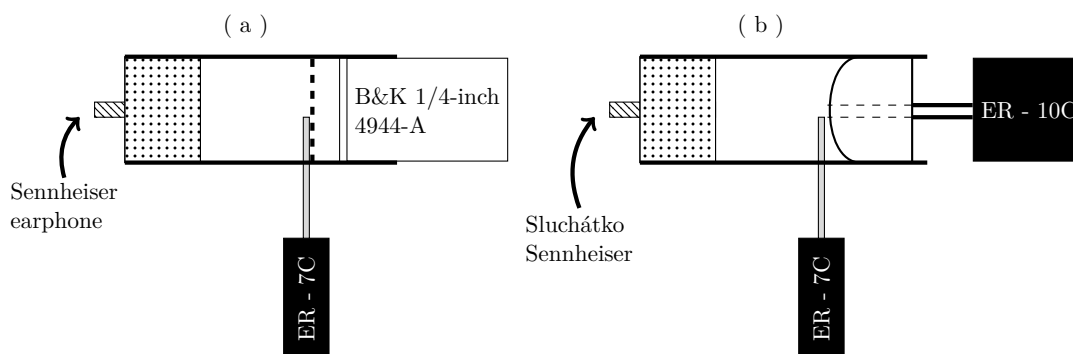
Obr. 3.4: Upravené spektrum signálu lineárního chirpu v dlouhé ztrátové trubce. Červená křivka ukazuje tlakovou frekvenční odezvu bez úpravy spektra, modrá křivka ukazuje tlakovou odezvu upravenou pro kompenzaci frekvenční charakteristiky reproduktoru sondy

obou systémů musejí však být změřeny při stejném buzení a stejných akustických podmínkách. Měření odezvy se tak provádí postupně v jedné trubičce, kde se nejprve změří odezva referenčního mikrofonu a následně odezva otoakustické sondy. Protože však otoakustická sonda a referenční mikrofon zatěžují prostor, kde měření probíhá různou impedancí, použije se třetí mikrofon – mikrofonní sonda, která je v trubičce přítomna v obou krocích měření. Detailní popis námi provedené kalibrace je popsán v Příloze A.

3.2.1 Měřicí sestava pro kalibraci mikrofonu

Mimo kalibrovanou otoakustickou ER-10C sondu je pro kalibraci potřeba referenční mikrofon, mikrofonní sonda, zdroj zvuku a trubička, ve které měření probíhá. Měřicí sestavu lze pozorovat na Obr. 3.5. Zdroj zvuku je zastrčen z jedné strany trubičky. Z druhé strany pak v prvním kroku vložíme referenční mikrofon. Mikrofonní sondu zastrčíme do trubičky tak, aby nahrávala zvuk poblíž středu referenčního mikrofonu. V druhém kroku je nahrazen referenční mikrofon za otoakustickou sondu.

V našem případě (stejně jako v [15]) byl použit 1/4 palcový referenční mikrofon 4944-A Brüel & Kjaer, jehož frekvenční charakteristiku (v námi měřeném rozsahu, tedy < 20 kHz) lze považovat za konstantní. Před měřením byla provedena jeho kalibraci použitím Pistonphonu typ 4220 Brüel & Kjaer ($f = 250$ Hz, $L_{SPL} = 124$ dB). Během měření uvnitř trubičky



Obr. 3.5: Měřicí sestava pro kalibraci mikrofonu. V prvním kroku měření (a) je získána přenosová funkci mezi referenčním mikrofonem a mikrofonní sondou. V druhém kroku (b) je získána přenosová funkci mezi otoakustickou sondou a mikrofonní sondou

byl referenční mikrofon obalen papírovou páskou tak, aby při zastrčení do trubičky byl prostor těsně uzavřen, aby nedocházelo k únikům zvuku a mikrofon byl stabilizován na daném místě.

Dále byla použita mikrofonní sonda ER-7, Etymotic Research, která je zakončena tenkou plastovou trubičkou o průměru 1 mm. Zdrojem zvuku jsou vložená sluchátka Sennheiser CX 300-II. Vzhledem k tomu, že měření může být ovlivněno nepřesným umístěním jednoho z mikrofonů, je vhodné pro snadnější kontrolu pozic mikrofonů zvolit trubičku z průhledného materiálu. Obdobně jako v [15] byla v našem případě vytvořena trubička pro měření z plastové injekční stříkačky s vnitřním průměrem 8 mm. Délka trubičky by měla být stanovena tak, aby vzdálenost mezi zdrojem zvuku a referenčním mikrofonem, resp. otoakustickou sondou, při měření byla, z důvodu zaručení vzniku rovinné vlny, minimálně 20 mm [29]. Do trubičky je vyvrtaná dírka tak, aby bylo možné prostrčit v pravém úhlu tenkou trubičku mikrofonní sondy, jejíž konec bude na ose trubičky, co nejbližší referenčnímu mikrofonu, resp. otoakustické sondy.

3.2.2 Měření a výpočet přenosové funkce

V prvním kroku měření [viz Obr. 3.5 (a)] je získána tlaková odezva referenčního mikrofonu P_{ref} a mikrofonní sondy P_{pt1} . Přenosová funkce referenčního mikrofonu vůči mikrofonní sondě je

$$H_{\text{ref}/\text{pt1}} = \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{pt1}}}. \quad (3.2)$$

Ve druhém kroku je nahrazen referenční mikrofon otoakustickou sondou. Důležitá je přesnost umístění otoakustické sondy na stejné místo, jako byl referenční mikrofon při předchozím měření a nezměnit přitom pozici mikrofonní sondy, která pak musí být umístěna v těsné blízkosti k otvoru otoakustické sondy, ale nesmí ho přímo blokovat. Poté se

měření zopakuje a získá se tlaková frekvenční odezva otoakustické sondy P_{ep} a mikrofonní sondy P_{pt2} . I za předpokladu, že se zachovají při výměně mikrofonů přesné pozice, bude se tlaková odezva P_{pt1} a P_{pt2} lišit z důvodu změny akustické impedance uvnitř trubičky, protože otoakustická sonda má jinou akustickou impedanci než referenční mikrofon. Přenosová funkce otoakustické sondy vztažená k mikrofonní sondě je

$$H_{ep/pt2} = \frac{P_{ep}}{P_{pt2}}. \quad (3.3)$$

Výsledná přenosová funkce otoakustické sondy vztažené k referenčnímu mikrofonu je získána vydělením $H_{ref/pt1}$ a $H_{ep/pt2}$

$$H_{ep/ref} = \frac{H_{ep/pt2}}{H_{ref/pt1}} = \frac{P_{ep}}{P_{pt2}} \times \frac{P_{pt1}}{P_{ref}}. \quad (3.4)$$

Pro získání senzitivity mikrofonu otoakustické sondy je potřeba vynásobit bezrozměrnou přenosovou funkcí $H_{ep/ref}$ citlivostí referenčního mikrofonu, která byla změřena při kalibraci referenčního mikrofonu pomocí pistonphonu.

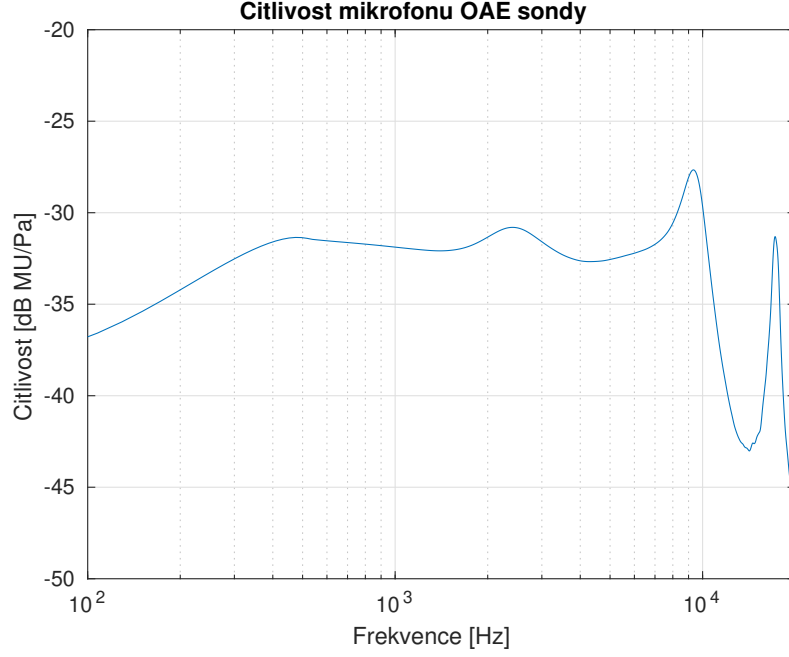
$$H_{ep} = H_{ep/ref} \times P_{REFsensitivity}. \quad (3.5)$$

Výslednou citlivost mikrofonu pak představuje graf (Obr. 3.6). Z grafu je patrné, že mikrofon sondy má relativně rovnou frekvenční charakteristiku od 400 Hz do 10 kHz, mimo drobný zdvih okolo 2.3 kHz. Mezi frekvencemi 10 kHz a 18 kHz však dochází k hlubokému poklesu citlivosti až o 16 dB a pro frekvence vyšší nad 18 kHz klesá citlivost k nule. Tato námi změřená charakteristika mikrofonu se velmi podobá charakteristice dodané výrobcem sondy, čímž lze prohlásit naše měření za validní.

3.3 Théveninovy parametry otoakustické sondy

Pro získání Théveninových parametrů P_{src} a Z_{src} otoakustické sondy je popsána metoda, během níž je sonda vložena do několika (M) trubiček známých délek L_1, \dots, L_M a tedy i známých impedancí Z_{t1}, \dots, Z_{tM} (viz Obr. 2.28) a změří se jejich tlaková odezva P_{t1}, \dots, P_{tM} . Z Théveninova náhradního zapojení (viz Obr. 2.2) je pak možné P_{src} a Z_{src}

¹Vzhledem k tomu, že všechny skripty pro kalibraci jsou vytvořeny v prostředí MATLAB, je dostačující místo napětí na svorkách zvukové karty použít přímo hodnotu amplitudy, kterou signál v tomto programu představuje. Tuto jednotku nazveme MU (MATLAB Unit) a nabývá hodnot v rozsahu $[-1, 1]$. Proto výsledná jednotka citlivosti není standardně V/Pa, ale MU/Pa.



Obr. 3.6: Citlivost mikrofonu OAE sondy v jednotkách dB / MU (MATLAB Unit)¹.

získat vyřešením soustavy rovnic [30, 14]

$$\begin{pmatrix} Z_{t_1} & -P_{t_1} \\ Z_{t_2} & -P_{t_2} \\ \vdots & \vdots \\ Z_{t_M} & -P_{t_M} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{src} \\ Z_{src} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{t_1} Z_{t_1} \\ P_{t_2} Z_{t_2} \\ \vdots \\ P_{t_M} Z_{t_M} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Jak je z rovnice patrné, teoreticky by pro výpočet P_{src} a Z_{src} stačilo použití pouze dvou impedancí, avšak pro zpřesnění výsledku je doporučeno použít $M > 4$ trubiček a využít metody nejmenších čtverců, která minimalizuje chybovou funkci $\mathcal{E}[k]$ danou vztahem

$$\mathcal{E}[k] = \sum_{i=1}^M |Z_i P_0 - P_i Z_0 - P_i Z_i|^2. \quad (3.7)$$

Théveninovy parametry jsou pak získány z rovnice

$$\begin{pmatrix} P_{src} \\ Z_{src} \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^M |P_{t_i}|^2 & -\sum_{i=1}^M Z_{t_i}^* P_{t_i} \\ \sum_{i=1}^M P_{t_i}^* Z_{t_i} & -\sum_{i=1}^M |Z_{t_i}|^2 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^M |Z_{t_i}|^2 P_{t_i} \\ \sum_{i=1}^M |P_{t_i}|^2 Z_{t_i} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

kde

$$\Delta = \sum_{i=1}^M |Z_{t_i}|^2 \sum_{i=1}^M |P_{t_i}|^2 - \sum_{i=1}^M P_{t_i}^* Z_{t_i} \sum_{i=1}^M Z_{t_i}^* P_{t_i}. \quad (3.9)$$

Chyba získaná podle rovnice 3.7 je pak podle Keefe a kol. [14] iterativní metodou snižována

$$\mathcal{N}_T = \frac{1}{k_2 - k_1 + 1} \sum_{k=k_1}^{k_2} \frac{\mathcal{C}[k]}{\sum_{i=1}^M |P_{t_i} Z_{t_i}|^2}, \quad (3.10)$$

kde pro impedance trubiček Z_{t_i} vypočtených z 2.28 jsou upravovány změnou jejich délek L_i tak, aby chyba \mathcal{N}_T byla co nejnižší. Výsledkem je tedy soubor délek trubiček, pro které vychází nejmenší chyba. Důvodem k hledání nových délek, než jaké jsou změřeny předem (například pomocí posuvného měřítka), je jednak skutečnost, že neznáme délku sondou uzavřeného prostoru, jelikož není jisté jak hluboko je sonda do trubičky zastrčena, ale také vliv evanescentních vln a dalších ztrát, ke kterým při kalibraci v trubičkách dochází.

Výše zmíněný způsob je popsán podle Keefe a kol. v [14], avšak v novější literatuře je podle Scheperle a kol. [9] a Siegel a kol. [10] doporučeno stanovit chybu z měřeného tlaku. Metoda, která je uvedena v [10] snižuje chybu vypočítanou z

$$\epsilon_{|f_1 < f < f_2} = \frac{\sum_{n+1}^N \sum_f |\hat{P}_{t_n} - P_{t_n}|^2}{\sum_{n+1}^N \sum_f |P_{t_n}|^2}, \quad (3.11)$$

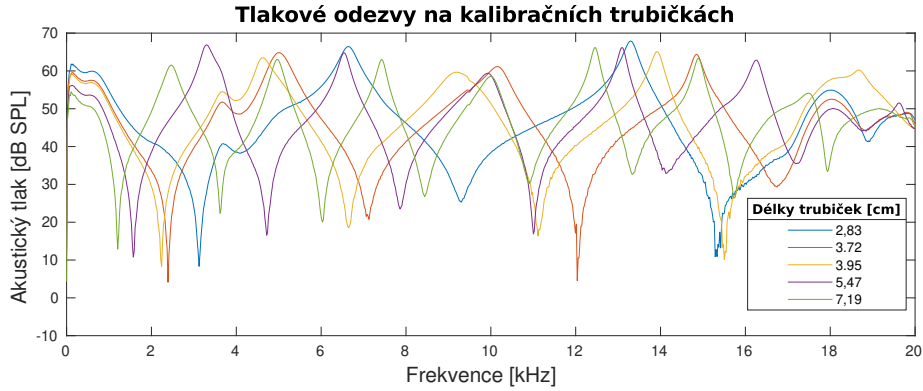
kde P_{t_n} představuje tlaky změřené při kalibraci trubiček (viz Obr. 3.7) a \hat{P}_{t_n} je tlak získaný z odhadu Théveninových parametrů sondy

$$\hat{P}_{t_n} = P_s \frac{Z_{t_n}}{Z_s + Z_n}. \quad (3.12)$$

Impedance Z_{t_n} je vypočtenou impedancí dané trubičky podle rovnice 2.28 a Théveninovy parametry sondy P_s a Z_s jsou vypočteny z rovnice 3.6. Tento postup výpočtu chyby byl v naší práci implementován. Při hledání parametrů s touto nejmenší chybou byla použita metoda simplex search, v prostředí MATLAB implementovaná funkce *fminsearch*. Keefe a kol. v [14] použili metodu Powell, která byla v rámci této práce také vyzkoušena, a její výsledky vycházely v porovnání s námi použitou metodou víceméně stejně.

Podle výše zmíněného postupu byla provedena kalibrace na pěti, z jedné strany uzavřených, měděných trubičkách o průměru 0.8 cm a délkách 2.83, 3.72, 3.95, 5.47 a 7.19 cm. Tlakové odezvy změřené na těchto trubičkách vidíme na Obr. 3.7. Na grafu můžeme vidět, že u delších trubiček se rezonanční frekvence $f_{\lambda/4}$ dané trubičky nachází na nižších frekvencích než u trubiček kratších. Jak je uvedeno v [14], lze pomocí této rezonanční frekvence odhadnout délku trubičky, která se vypočítá podle frekvence prvního minima, tedy rezonanční frekvence $f_{\lambda/4}$, tedy

$$L_n = \frac{c_0}{4f_{\lambda/4}}. \quad (3.13)$$



Obr. 3.7: Tlakové odezvy změřené na pěti kalibračních trubičkách.

Změřený tlak je však ovlivněn evanescentní vlnou, a proto se při stanovení délek trubiček jevílo vhodnější v naší práci vyjít z ručně změřeného odhadu a konečnou délku získat pomocí iterační metody. Pro přesnější odhad Théveninových parametrů sondy je však lepší efekt evanescentní vlny vhodnou metodou kompenzovat.

3.3.1 Kompenzace Evanescentní vlny

Evanescentní vlna vzniká na přechodu dvou prostředí, které mají rozdílnou impedanci. V našem případě tato vlna vzniká již při kalibraci pomocí kalibračních trubiček, kde se objevuje na přechodu vlny z úzké plastové trubičky sondy do větší měděné trubičky, nicméně se objevuje i při kalibraci v uchu subjektu. Velikost evanescentní vlny vlivem vyšších módů roste s frekvencí. Pro eliminaci vlivu těchto vln lze použít některou z metod, které využívají modifikovaného Théveninova náhradního zapojení, ve kterém se efekt evanescentních vln modeluje pomocí přidané hmotnosti (v analogiích jako induktor) sériově zapojeného k zátěžové impedanci [10, 23].

Při kalibraci na trubičkách je přítomný efekt evanescentních vln, který se projeví na odhadu parametrů Théveninova zdroje. Pokud nebudou evanescentní vlny započítané do zátěžové impedance, projeví se tento efekt na vypočtených parametrech zdroje jako záporná akustická poddajnost [23], která je v rámci elektroakustických analogií modelována jako kondenzátor zapojený v Théveninově náhradním obvodu paralelně k impedanci sondy. Počáteční hodnotu této poddajnosti stanovili Siegel a kol. [10] výpočtem

$$C_{par} \approx \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{Z_{src}} \right\}, \quad (3.14)$$

kde ω je kruhová frekvence a Z_{src} je vypočítaná impedance sondy. Takto vypočítaná paralelní poddajnost bude mít zápornou hodnotu, čímž tak nahrazuje efekt sériově zapojené akustické hmotnosti. Pro počáteční hodnotu zpoždění paralelní poddajnosti je podle [10]

stanovena jako

$$\tau_{pc} = C_{par} Z_0, \quad (3.15)$$

kde Z_0 představuje charakteristickou impedanci. Pomocí zpoždění τ lze vypočítat akustickou hmotnost L_{ew} , která modeluje v rámci Théveninova náhradního obvodu efekt evanescentních vln, a díky které se tak dá odstranit nežádoucí efekt těchto vln na výpočet parametrů sondy. Pro přesnější výpočet Théveninových parametrů sondy lze použít iterační metodu navrženou v [10]. Tato metoda vychází z modifikovaného Théveninova náhradního zapojení, kde mimo vypočtené impedance konkrétní trubičky Z_t je přidána impedance Z_{lk} , která vyjadřuje ztráty vlivem úniku, impedance Z_{fl} , která modeluje ztráty proudění, a induktor L_{ew} , který představuje akustickou hmotnost modelující evanescentní vlnu (viz Obr.2.3). Místo hmotnosti L_{ew} bude pro snadnější vysvětlení iterace dále uvažována přímo impedance $Z_{ew} = i\omega L_{ew}$. Celková impedance, která zatěžuje při kalibraci trubičkami sondu Z_{load} , se pak vypočítá jako

$$Z_{load} = Z_{fl} + Z_{ew} + Z_{lk} || Z_t. \quad (3.16)$$

Vzhledem k tomu, že hodnota Z_{lk} je konstantní a neměla by nijak zásadně ovlivnit následné iterace, v našem případě kalibrace bude zanedbána. Impedanci Z_{fl} lze vypočítat z

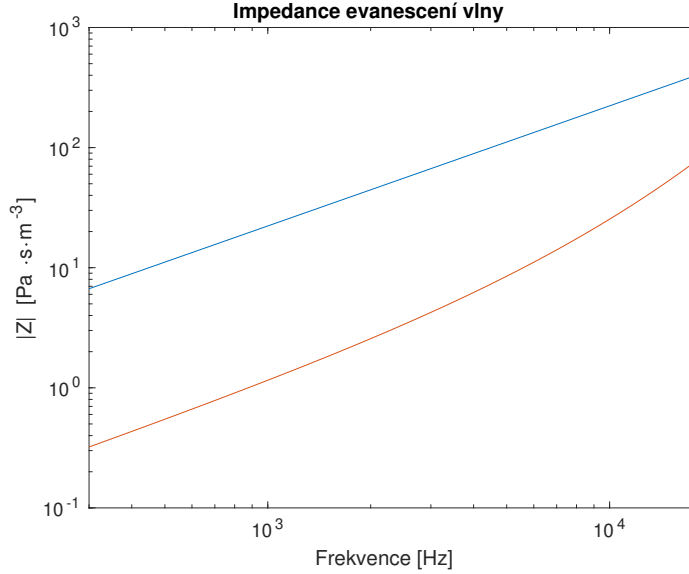
$$Z_{fl} = -R_{fl} \sqrt{f}, \quad (3.17)$$

kde f je frekvenci a R_{fl} je koeficient ztráty šíření.

Z důvodu neznámých přesných hodnot veličin délky trubičky L_n , impedance evanescentní vlny Z_{ew} a impedance ztráty šířením Z_{fl} je vhodné použít pro jejich nalezení iterační metodu. Při hledání nejmenší chyby podle vzorce 3.11 bylo využito metody simplex search, v prostředí MATLAB implementované funkce *fminsearch*. Tato funkce pracuje jako multidimenzionální optimalizace vstupních parametrů pro minimalizování výstupního parametru, tedy vypočítané chyby.

Celý postup výpočtu Théveninových parametrů sondy je dán pěti kroky:

- (1) Odhad parametrů sondy při $Z_{ew} = 0$ a nalezení délek trubiček L_n a koeficientu ztráty šíření Z_{fl} , které minimalizují chybu ϵ_{pc} ve frekvenčním rozsahu 2 – 8 kHz.
- (2) Nalezení τ_{pc} z rovnice 3.14 a 3.15 pro Z_{src} vypočtené z předchozího kroku. Zpoždění τ_1 se stanoví z τ_{pc} , pokud $\tau_{pc} < 0$, bude $\tau_1 = -\tau_{pc}$. V opačném případě bude $\tau_1 = 0$.



Obr. 3.8: Vypočtené impedance evanescentní vlny. Modrá křivka značí výpočet ze vzorce 3.20 a červená křivka impedance získanou iterací v kalibračním kroku (5).

(3) Vypočteme Z_{ew} ze vzorce

$$Z_{ew} = iZ_0\omega\tau_1 \quad (3.18)$$

a nalezneme délky L_n a impedance Z_{fl} při minimalizování chyby ϵ_{pc} ve frekvenčním rozsahu 2 – 8 kHz.

(4) Pro $m = 1, \dots, 5$ se nastaví zpoždění $\tau_m = \tau_1$, stanoví se Z_{ew} podle

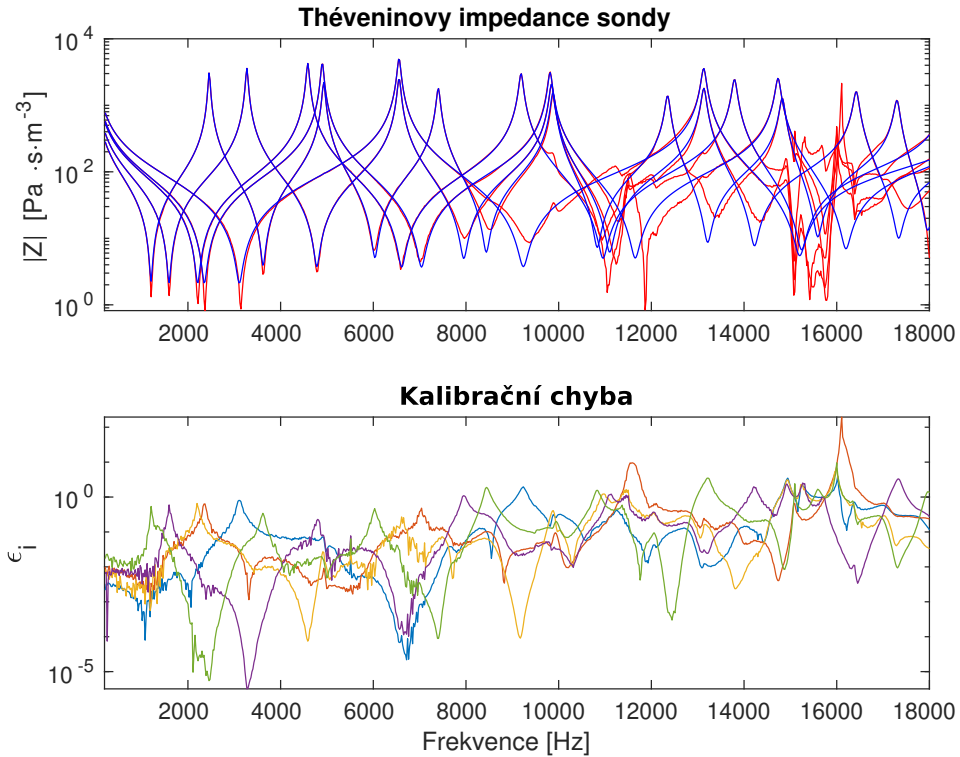
$$Z_{ew} = iZ_0 \sum_{m=1}^5 (\omega\tau_m)^m \quad (3.19)$$

a naleznou se zpoždění τ_m při minimalizování chyby ϵ_{pc} ve frekvenčním rozsahu 2 – 18 kHz.

(5) Impedanci Z_{ew} stanovíme podle rovnice 3.19 a nalezneme délky L_n a Z_{fl} pro minimalizování chyby ϵ_{pc} ve frekvenčním rozsahu 2 – 8 kHz.

Těmito pěti kroky jsou obdrženy výsledné hodnoty délek trubiček L_n , přidané hmotnosti evanescentní vlny Z_{ew} a impedance ztrát proudění Z_{fl} , díky kterým pak lze vypočítat Théveninovy parametry sondy, jež budou kompenzovány pro dané nežádoucí vlivy. Na Obr. 3.9 lze pozorovat na trubičkách změřené a vypočtené tlakové odezvy. V horním grafu modré křivky představují impedance, které byly pro trubičky vypočtené pomocí změřeného signálu, červené pak odhad, jež byl vypočítán po kroku (5) kalibrační procedury. V dolním grafu můžeme vidět chybu vypočtenou podle podílu odhadnuté impedance podle změřeného tlaku \hat{Z}_i a vypočtené impedance trubičky Z_i rovnicí 2.28, tedy $\epsilon_i = (1 - \hat{Z}_i/Z_i)$.

Na tomto grafu lze pozorovat minimalizaci chyby pro nižší frekvence, avšak pro frekvence od 10 kHz výše je výsledek velmi nepřesný. To může být způsobeno nelinearitami, které mohou pro takto vysoké frekvence na sondě vzniknout. Amplitudový rozdíl, nacházející se na frekvencích představující rezonanční frekvence trubiček, by mohl být způsoben zanedbáním impedance ztráty vlivem úniku Z_{lk} . Ve snaze výsledek zlepšit však bylo vyzkoušeno mnoho různých experimentů.



Obr. 3.9: Graf nahoře představuje změřené a vypočtené impedance kalibračních trubiček pro metodu odstranění vlivu evanescentní vlny. Graf níže představuje vypočtenou chybu z impedancí podle $\epsilon_i = (1 - \hat{Z}_i/Z_i)$.

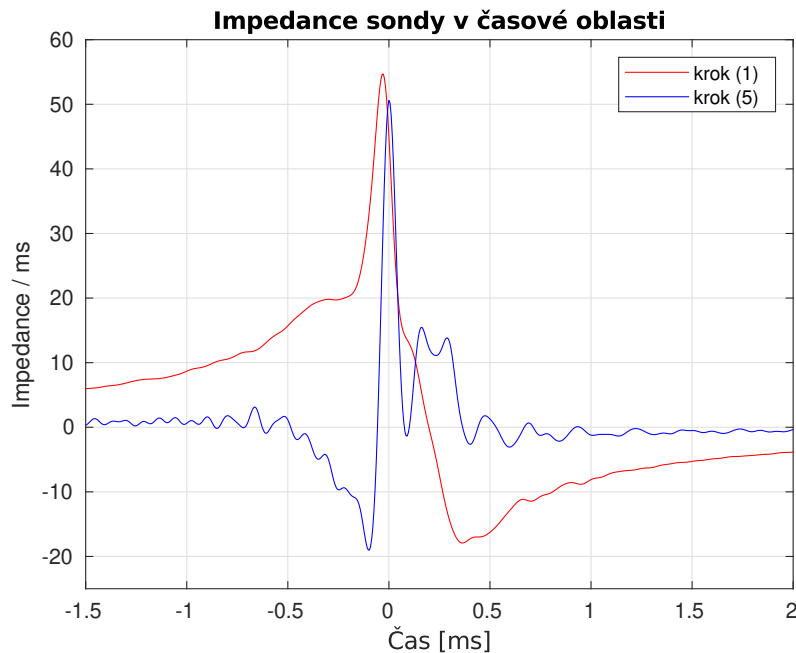
Jednou z možností, jak lze zkontrolovat efekt evanescentní vlny, je využití poznatku, že paralelní poddajnost, způsobená právě evanescentní vlnou způsobí, že daná impedance bude nekauzální [31]. To lze pozorovat v časové doméně impedance zdroje, která je uvedena na Obr. 3.10, kde červená křivka představuje Théveninovu impedanci sondy získanou v kroku (1) a modrá křivka impedanci po kroku (5), tedy vypočtenou po celém postupu. Časová impedance byla získána z vypočtených impedancí pomocí inverzní Fourierovy transformace. Před převodem impedance do časové domény pomocí inverzní Fourierovy transformace byl signál upraven využitím techniky zero-padding pro zvýšení vzorkovací frekvence čtyřikrát (výsledná frekvence 176.4 kHz) a použití Blackmanova okna se středem v nulové frekvenci s polovinou šířky pásma 16 kHz. V Obr. 3.10 lze na červené křivce

vidět, že impedance roste již v záporném čase, kde se také nachází maximum, a tak lze říct, že signál je nekauzální, za což může přítomná paralelní poddajnost. U modré křivky lze pozorovat, že signál se již z velké části nachází hlavně na straně kladného času a lze tedy říct, že efekt evanescentní vlny je kompenzován. Obdobného efektu bylo dosaženo v literatuře [10].

Pro výpočet impedance evanescentní vlny Z_{ew} lze použít i jinou metodu, která vychází z rozměrů těchto dvou trubiček, na jejichž rozhraní evanescentní vlna vzniká [24]. To je dáno vztahem

$$Z'_{ew} = i\pi R^2 \omega \left(\frac{\rho}{R} \right) \left(0.26164 - 0.353 \frac{R_m}{R} + 0.0809 \left(\frac{R_m}{R} \right)^3 \right), \quad (3.20)$$

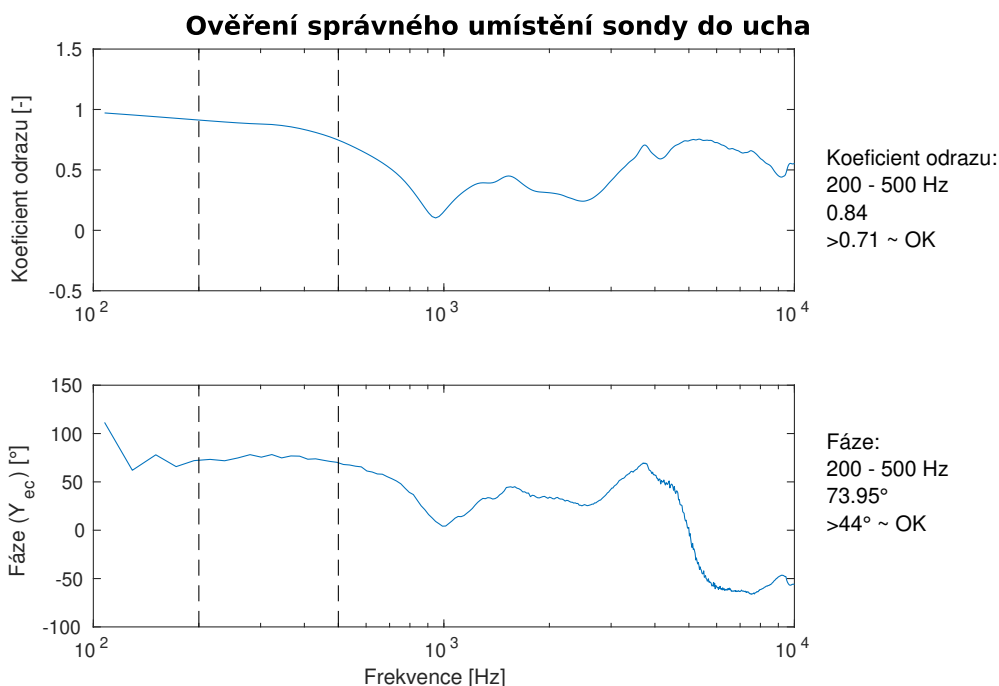
kde R_m je poloměr větší trubičky, R je poloměr menší trubičky, ω je kruhová frekvence a ρ je hustota vzduchu. Na Obr. 3.8 se nachází porovnání námi vypočtených impedancí evanescentní vlny. Modrá křivka představuje impedanci ze vzorce 3.20 a červená impedance, která je získána iterací v kroku (5) kalibračního postupu. Z grafu je patrné, že iteracemi získaný odhad impedance evanescentní vlny se liší od impedance získané analytickým vztahem a tedy by bylo dobré tuto problematiku blíže prozkoumat.



Obr. 3.10: Impedance převedená do časové oblasti pomocí inverzní Fourierovy transformace. V grafu jsou porovnané dvě vypočtené Théveninovy impedance sondy. Červená křivka představuje výpočet impedance sondy po prvním kroku postupu, tedy bez uvažování evanescentní vlny. Modrá křivka představuje výslednou impedanci, tedy po započítání efektu evanescentní vlny a minimalizování všech chyb.

3.4 Ověření správného vložení sondy do ucha

Pro ověření správného umístění sondy bylo použito metody, která využívá poznatku, že pokud je sonda do ucha špatně zastrčena, dojde ke ztrátám vlivem úniku vzduchu, které se projeví na změřené tlakové odezvě [16]. Největší vliv těchto ztrát lze pozorovat na změně fáze akustické admitance měřeného ucha ($1/Z_{ec}$) a na jeho koeficientu odrazu R . Efekt ztrát je patrný především na nízkých frekvencích a projevuje se až do 10 kHz, avšak už od 1 kHz lze vliv úniku vzduchu na přijímaný signál považovat za náhodný. Proto je metoda zaměřena na frekvence především v rozmezí 200 – 500 Hz. Sondu lze pak označit za správně umístěnou v uchu, pokud bude pro výše zmíněný rozsah frekvencí průměrná hodnota koeficientu odrazu vyšší než 0.71 a fáze admitance ucha vyšší než 44° (převzato z [16]). Na Obr. 3.11 lze pozorovat ukázkou z ověření při měření ucha subjektu, kde v horním grafu je zobrazen koeficient odrazu daného ucha a níže pak fáze jeho admitance. Jak je podle informací v pravé části grafu vidět, podmínka správného zastrčení byla splněna v obou požadovaných kritériích. Experimentováním bylo ověřeno, že uvedený postup detekce špatného vložení špuntů do ucha je funkční.



Obr. 3.11: Ověření správného umístění sondy do ucha měřeného subjektu. Hodnoty pro porovnání byly získány průměrem z oblasti 200 - 500 Hz. Tyto oblasti jsou označeny svislými černými osami. Graf nahoře představuje koeficient měřeného ucha. Pro dané měření vyšla průměrná hodnota koeficientu odrazu pro daný frekvenčním rozsah 0.84, podmínka tedy byla splněna. Graf níže představuje fázi admitance měřeného ucha. Průměrný úhel v daném rozsahu byl 73.95° , podmínka tedy byla splněna.

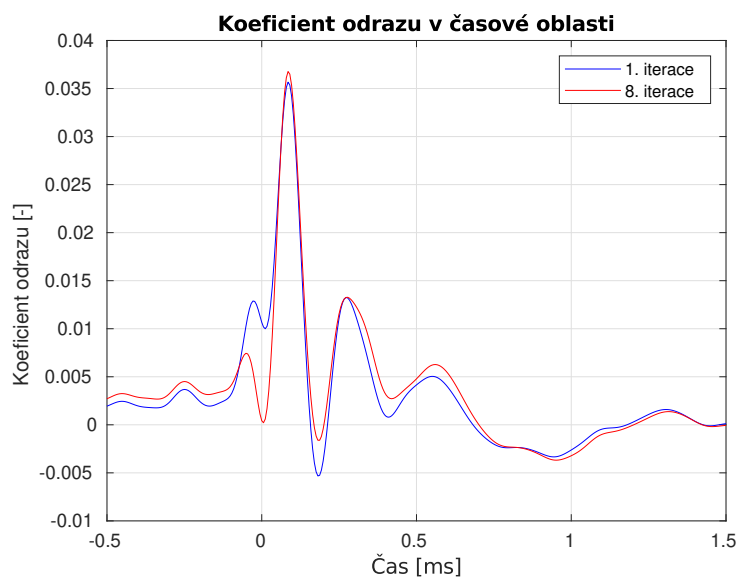
3.5 Inverzní řešení odhadu rozměru vnějšího zvukovodu

Zvuk šířící se v uzavřeném prostoru je ovlivněn rozměry prostředí. V lidském uchu je tato situace složitější, protože ucho každého člověka je svými rozměry unikátní a nelze tedy snadno určit přesný model vnějšího zvukovodu [32]. Proto se pro aproximaci těchto rozměrů obvykle tvar zvukovodu nahrazuje uzavřenou rovnou trubičkou, o průměru 0.8 cm. Tento odhad je však nepřesný, protože ucho může být různě zúžené, či kroucené, což má také vliv na jeho akustické vlastnosti. Pro přesnější výpočet koeficientu odrazu R navrhli Rasetshwane a Neely v [12] způsob, jakým lze docílit přesnějšího odhadu tvaru vnějšího zvukovodu. Princip této metody spočívá v hledání tzv. inverzního řešení, kdy tvar vnějšího zvukovodu je odhadnut ze změřené akustické impedance ucha Z_{ec} . Tato zátěžová impedance se spolu s charakteristickou impedancí Z_0 (viz rovnice 2.3) využije ke spočítání koeficientu odrazu uvnitř ucha, který je dán vztahem 2.2. Následně je použita iterativní metoda, která hledá podle vypočítaného koeficientu odrazu R upravuje charakteristickou impedanci měřeného ucha Z_0 . Detailní postup celé metody je následující

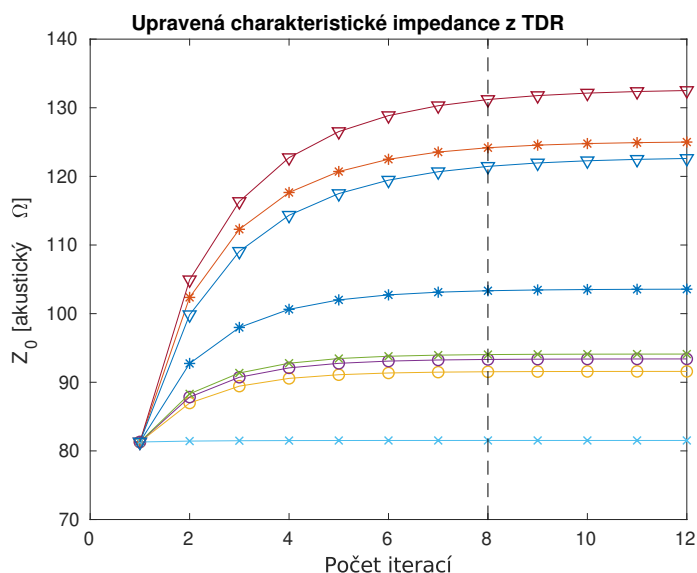
- (1) Vypočtení odhadu Z_0 podle rovnice 2.3 pro průřez trubičky použité při kalibraci ($Z_0 = 81.55$ akustických ohmů)
- (2) Vypočtení koeficientu odrazu pomocí vzorce 2.2 pro počáteční odhad Z_0 , provedení úpravy spektra (viz níže) a pomocí inverzní fourierovy transformace převedení koeficientu odrazu do časové oblasti.
- (3) Úprava Z_0 tak aby došlo ke snížení hodnoty koeficientu odrazu v časové oblasti pro $t = 0$ (viz Obr. 3.12).
- (4) Opakování bodů (2) a (3) do ustálení hodnoty. Obdobně jako u [12] došlo v námi provedených experimentech k ustálení hodnoty po provedení osmé iterace (viz Obr. 3.13).

Pro snížení chyby při aplikování inverzní Fourierovy transformace bylo pro dosažení vyšší vzorkovací hustoty využito techniky upsampling, tedy zvýšení vzorkovací frekvence faktorem 4, (výsledná frekvence 176.4 kHz) pomocí doplnění nul ve spektru (zero padding). Dále byla pro snížení vlivu prosakování v čase použita dolní propust spektra pomocí Blackmanova okna s polovinou šířky pásma 16 kHz.

Na Obr. 3.12 můžeme vidět snížení hodnoty koeficientu odrazu v časové doméně pro čas $t = 0$. Obr. 3.13 představuje vývoj zpřesnění charakteristických impedancí pomocí převedení koeficientu odrazu do časové oblasti.



Obr. 3.12: Koeficient odrazu převedený do časové oblasti pomocí inverzní Fourierovy transformace. Modrá křivka představuje koeficient odrazu vypočítaný po první iteraci, červená křivka ukazuje koeficient po osmé iteraci. V čase $t = 0$ lze pozorovat snížení hodnoty koeficientu odrazu z 0.01 na 0.



Obr. 3.13: Charakteristická impedance ucha získaná pomocí převedeného koeficientu odrazu do časové oblasti. Jednotlivé křivky představují postupně se s každou iterací zpřesňované charakteristické impedance měřených subjektů.

4. Ověření kalibrační metody

Implementované kalibrační metody byly ověřeny pomocí měření DPOAE a SFOAE, při různých hloubkách zastrčení sondy do ucha a pro dvě úrovně stimulů SPL a FPL. Změřené otoakustické emise při přehrávání stimulů FPL byly díky získaným parametrům zpětně přepočítány na EPL.

Experiment probíhal na dvou subjektech, přičemž práh slyšení jednoho subjektu byl na frekvencích mezi 250 Hz a 8 kHz do 15 dB vzhledem k prahu slyšení pro normálně slyšící subjekty, avšak u druhého subjektu byl znám propad v prahu slyšení o přibližně 15 dB ve frekvenční oblasti 1.5 - 2.5 kHz. Měření probíhala při stejných podmínkách jako kalibrace sondy, tedy na zvukové kartě RME Fireface UC, při vzorkovací frekvenci 44.1 kHz a bitové hloubce 24-bitů. Sonda ER-10C byla nastavena na zesílení 20 dB.

Na začátku každého měření byla změřena tlaková odezva v daném uchu, ze které se následně vypočítaly parametry potřebné při kalibraci FPL, resp. EPL a pro ověření správného zastrčení sondy. Pro každé zastrčení sondy proběhlo měření zvlášť pro úrovně stimulů SPL, prezentující stimuly bez uvažování vlastností měřeného ucha, tedy bez kompenzace stojatého vlnění, a FPL, jenž stimuly upravuje tak, aby daná hodnota představovala úroveň signálu podle součtu všech dopředných vln. Nejprve byla prováděna měření při hlubokém, tedy maximálním možném zastrčení sondy. Po provedení obou měření, tedy SPL a FPL, byla sonda vytažena a umístěna do menší hloubky než v prvním kroku. Toho lze například docílit, pokud špunt byl zastrčen do maximální vzdálenosti a následně opatrně povytažen. Poté byla obě měření zopakována, čímž byla získána data pro ověření kalibračních metod. Otoakustické emise získané při měření FPL byly díky znalosti akustických parametrů *post hoc* přepočítány na EPL pomocí vzorce 2.8.

4.1 Měření DPOAE

4.1.1 Metoda měření

Měření DPOAE bylo provedeno na dvou subjektech ve frekvenčním rozsahu pro f_2 v rozmezí 1 až 4 kHz při poměru $f_2/f_1 = 1.2$. Hladiny stimulů byly nastaveny na $L_1 = 65$ dB SPL, resp. FPL a $L_2 = 55$ dB SPL, resp. FPL, tedy pro silnější intenzity, jenž by měly dávat relativně silné emise (>0 dB SPL). Měření probíhala pomocí logaritmického chirpu s rychlostí rozmítání 0.5 oktávy za 1 sekundu od nízkých frekvencí k vyšším (optimální parametry pro měření OAE pomocí rozmítaného sinu do cca 4 kHz [33]). Pro snížení

šumu byl chirp přehráván opakovaně a výsledná odezva byla v čase průměrována. Počet opakování chirpu byl zvyšován dokud se zvětšoval odstup získané OAE od šumového pozadí. Obvykle se tento odstup signálu od šumu přestal zvětšovat přibližně při třicátém opakování. Před zprůměrováním byly změřené signály filtrovány pomocí filtru horní propusti. K tomu bylo použito Butterworthova filtru 4. řádu s mezní frekvencí na 300 Hz. Pro výsledek pak byla data zprůměrována ze všech odezev s oknem o délce 5512 vzorků při posouvání okna s krokem 51 vzorků. Dále byl použit algoritmus pro zpracování, který dané analyzované okno nezapočítal do výsledného průměrování, pokud šum pozadí překročil práh 0 dB SPL. Takovýto vyšší šum pozadí mohl být způsobený například polknutím subjektu, či jeho pohybem. DPOAE bylo z naměřených dat extrahováno pomocí metody nejmenších čtverců, kdy změřený signál byl aproximován očekávaným signálem [34].

4.1.2 Výsledky

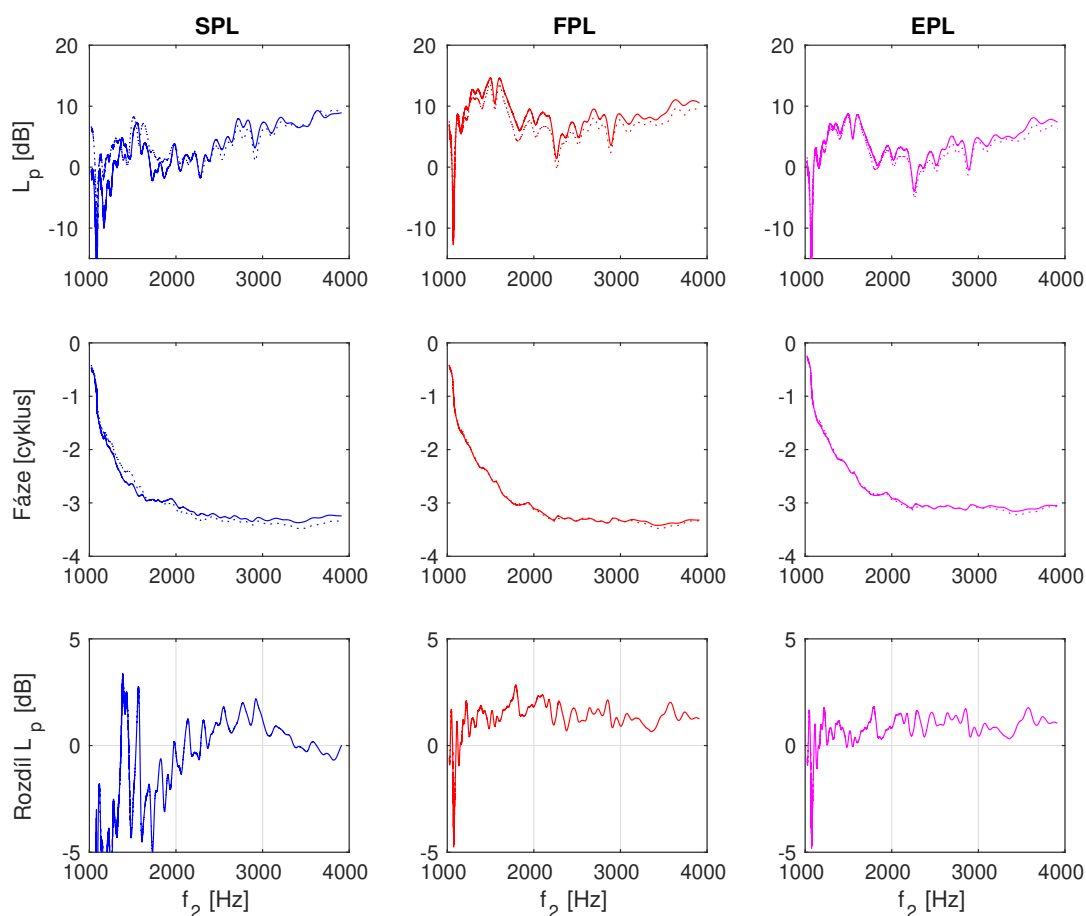
Výsledky měření DPOAE pro subjekt (A) jsou předvedeny na Obr. 4.1 a pro subjekt (B) na Obr. 4.2. Struktura obou grafů je stejná: sloupec vlevo představuje distorzní produkt OAE získaný při měření SPL, prostřední sloupec představuje DPOAE změřené při úpravě stimulů na FPL, tedy při kompenzaci stojatého vlnění vypočtením dopředné vlny a sloupec vpravo představuje emitovaný tlak, tedy přepočítané OAE pro kompenzaci odrazu vlny od sondy. První dvě řady představují pro jednotlivé typy kalibrace porovnání hladiny akustického tlaku (horní řada) a fáze (prostřední řada) DPOAE pro hluboké (plná čára) a mělké (tečkovaná čára) vložení sondy do ucha. Spodní řada představuje rozdíl hladin akustického tlaku mezi emisemi změřenými pro dva způsoby zastrčení (hluboké x mělké).

U subjektu (A) tedy na Obr. 4.1, můžeme v horní řadě vidět naměřené DPOAE, jehož hodnoty jsou až na nejnižší frekvence (okolo 1 kHz) v celém měřeném pásmu nad hodnotou 0 dB SPL a tedy lze říct, že daný subjekt má emise výbavné. Ve změřeném tlaku také lze pozorovat, že vyšších hodnot (v dB SPL) otoakustických emisí je dosaženo při použití kalibrace FPL než při kalibraci SPL.

U subjektu (B), tedy na Obr. 4.2 je na grafech v horní řadě patrný propad ve změřených DPOAE ve frekvenčním rozsahu 1.5 - 2.5 kHz, což by mohlo korelovat s poznatkem o zhoršeném prahu slyšení na těchto frekvencích u tohoto subjektu. Z důvodu slabých emisí tak dochází k posunutí změřených hodnot blíže k prahu šumu (okolo -15 dB), čímž dojde k narušení naměřených výsledků, což se projeví hlavně na grafech rozdílu (poslední řada).

Na obou obrázcích 4.1 a 4.2 lze z poslední řady grafů, tedy z rozdílů změřených DPOAE

Naměřené DPOAE subjektu (A) pro různé kalibrace

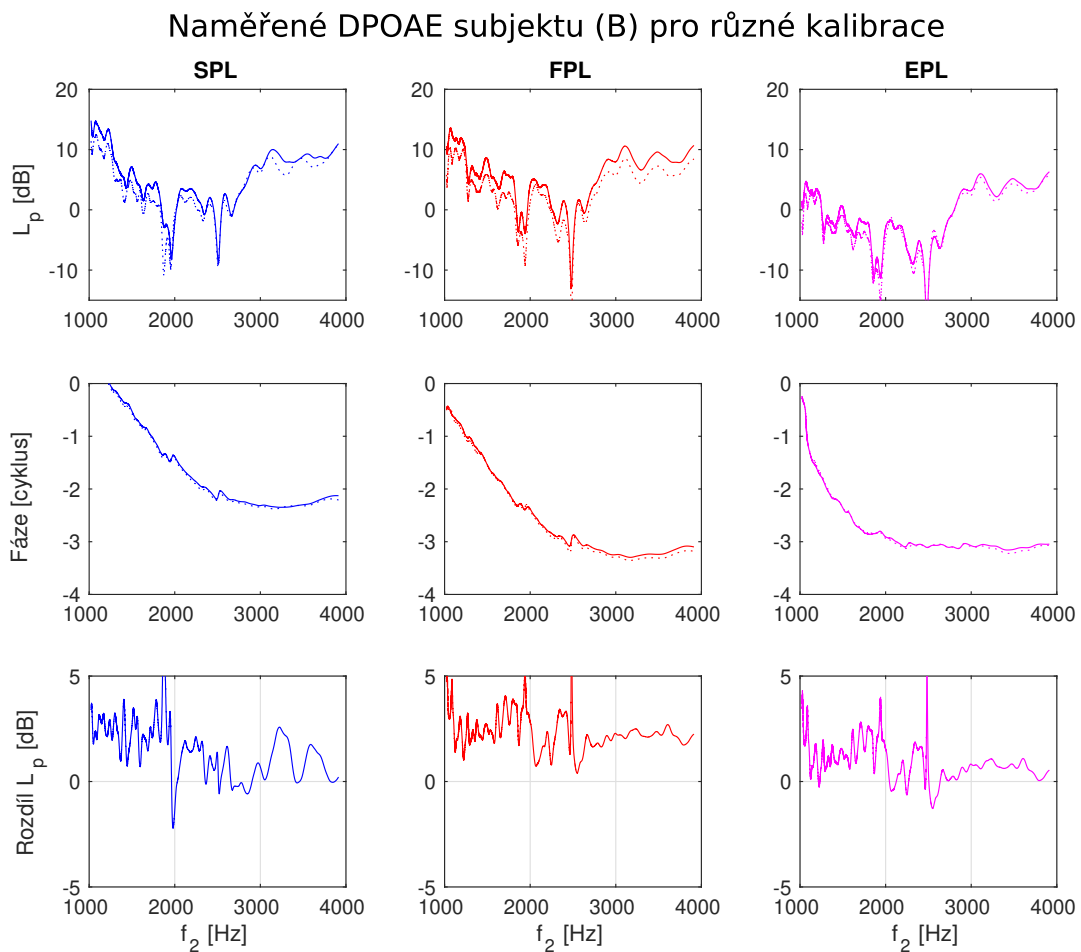


Obr. 4.1: Výsledky měření DPOAE na Subjektu (A) při hlubokém (plná čára) a mělkém (tečkovaná čára) zastrčení sondy do ucha. Jednotlivé sloupce označují použitý způsob kalibrace, tedy SPL (vlevo), FPL (uprostřed) a EPL (vpravo). První řada pak značí akustický tlak změřených otoakustických emisí v příslušných jednotkách daných metod kalibrace (SPL, resp. EPL), druhá řada představuje fázi těchto emisí a třetí řada jsou grafy rozdílu naměřených OAE při hlubokém a mělkém zastrčení sondy do zvukovodu. Toto rozdělení obrázku je totožné pro všechny výsledky měření otoakustických emisí.

při hlubokém a mělkém zastrčení sondy, pozorovat, že při použití metody kalibrace FPL oproti kalibraci SPL dojde ke snížení výchylky a eliminují se rychlé změny. Nejlepší výsledky byly dosaženy pro kalibraci EPL, kde z grafů rozdílů (poslední řádek) lze vidět nejmenší odlišnost mezi tlakem naměřeným při hlubokém a mělkém vložení sondy. U grafu rozdílu naměřených emisí můžeme také pozorovat, že sonda při hlubším vložení měří otoakustické emise s vyšší amplitudou než v případě vložení mělkého. Podobné výsledky bylo dosaženo v [11]. Kalibrace EPL pak tento rozdíl sníží blíže k nule, což potvrzuje funkčnost námi implementovaných metod.

Vzhledem k tomu, že efekt stojatého vlnění ovlivňuje šíření vlny ve vnějším zvuko-

vodu hlavně na násobcích rezonanční frekvence (dané rozměry zvukovodu), mělo by dojít k největšímu rozdílu mezi zkalibrovanými a nezkalibrovanými daty především na těchto frekvencích, jak je například patrné v [11] na obrázku Fig.6. Naše měření však probíhala pouze do 4 kHz, tedy do frekvenční oblasti blízko místu první nuly. V současné době je na pracovišti katedry radioelektroniky implementováno měření pomocí rozmítaných sinů pouze do 4 kHz, také vzhledem k tomu, že dané parametry sinů jsou optimální pro tento frekvenční rozsah [33]. Změna metody je nad rámec této práce a vzhledem k časové tísně nebylo tedy ověření na vyšších frekvencích již provedeno. Shoda výsledků pro nižší frekvence s literaturou však naznačuje, že výsledek by byl pozitivní také na vyšších frekvencích (alespoň do 10 kHz pro než je námi provedena kalibrace nejvíce validní).



Obr. 4.2: Výsledky měření DPOAE na Subjektu (B). Popis grafu viz Obr. 4.1

4.2 Měření SFOAE

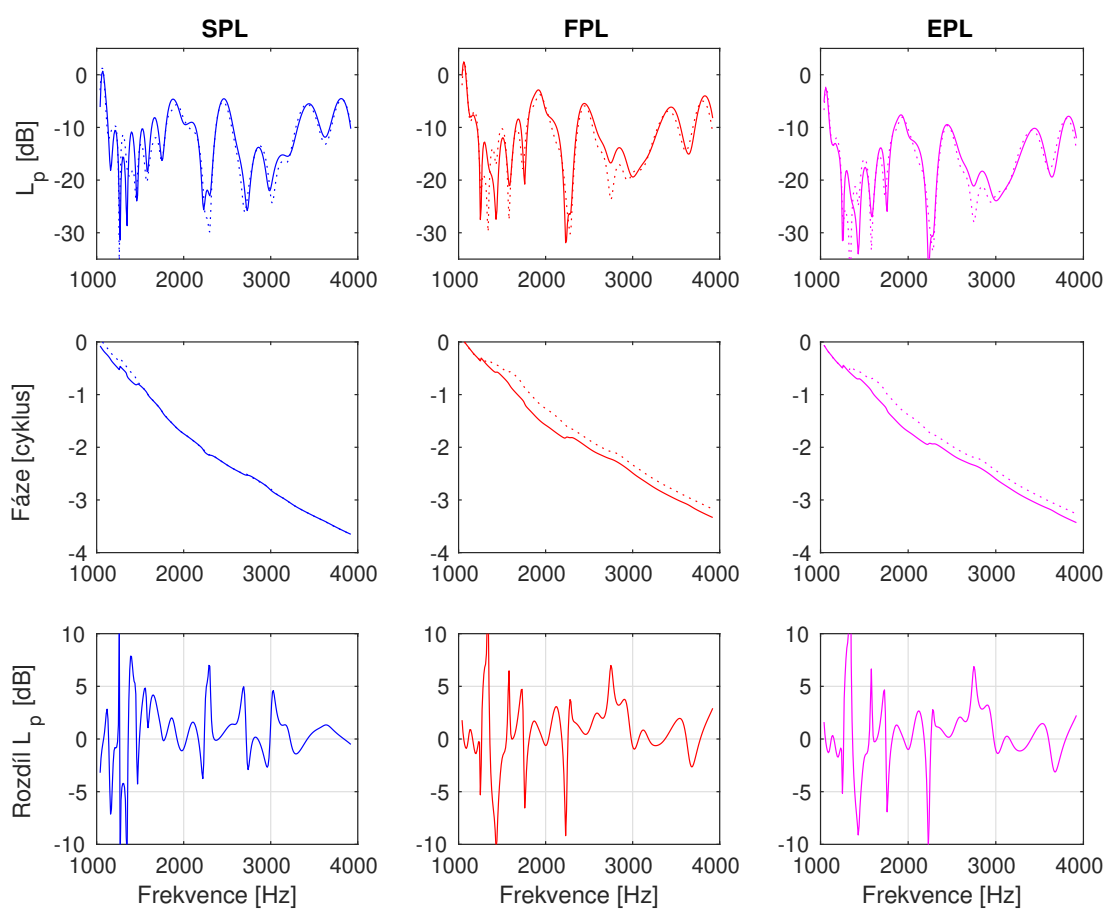
4.2.1 Metoda měření

Měření SFOAE bylo provedeno pro stejné subjekty jako DPOAE. Měřeny byly frekvence $f = 1 - 4$ kHz s úrovní signálu 35 dB SPL, resp. FPL. Při měření bylo použito tzv. supresoru, tedy dodatčného tónu, který byl prezentován současně s testovacím tónem avšak s o 50 Hz nižší frekvencí a úrovní signálu 60 dB SPL, resp. FPL. Pro měření bylo použito metody podle Shera a Guinan [19], kdy je nejprve prezentován samotný testovací tón (p_1), poté se pustí k testovacímu tónu i supresor (p_2) a poté se oba kroky zopakují (další tón p_3), avšak v druhém kroku bude mít supresor opačnou polaritu (p_4). Pro získání SFOAE se pak tyto čtyři signály sloučí $(p_1 + p_3)/2 - (p_2 + p_4)/2$, čímž by měla v signálu zůstat pouze složka SFOAE. Dále byla ze změřeného signálu odstraněna složka s near-zero latencí, která neodpovídá emisím, nýbrž pravděpodobně představuje chybu způsobenou stažením středoušních svalů. Kvůli tomuto kroku byly SFOAE analyzovány v časově frekvenční doméně, pomocí metody navržené Moletim a kol. [35]. Pro získání amplitudy a fáze lze tedy opět použít metody nejmenších čtverců s vhodným modelem rozmítaného sinu [34]. Filtrace signálu, metoda průměrování a další metody byly v případě měření SFOAE použity stejně jako při měření DPOAE (viz 4.1.1).

4.2.2 Výsledky

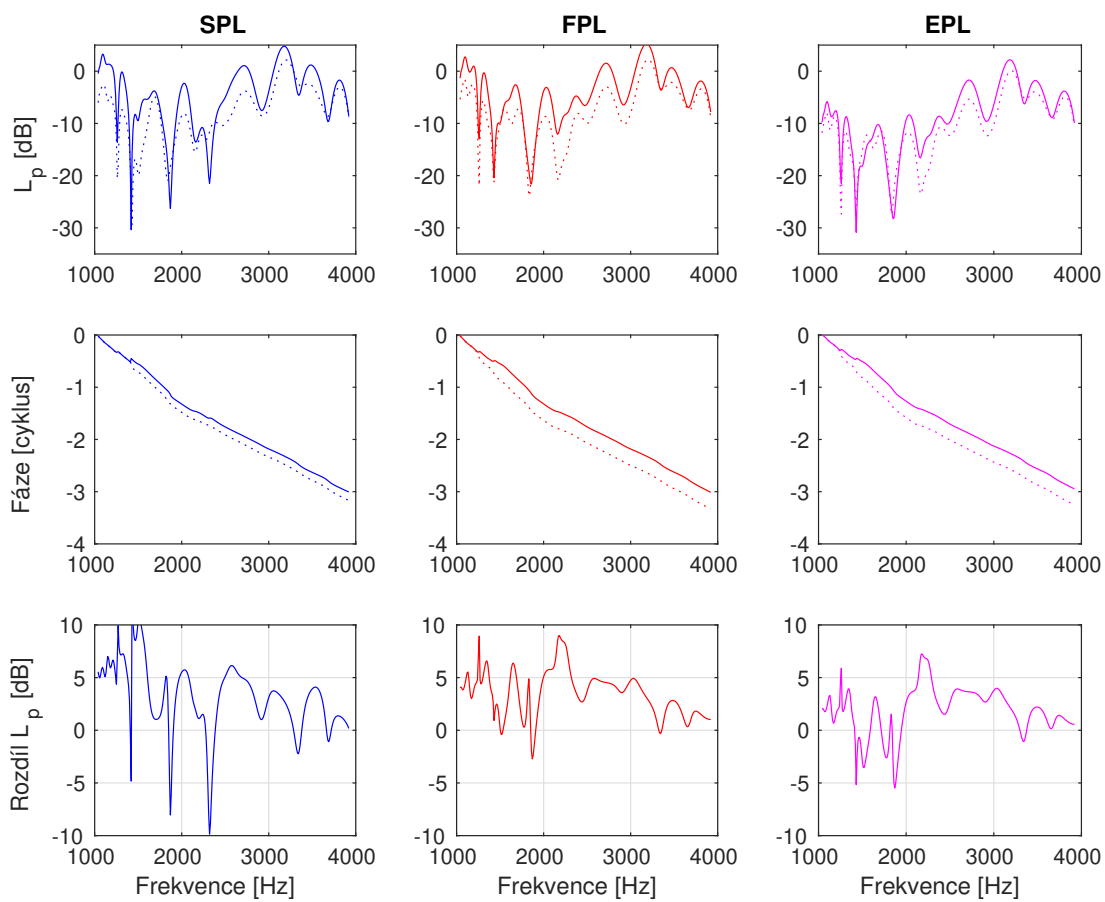
Výsledky měření SFOAE lze pro subjekt (A) pozorovat na Obr. 4.3 a pro subjekt (B) na Obr. 4.4. Popis obrázků je shodný jako pro obrázky měření DPOAE 4.1.2. Na výsledcích obou grafů je patrné, že signál naměřených emisí je velmi slabý, okolo -15 dB a tedy jsou velmi blízko šumovému pozadí měřicího systému (přibližně -15 dB), které, jak je vidět, měřené otoakustické emise značně ovlivňuje, obzvláště pak u subjektu (A) na Obr. 4.3. V případě SFOAE tedy můžeme pozorovat vyšší výbavnost emisí spíše u subjektu (B), tedy na Obr. 4.4. Na grafu rozdílů můžeme pozorovat snížení rozptylu v naměřených emisích pro kalibraci FPL oproti SPL. Obdobně jako pro DPOAE, můžeme sledovat u kalibrace FPL vyšší amplitudu emisí změřených při hlubším zastrčení sondy. Tento efekt je pak opět snížen konverzí změřených OAE na EPL.

Naměřené SFOAE subjektu (A) pro různé kalibrace



Obr. 4.3: Výsledky měření SFOAE na Subjektu (A). Popis grafu viz Obr. 4.1 Ve výsledcích nejsou příliš nízké emise, signál je tedy ovlivněn šumovým pozadím měřicího systému.

Naměřené SFOAE subjektu (B) pro různé kalibrace



Obr. 4.4: Výsledky měření SFOAE na Subjektu (B). Popis grafu viz Obr. 4.1

Závěr

Cílem této práce bylo prostudovat metody kalibrace sond pro měření otoakustických emisí (OAE) a implementovat vhodné metody, které by umožnily opakovatelnost měření a nezávislost na hloubce zastrčení sondy do zevního zvukovodu. Na základě literatury (Souza a kol. [8], Charaziak a kol.[11] a Siegel a kol. [10]) byla implementována metoda kalibrace měřících signálů vzhledem k FPL (Forward Pressure Level) a metoda EPL (Emitted Pressure Level), která naměřené OAE přepočítá, čímž kompenzuje jejich odraz od sondy. Pro získání Théveninových parametrů sondy se vycházelo z [10], kde Siegel a kol. uvádí postup, který pro získání impedance evanescentní vlny a impedance ztrát prouděním využívá iterační metody. V našem případě byl tento postup však implementován pro sondu ER-10C, tedy jinou sondu, než pro jakou byl výše zmíněný postup navržen. Dle výsledku je patrné, že chyba měření byla efektivně snížena pro frekvence do 10 kHz, avšak pro vyšší frekvence je výsledek zkreslený. Pro naše účely na pracovišti katedry radioelektroniky je tento dosažený výsledek nyní dostatečný, jelikož nyní prováděna měření jsou v tomto frekvenčním rozsahu. To je také dáno frekvenční charakteristikou mikrofону sondy ER-10C, která byla získána pomocí námi implementované metody kalibrace, jejíž celý postup je v rámci této práce detailně popsán. Námi změřená frekvenční charakteristika ukazuje, že mikrofon sondy má frekvenční charakteristiku přiměřeně rovnou zhruba od 400 Hz až do 10 kHz, poté však jeho citlivost kolísá. Tento výsledek odpovídá charakteristikám dodaných výrobcem, díky čemuž lze naši implementaci kalibrační metody považovat za správnou.

Pro výpočet Théveninových náhradních parametrů sondy, její impedance a zdroje tlaku, bylo potřeba stanovit impedance uzavřené trubičky o známých rozměrech. Pro porovnání bylo použito dvou různých vztahů, avšak jejich výsledek byl téměř stejný. Dále byla implementována metoda pro kontrolu správného zastrčení špuntu sondy do ucha, což bylo experimentálně ověřeno jakožto funkční.

Implementované kalibrační metody byly ověřeny pro nezávislost na hloubce vložení sondy do vnějšího zvukovodu pomocí měření distorzních otoakustických emisí (DPOAE) a emisí evokovaných čistými tóny (SFOAE). Měření proběhla na dvou subjektech pro dvě různé kalibrace úrovně stimulů, SPL a FPL. Otoakustické emise změřené při použití stimulů FPL byly pomocí konverze přepočítány na hodnoty EPL. Největší nezávislosti na hloubce vložení bylo dosaženo při EPL metodě. Tyto výsledky indikují, že kalibrační metody byly na daném frekvenčním rozsahu implementovány správně.

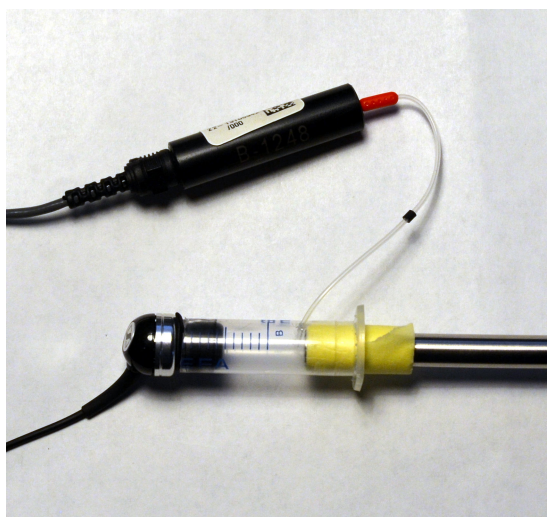
Při práci jsme zjistili relativně velkou neshodu mezi získanými hodnotami přidané akustické hmotnosti do zatěžovací impedance modelující vliv evanescentní vlny a analytickým vztahem pro tuto hmotnost daným v [24] (viz Obr. 3.8). Toto a jiné skutečnosti, jako například přesné studium ztrát proudění, které bylo v této práci odhadnuto pouze empiricky, by bylo dobré studovat v další práci, kdy odhady by mohly být provedeny pomocí numerických simulací.

A. Příloha

Postup kalibrace mikrofону otoakustické sondy

Použité pomůcky

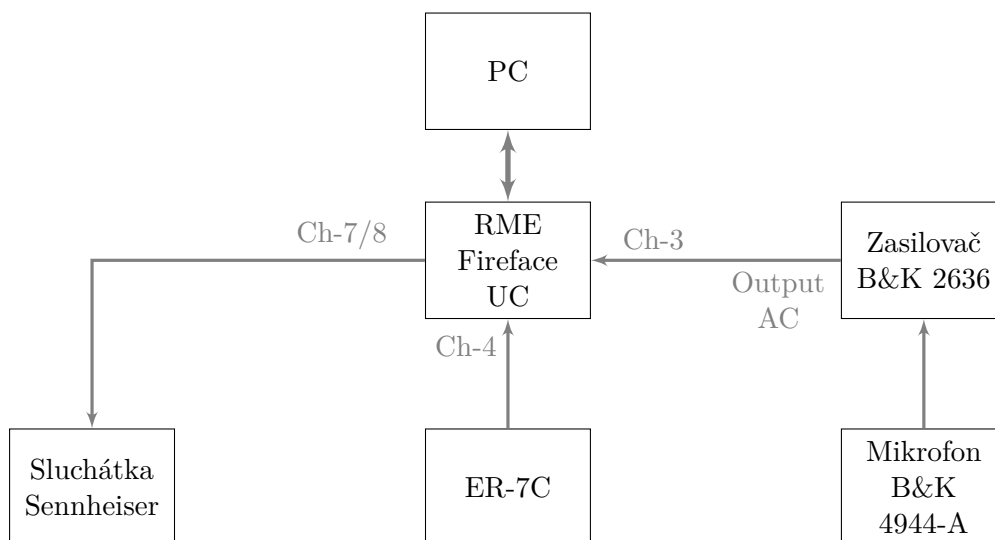
- Otoakustická sonda EXR-10C
- Mikrofonní sonda ER-7C Series B
- 1/4 palcový měřicí mikrofón 4944-A Brüel & Kjær,
- Měřicí zesilovač typ 2636 Brüel & Kjær
- Pistonphon typ 4220 Brüel & Kjær
- Sluchátka Sennheiser CX 300-II
- Zvuková karta RME Fireface UC
- Počítač
 - program MATLAB (verze 2017a)
 - skript `calibInEarMain.m`
- Papírová lepící páska
- Kalibrační trubička
 - plastová průhledná trubička z obou stran otevřená vytvořená uříznutím plastové injekční stříkačky
 - průměr 0.8 cm, délka cca 5 cm
 - ve vzdálenosti přibližně 1.5 cm od jednoho konce je do trubičky vyvrtaná dírka o průměru 1 mm



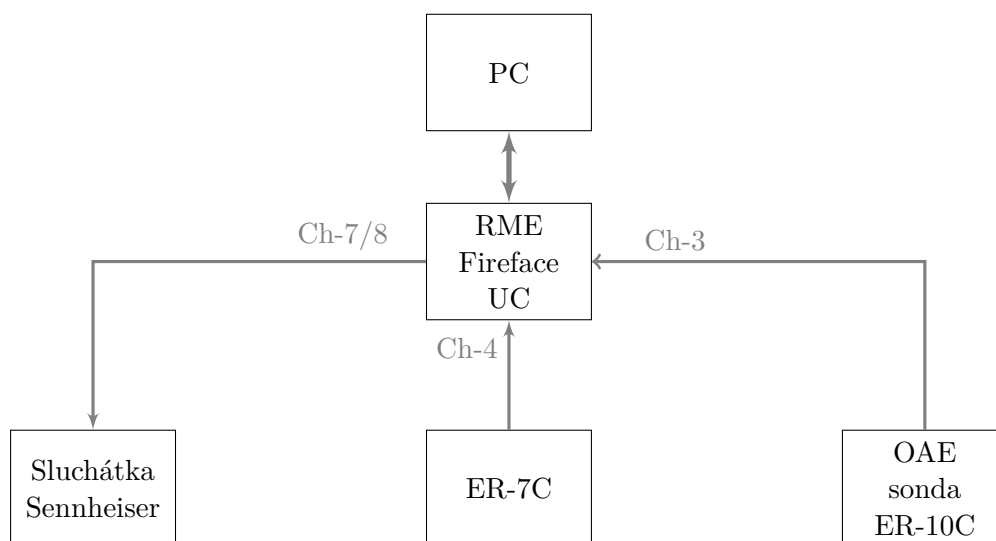
Obr. A.1: Měřicí sestava pro získání přenosové charakteristiky měřicího mikrofonu a mikrofonní sondy. Uprostřed kalibrační trubička vytvořená z plastové injekční stříkačky, v horní části mikrofonní sonda ER-7C s tenkou trubičkou prostrčenou do stříkačky. Do kalibrační trubičky je z levé strany zastrčeno sluchátko Sennheiser CX 300-II a z pravé strany měřicí mikrofon 4944-A Brüel & Kjær, omotaný papírovou lepicí páskou

Zapojení přístrojů

(A) Schéma zapojení pro měření přenosové charakteristiky referenčního mikrofonu a mikrofonní sondy



(B) Schéma zapojení pro měření přenosové charakteristiky otoakustické sondy mikrofonní sondy



Postup měření

1. Zapojení je sestaveno podle schéma (A). Zvuková karta se připojí kanálem 3 pro vstupní signál (*Ch. 3*) s výstupním kanálem měřicího zesilovače (*Analog Output AC*). Zesilovač se propojí s měřicím mikrofonem přes vstup na předzesilovač (*Preamp Input*). Dále se připojí mikrofonní sonda ke zvukové kartě přes vstupní kanál 4 (*Ch. 4*) a sluchátka Sennheiser na výstupní kanál 7/8 (*Ch. 7/8*). Následně se přístroje zapnou a spustí se skript `calibInEarMain.fig`. Na měřicím zesilovači by po celou dobu měření nemělo být zapnuté žádné filtrování a zesílení signálu by mělo být 0 dB. Nastavení hodnot v otevřeném gui `calibInEarMain` je podle tabulky

Sampling frequency (kHz)	44.1
Start frequency (Hz)	0
Stop frequency (Hz)	22500
Microphone gain (Hz)	20
Number of Chirps	512
Number of samples (1 Chirp)	2048
Length of one signal (1 Chirp + zeros)	2048
Amplitude (< 1)	0.1

Tab. A.1: Tabulka hodnot pro nastavení rozmítaného sinu při měření citlivosti mikrofonu otoakustické sondy `calibInEarMain.m`

2. Po zkontrolování funkčnosti všech přístrojů a správného nastavení se provede kalibrace mikrofonu pomocí pistonphonu. Měřicí mikrofon se vloží pomocí správného nástavce do pistonphonu, který je následně spuštěn. Pro kalibraci se použije nastave

vení pistonphonu pro generování signálu o 250 Hz a úrovni 124 dB SPL. Kliknutím na tlačítko `Pistonphone Calibration`, se spustí pětivteřinové nahrávání signálu pistonphonu. Pro přesné měření je důležité udržovat stabilní polohu mikrofonu uvnitř pistonphonu.

3. Měřicí mikrofon se obalí dokola papírovou lepící páskou tak, že páska rozšíří diametr mikrofonu tak, aby pevně držel v trubičce a nedocházelo k únikům zvuku. Do konce trubičky, blíže k vyvrtané dírce pro mikrofonní sondu, se zastrčí referenční mikrofon (do vzdálenosti cca 1 mm od dírky) a z druhé strany pravé sluchátko Sennheiser (s označením R) tak, aby vzdálenost mezi nimi byla přibližně 2.5 cm (viz 3.5 (a), resp. A.1). Mikrofonní sonda se prostrčí malým otvorem v trubičce tak, aby konec malé trubičky sondy byl těsně nad středem referenčního mikrofonu (cca 1mm).
4. Stisknutím tlačítka `Rec REF mic and ER7C` se spustí měření přenosové charakteristiky referenčního mikrofonu a mikrofonní sondy.
5. Měřicí přístroje se sestaví podle schématu (B), tedy do vstupního kanálu (*Ch. 3*) zvukové karty se místo měřicího zesilovače připojí otoakustická sonda. Z trubičky se vytáhne měřicí mikrofon a na hradí se otoakustickou sondou tak, aby otvor mikrofonu otoakustické sondy byl blízko konci malé trubičky mikrofonní sondy, ale nebyl jí přímo blokován. Poloha páčky pro nastavení výstupního zisku otoakustické sondy by měla být na hodnotě 20 dB.
6. Tlačítkem `Rec OAE mic and ER7C` se změří přenosová funkce otoakustické sondy vůči mikrofonní sondě. Výpočet výsledné citlivosti mikrofonu otoakustické sondy se pak provede stisknutím tlačítka `Calculate mic cal`.

Použitá literatura

- [1] D. T. Kemp. Stimulated acoustic emissions from within the human auditory system. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 64(5):1386–1391, 1978.
- [2] S. J. Norton, M. P. Gorga, J. E. Widen, R. C. Folsom, Y. Sininger, B. Cone-Wesson, B. R. Vohr, K. Mascher, and K. Fletcher. Identification of neonatal hearing impairment: Evaluation of transient evoked otoacoustic emission, distortion product otoacoustic emission, and auditory brain stem response test performance. *Ear and Hearing*, 21(5):508–528, 2000.
- [3] R. Withnell, P. S. Jeng, K. Waldvogel, K. Morgenstein, and J. B. Allen. An in situ calibration for hearing thresholds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125(3):1605–1611, 2009.
- [4] M. R. Stinson, E. A. G. Shaw, and B. W. Lawton. Estimation of acoustical energy reflectance at the eardrum from measurements of pressure distribution in the human ear canal. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(3):766–773, 1982.
- [5] J. H. Siegel. Ear-canal standing waves and high-frequency sound calibration using otoacoustic emission probes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 95(5):2589–2597, 1994.
- [6] S. E. Voss and J. B. Allen. Measurement of acoustic impedance and reflectance in the human ear canal. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 95(1):372–384, 1994.
- [7] M. E. Delany. The acoustical impedance of human ears. *Journal of Sound and Vibration*, 1(4):455 – 467, 1964.
- [8] N. N. Souza, S. Dhar, S. T. Neely, and J. H. Siegel. Comparison of nine methods to estimate ear-canal stimulus levels. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(4):1768–1787, 2014.
- [9] R. A. Scheperle, S. T. Neely, J. G. Kopun, and M. P. Gorga. Influence of in situ, sound-level calibration on distortion-product otoacoustic emission variability. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(1):288–300, 2008.
- [10] J. H. Siegel, K. R. Nørgaard, and S. T. Neely. Evanescent waves in simulated ear canals: Experimental demonstration and method for compensation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 144(4):2135–2146, 2018.
- [11] K. K. Charaziak and C. A. Shera. Compensating for ear-canal acoustics when measuring otoacoustic emissions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141(1):515–531, 2017.
- [12] D. M. Rasetshwane and S. T. Neely. Inverse solution of ear-canal area function from reflectance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(6):3873–3881, 2011.
- [13] D. H. Keefe. Acoustical wave propagation in cylindrical ducts: Transmission line parameter approximations for isothermal and nonisothermal boundary conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(1):58–62, 1984.
- [14] D. H. Keefe, R. Ling, and J. C. Bulen. Method to measure acoustic impedance and reflection coefficient. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(1):470–485, 1992.

- [15] D. M. Rasetshwane and S. T. Neely. Calibration of otoacoustic emission probe microphones. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(4):EL238–EL243, 2011.
- [16] K. A. Groom, D. M. Rasetshwane, J. G. Kopun, M. P. Gorga, and S. T. Neely. Air-leak effects on ear-canal acoustic absorbance. *Ear and hearing*, 36(1):155–163, 2015.
- [17] G. A. Manley, A. W. Gummer, A. N. Popper, and R. R. Fay. *Understanding the Cochlea*. Springer, Cham, 2017.
- [18] C. L. Talmadge, G. R. Long, W. J. Murphy, and A. Tubis. New off-line method for detecting spontaneous otoacoustic emissions in human subjects. *Hearing Research*, 71(1):170 – 182, 1993.
- [19] C. A. Spera and J. J. Guinan. Evoked otoacoustic emissions arise by two fundamentally different mechanisms: A taxonomy for mammalian oaes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105(2):782–798, 1999.
- [20] I. Bielecki, A. Horbulewicz, and T. Wolan. Prevalence and risk factors for auditory neuropathy spectrum disorder in a screened newborn population at risk for hearing loss. *International Journal of Pediatric Otorhinolaryngology*, 76(11):1668 – 1670, 2012.
- [21] S. Dhar, G. R. Long, C. L. Talmadge, and A. Tubis. The effect of stimulus-frequency ratio on distortion product otoacoustic emission components. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(6):3766–3776, 2005.
- [22] J. Claerbout. Imaging the earth’s interior. *Blackwell Scientific*, 86(1):287–289, 1985.
- [23] K. R. Nørgaard, E. Fernandez-Grande, and S. Laugesen. Incorporating evanescent modes and flow losses into reference impedances in acoustic thévenin calibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 142(5):3013–3024, 2017.
- [24] J. Kergomard and A. Garcia. Simple discontinuities in acoustic waveguides at low frequencies: Critical analysis and formulae. *Journal of Sound and Vibration*, 114:465–479, 05 1987.
- [25] Z. Skvor. *Akustika a elektroakustika*. Academia, Praha, 2001.
- [26] M. Bruneau. *Fundamentals of Acoustics*. ISTE, London, 2006.
- [27] Etymotic Research inc. Er-10c. online, accessed 27-October-2012.
- [28] A. Novak, P. Lotton, and L. Simon. Synchronized swept-sine: Theory, application and implementation. *Journal of the Audio Engineering Society*, 63(10):786–798, 2015.
- [29] J. H. Siegel. Calibration of otoacoustic emission probe. *Otoacoustic Emissions: Clinical Applications*, pages 416–441, 2002. 3rd ed.
- [30] J. B. Allen. Measurement of eardrum acoustic impedance. In J. B. Allen, J. L. Hall, A. E. Hubbard, S. T. Neely, and A. Tubis, editors, *Peripheral Auditory Mechanisms*, pages 44–51, Berlin, Heidelberg, 1986. Springer Berlin Heidelberg.
- [31] K. R. Nørgaard, S. T. Neely, and D. M. Rasetshwane. Quantifying undesired parallel components in thévenin-equivalent acoustic source parameters. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 143(3):1491–1503, 2018.

- [32] M. R. Stinson and B. W. Lawton. Specification of the geometry of the human ear canal for the prediction of sound-pressure level distribution. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(6):2492–2503, 1989.
- [33] C. Abdala, P. Luo, and C. A. Shera. Optimizing swept-tone protocols for recording distortion-product otoacoustic emissions in adults and newborns. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 138(6):3785–3799, 2015.
- [34] G. R. Long and C. L. Talmadge. Spontaneous otoacoustic emission frequency is modulated by heartbeat. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(5):2831–2848, 1997.
- [35] A. Moleti, F. Longo, and R. Sisto. Time-frequency domain filtering of evoked otoacoustic emissions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(4):2455–2467, 2012.

Obsah přiloženého CD

Přiložené CD obsahuje MATLAB skripty a funkce sloužící pro kalibraci sondy. Pro funkčnost daných skriptů se využívá DSP System toolbox, který musí být nainstalovaný v rámci MATLAB (verze 2017a).