



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV MECHANIKY TĚLES, MECHATRONIKY A BIOMECHANIKY

INSTITUTE OF SOLID MECHANICS, MECHATRONICS AND BIOMECHANICS

VÝPOČTOVÉ MODELOVÁNÍ SAMOBUZENÉHO KMITÁNÍ LIDSKÝCH HLASIVEK

COMPUTATIONAL MODELLING OF SELF-OSCILLATIONS OF THE HUMAN VOCAL FOLDS

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. Petr Hájek

ŠKOLITEL

SUPERVISOR

Ing. Pavel Švancara, Ph.D.

BRNO 2021

Abstrakt

Disertační práce popisuje simulaci lidské fonace ve smyslu posledních teorií. Fonace je zde uvažována jako obousměrná fluidně-strukturně-akustická interakce, u níž je interakce mezi všemi fyzikálními prostředími realizována díky použití nestacionárních viskózních stlačitelných Navier-Stokesových rovnic. V první části je položen teoretický základ, který se týká posledních přístupů ve výpočtovém modelování lidské fonace, nejdůležitějších a základních teorií o tvorbě lidského hlasu a klíčových aspektů lidské anatomie, fyziologie a patologie. Diskutována je také evaluace hlasových parametrů. Druhá část práce je hloubkovou analýzou simulace fonace na rovinném výpočtovém modelu. Jeho základní koncept vychází z algoritmů navržených na Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky. Vytvořené modely jsou schopny reprodukovat zvuk všech českých samohlásek a nejpoužívanější vyhodnocované parametry velmi blízko fyziologickému rozmezí. Simulace patologie, Reinkeho edému, je demonstrována, aby mohl být prozkoumán její vliv na zvuk samohlásek. Prostorový výpočtový model fonace je uveden ve třetí části. I na něm jsou simulovány všechny české samohlásky, které jsou srovnány s výsledky z rovinného modelu a z publikovaných měření. Prostorový model slouží jako výchozí bod k řešení výpočtu s podélným napětím hlasivek, které je obsahem poslední části práce. Třebaže jsou všechny modely naladěny spíše na tišší fonaci, výsledky souhlasí s důležitými fyziologickými jevy. Z důvodu značné výpočtové náročnosti prostorového modelu s předpětím je v práci představen i hybridní rovinný model s předepjatými hlasivkami. Mimořádná pozornost je věnována samobuzenému kmitání hlasivek. Je ukázáno, že rovinný model není takové oscilace schopen reprodukovat, přestože se podařilo délku jeho oscilací významně prodloužit. Kmitání prostorového modelu je, na druhé straně, stabilní bez jevů provázejících utlumení kmitání. Dá se předpokládat, že prostorový model dokáže v současné verzi skutečně reprodukovat samobuzené oscilace, jakož základní princip přítomný během lidské fonace.

Klíčová slova

Simulace fonace, fluidně-strukturně-akustická interakce, stlačitelné proudění, metoda konečných prvků, biomechanika hlasu.

Abstract

The presented dissertation thesis deals with a simulation of the human phonation in terms of latest theories. Phonation is considered here as a bi-directional fluid-structure-acoustic interaction, where the interaction between all three physical domains occurs due to the unsteady viscous compressible Navier-Stokes equations. There is a solid knowledge background in the first part of the thesis. It concerns the latest concepts in computational modeling of the human phonation, the most important and recent theories about the human voice production and some key aspects of the human anatomy, physiology and pathology. Also voice assessment is discussed. The second part of the thesis describes an in-depth analysis of a phonation simulation in a planar computational model. The basic concepts proceed from algorithms developed in the Institute of Solid Mechanics, Mechatronics and Biomechanics. Created models are able to reproduce sounds of all Czech vowels and the most common evaluated parameters very close to physiological ranges. The simulated pathology, Reinke's edema, is demonstrated in order to explore its influence on the vowel sound. The third part focuses on modeling of phonation in a spatial computational model. All Czech vowels are simulated also here and compared to the planar model and to actual measurement. The spatial model serves as the starting point to modeling of a longitudinal pretension incorporated in the vocal folds. In the last part of the thesis, a modeling of the phonation with vocal folds pretension is investigated. Although the models are tuned to a rather soft phonation, the results are in agreement with the relevant physiologic phenomena. While the spatial model is highly computationally expensive, a hybrid planar model with pretension is proposed. A special attention is paid to the analysis of self-sustained oscillation of the vocal folds. It is shown, the planar model cannot reproduce such kind of oscillation in the actual version, albeit time of oscillation was considerably extended. On the other hand, oscillation of the spatial vocal folds are stabilized without effects accompanying subduing of oscillation. It can be supposed that the spatial model is able to reproduce self-sustained oscillation as a basic principle present during the human phonation.

Keywords

Simulation of phonation, fluid-structure-acoustic interaction, compressible flow, finite element method, biomechanics of voice.

Citace tištěné práce

HÁJEK, Petr. *Výpočtové modelování samobuzeného kmitání lidských hlasivek*. Brno, 2021. 181 s. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/113764>. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky. Vedoucí práce Pavel Švancara.

Citace elektronického zdroje

HÁJEK, Petr. *Výpočtové modelování samobuzeného kmitání lidských hlasivek* [online]. Brno, 2021 [cit. 2021-08-19]. 181 s. Dostupné z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/113764>. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky. Vedoucí práce Pavel Švancara.

Citation of printed version

HÁJEK, Petr. *Computational Modelling of Self-oscillations of the Human Vocal Folds*. Brno, 2021. 181 p. Available also from: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/113764>. Doctoral Thesis. Brno University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering, Institute of Solid Mechanics, Mechatronics and Biomechanics. Supervisor Pavel Švancara.

Citation of electronic source

HÁJEK, Petr. *Computational Modelling of Self-oscillations of the Human Vocal Folds* [online]. Brno, 2021 [accessed. 2021-08-19]. 181 p. Available from: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/113764>. Doctoral Thesis. Brno University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering, Institute of Solid Mechanics, Mechatronics and Biomechanics. Supervisor Pavel Švancara.

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci zpracoval samostatně na základě konzultací se svým školitelem Ing. Pavlem Švancarou, Ph.D. a s použitím uvedené literatury.

V Brně dne 19. srpna 2021

Ing. Petr Hájek

Poděkování

Velmi děkuji svým rodičům, rodině a sestře za nezištnou podporu během dlouhého studia. Děkuji Heleně Vlčkové za rozptylování i nerozptylování ve vhodných chvílích. Děkuji svému školiteli, Pavlu Švancarovi, za podnětné konzultace a poskytnutí výpočtového modelu a Janu G. Švecovi, vedoucímu Voice Research Laboratory, za nevyčerpatelnou myšlenkovou základnu. Děkuji svým přátelům z Čejkovic i přátelům z naší fakulty, kteří jinak místy otřesné studium učinili velmi zábavným, jmenovitě děkuji Jiřímu & Ludvíku Balátovi, Miroslavu Hrstkovi, Ondrovi Lisickému, Petru Marciánovi, Tomáši Profantovi, Michaele Turčanové a Stanislavu Žákovi. Děkuji pracovníkům služby MetaCentrum, díky nimž byly cíle práce realizovatelné.

Tato práce vznikla za podpory projektů CERIT Scientific Cloud (LM2015085) a CESNET (LM2015042) financovaných z programu MŠMT Projekty velkých infrastruktur pro VaVaI.

Práce byla také podpořena Grantovou agenturou České republiky projektem číslo 19-04477S „Modelování a měření strukturálně-akustických interakcí s prouděním v biomechanice tvorby hlasu člověka“.

Obsah

Úvod	15
1 Cíle práce	17
2 Rešeršní studie	19
2.1 Přehled výpočtových a experimentálních modelů hlasivek	19
2.1.1 Fluidně-strukturní interakce	20
2.1.2 Fluidně-akustická interakce	22
2.1.3 Fluidně-strukturně-akustická interakce	24
2.1.4 Experimentální studie a měření	25
2.1.5 Shrnutí metod k řešení fluidně-akustické interakce	26
2.2 Biomechanika lidského hlasu	27
2.2.1 Hlasivky jako součást hrtanu	27
2.2.2 Tvorba lidského hlasu a řeči	31
2.3 Vybrané metody zobrazování hlasivek a vyhodnocované parametry kmitů	35
2.3.1 Laryngoskopie a laryngostroboskopie	35
2.3.2 Elektrolotografie a fotolotografie	35
2.3.3 Videokymografie	35
2.3.4 Kmity hlasivek a související vyhodnocované parametry	36
3 Výpočtové modelování a prezentace výsledků: rovinný model	39
3.1 Model geometrie	39
3.1.1 Hlasivky	39
3.1.2 Vokální trakt	40
3.1.3 Průdušnice	42
3.2 Model materiálu	43
3.2.1 Hlasivky	43
3.2.2 Vokální trakt a průdušnice	44
3.3 Model zatížení a vazeb	44
3.4 Výpočtový model	46
3.4.1 Síť konečných prvků a stupně volnosti	46
3.4.2 Algoritmus fluidně-strukturně-akustické interakce	49
3.4.3 Vyhodnocení výsledků	53
3.5 Testování vstupních parametrů a základních vlastností modelu	56
3.5.1 Modální analýza hlasivky	57
3.5.2 Modální analýza vokálních traktů	57
3.5.3 Vliv tlaku z plic a addukce hlasivek	62
3.5.4 Vliv tlaku z plic a tuhosti povrchového podslizničního vaziva	63
3.5.5 Vliv buzení	64
3.5.6 Proudění skrz pevnou hlasivkovou mezeru	64
3.6 Výsledky z rovinného modelu	66
3.6.1 Modelování českých samohlásek	67
3.6.2 Modelování Reinkeho edému a jeho vliv na české samohlásky	71
3.6.3 Srovnání stlačitelného a nestlačitelného modelu proudění	78
3.6.4 Vliv turbulentního modelu na kmitání hlasivek a výsledné spektrum zvuku	89
3.6.5 Odklánění vzdušného proudu nad hlasivkami	91

4	Výpočtové modelování a prezentace výsledků: prostorový model	95
4.1	Model geometrie	95
4.1.1	Hlasivky	95
4.1.2	Vokální trakt a průdušnice	95
4.2	Model materiálu	96
4.3	Model zatížení a vazeb	96
4.4	Výpočtový model	97
4.4.1	Sít konečných prvků a stupně volnosti	99
4.4.2	Vyhodnocení výsledků	99
4.5	Testování základních vlastností modelu	100
4.5.1	Modální analýza hlasivky	100
4.5.2	Modální analýza vokálních traktů	101
4.6	Výsledky z prostorového modelu	103
4.6.1	Modelování českých samohlásek	104
4.6.2	Modelování Reinkeho edému	110
5	Výpočtové modelování a prezentace výsledků: předpětí hlasivek	115
5.1	Model materiálu hlasivek	116
5.2	Aplikace předpětí do rovinného modelu	116
5.3	Vliv předpětí na chování hlasivek	120
5.3.1	Modální analýza hlasivky	121
5.3.2	Harmonická analýza hlasivky	123
5.4	Vliv předpětí na české samohlásky	126
5.5	Analýza samobuzeného kmitání	127
6	Závěr	133
	Literatura	135
	Seznam symbolů a zkratek	147
A	Rovinný model: geometrie vokálních traktů pro všechny české samohlásky	151
B	Výsledky z rovinného modelu: parametry kmitů hlasivek	153
C	Výsledky z rovinného modelu: spektra samohlásek	167
C.1	Spektra samohlásek: zvyšující se tuhost E_{SLP}	167
C.2	Spektra samohlásek: zvyšující se tlumení SLP	169
C.3	Spektra samohlásek: s turbulentním modelem a bez něj	171
D	Výsledky z rovinného modelu: profil proudění v <i>glottis</i>	173
E	Modelování předpětí hlasivek	175
F	Obsah příloženého CD	181

Úvod

Lidský hlas je nositelem emocí a převažujícím způsobem dorozumívání [1]. Když v minulosti začala převládat lidská vokální komunikace nad gestickou, umožnila vzniknout řeči a celé paletě jazyků. Každý jazyk do jisté míry vymezoval konkrétní kulturu [2] a v rámci ní pomohl při pojmenovávání objektů a věcí [3]. Tento způsob pojmenovávání a hledání nových souvislostí nechal, mezi ostatními, vyrůst i novověkou vědu, z níž společnost těží mnoho informací.

Mimo dorozumívací funkci může být lidský hlas odrazem psychického stavu člověka¹ [5, 6]. Prožívání jedince někdy bývá, mezi jinými formami umění, vyjadřováno i hudbou a zpěvem – Leoš Janáček tvrdil, že distinktivním rysem každého zdravého člověka je tón jeho hlasu [7].

Hlasová porucha tak může pro jedince znamenat značný problém: od nemožnosti vyjádřit svou identitu, přes potíže získat kýžené zaměstnání, až po vyloučení ze sociální skupiny. Pohled na řeč v kulturním kontextu a všechny tyto psychologické i společenské faktory odhalují důležitost studia hlasu.

Nutnou podmínkou pro hlasovou produkci je fyziologický stav hlasivek, které mohou generovat zvuk. Zvuk vytvářený chvěním vzduchového sloupce mezi hlasivkami v kombinaci s tvarováním vokálního traktu a mluvidel umožňuje správně vyslovovat konkrétní hlásky a celá slova. Klasickou teorií, která popisuje vznik samohlásek, je teorie zdroje a filtru [8]. Hlasivky jsou v ní uvažovány jako zdroj harmonického spektra, které je dále modulováno vokálním traktem, filtrem, který zesiluje a zeslabuje harmonické frekvence zdroje, čímž se získá výsledné frekvenční spektrum konkrétní samohlásky. Zesílené frekvence se nazývají formanty a bývají typické pro různé samohlásky a jazyky. Udává se, že pro srozumitelnost samohlásky je nutné slyšet alespoň první dva formanty [1]. Tato teorie však popisuje pouze vznik samohlásek a nezahrnuje obecně nelineární vztah mezi zdrojem a filtrem [9, 10], proto bylo později zavedeno paradigma nové – myoelasto-aerodynamická teorie fonace [11, 12].

Myoelasto-aerodynamická teorie fonace popisuje samobuzené kmitání hlasivek jako výsledek nestability nelineární dynamické soustavy tvořené aktivním svalstvem hlasivek (*myo-*) a jeho pružnostními charakteristikami (*-elasto-*) a aerodynamikou v dýchací soustavě člověka (*-aerodynamická*), která zajišťuje přísun energie kmitajícím hlasivkám [12]. Tlakový spád mezi oblastmi pod a nad hlasivkami je tedy podmínkou proudění přes hlasivky. Kmitající hlasivky, jejichž pohyb je dominantně ovlivněn průběhem tlaku v hlasivkové mezeře [13], potom rozechvívají vzduchový sloupec a produkují akustické spektrum, které můžeme označit za zvuk generovaný hlasivkami. Podstatou tohoto zvuku je tedy vzájemná interakce mezi třemi prostředími: tekutinou (prouděním), strukturou (hlasivkami) a akustikou (zvukovými vlnami ve vokálním traktu a průdušnici).

Nepřavidelnosti v tomto zvuku mohou nepříznivě ovlivňovat srozumitelnost. Často bývají způsobeny změnou vnitřní struktury hlasivek, která může být důsledkem získaných nebo vrozených hlasivkových patologií [8, 14–16]. Vnitřní strukturu hlasivek však není možno studovat během lékařského vyšetření. Tím vzrůstá potřeba neinvazivního zkoumání struktury hlasivek a do popředí se dostává výpočtové modelování.

Biomechanika lidského hlasu a jeho výpočtové modelování má na Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky tradici, na niž se i v této práci snažíme navázat. V první části jsou shrnuty aktuální poznatky z anatomie a fyziologie hlasivek, jsou zde uvedeny základní teorie související s tvorbou hlasu, rozdělení hlasivkových patologií a také některé zobrazovací metody

¹To dokladuje například nedávno vyvinutá kontroverzní metoda LVATM – Layered Voice Analysis společnosti Nemesysco Ltd [4].

sloužící k pozorování hlasivek a jejich vibrací. Důležitou součástí je přehled publikovaných výpočtových modelů i s jejich systematizací podle typu fluidně-strukturně-akustické interakce.

V druhé části práce jsou uvedeny výsledky obdržené výpočtovým modelováním. Jedná se o parametry kmitů hlasivek a výsledky proudění a akustického signálu získané z vyvíjeného rovinného a prostorového konečnoprvkového modelu [17], který je na našem ústavu k dispozici. Doufáme, že tyto výsledky pomohou k objasnění alespoň některých jevů, k nimž dochází během lidské fonace, která může být uvažována jako fluidně-strukturně-akustická interakce ve smyslu posledních teorií.

1 Cíle práce

Cíle disertační práce souvisí se směrem, jímž se ubírá výzkum lidského hlasu na Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky. Úroveň výpočtového modelování, které je primárním prostředkem, jenž využíváme ke zkoumání povahy hlasu, závisí na množství jevů, které jsme schopni do modelu zahrnout. Více jevů v modelu znamená více mechanismů a vztahů mezi nimi, které model umožňuje simulovat. Cíle disertační práce stanovené na Státní doktorské zkoušce proto zní:

- Vytvořte prostorový model hlasivek a vokálního traktu se zahrnutím fonace.
- Vytvořený model využijte k simulaci některých patologických stavů hlasivky.

Tyto cíle se dají rozšířit o simulaci fonace všech českých samohlásek na rovinném i prostorovém modelu a obohacení výpočtového modelu o další mechanismy, které jsou přítomny během lidské fonace. Jedním z ne zcela zřejmých cílů může být také provedení podrobného popisu vytvořených výpočtových modelů a dokumentace jejich úprav, nastavení i nedostatků. Vlastnosti použitých modelů by měly být srovnány s modely a výsledky měření publikovanými v aktuální literatuře.

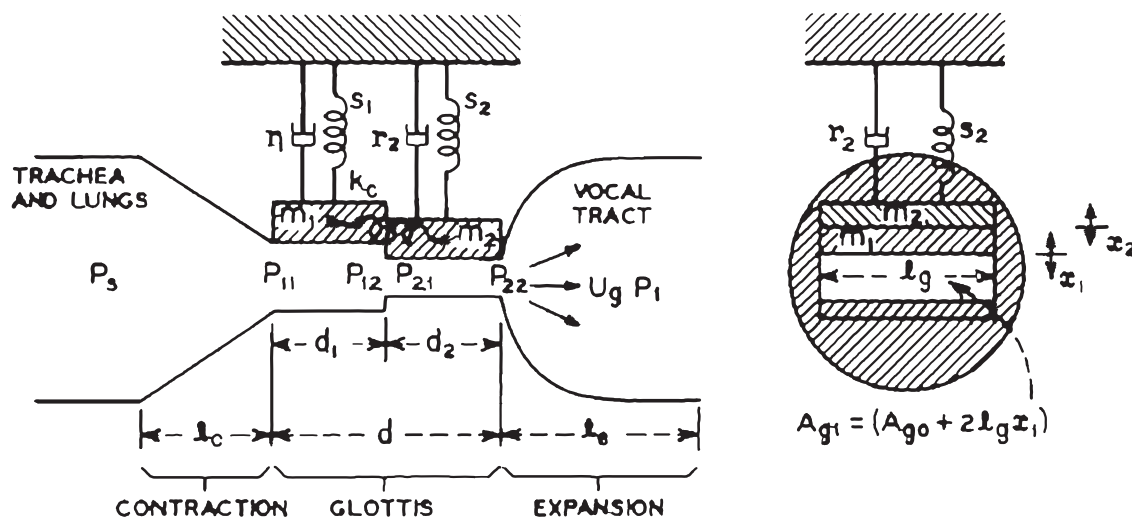
2 Rešeršní studie

Lidská fonace je složitý proces, při němž dochází k interakci mezi hlasivkami, prouděním mezi nimi a akustickým vlněním. Stlačený vzduch proudící z plic rozkmitává hlasivky, které způsobují vznik akustického vlnění, které se šíří rychlostí zvuku pružným prostředím skrz vokální trakt. Než se akustické vlnění dostane ven z vokálního traktu, je jím modulováno, což způsobuje, že ho vnímáme jako lidský hlas. Akustické vlnění se však nešíří pouze z otevřených úst, ale odráží se zpět do vokálního traktu a za hlasivky, do průdušnice, kde interferuje s okolním prostředím, což zpětně ovlivňuje kmity hlasivek. Lidskou fonaci tedy můžeme modelovat jako obousměrnou fluidně-strukturně-akustickou interakci.

2.1 Přehled výpočtových a experimentálních modelů hlasivek

Jevy související s lidskou fonací a povaha fluidně-strukturně-akustické interakce jsou systematicky zkoumány až od přelomu 19. a 20. století, kdy publikoval Ewald [18] první mechanický model hlasivek tvořenými dvěma jazýčky uchycenými na pružinkách naproti sobě v dutém válci. Na jeho experimentální model po 60 letech navázali Flanagan a Landgrafová [19] jednodušším modelem fluidně-strukturní interakce s diskrétními parametry. Výsledky z tohoto prvního výpočtového modelu fonace jim posloužily jako buzení při syntéze přechodu mezi samohláskami [i:] a [a:].

Podobné modely s diskrétními parametry na vyšší úrovni byly vytvářeny i později. Klasický dvoumotový model Ishizaky a Flanagana [20] (obr. 2.1) zahrnoval nelineární pružiny a po částech lineární tlumení. Z modelu hlasivek v interakci s jednodimenzionálním Bernoulliiovským prouděním byly získány plocha a průtok mezi hlasivkami a spektra samohlásek [u:], [o:], [a:], [e:] a [i:].



Obr. 2.1. Ishizakův dvoumotový model, převzato a upraveno z [20].

Na dalších modelech s diskrétními parametry bylo zkoumáno: vliv uspořádání hmot a jejich parametrů na kmitání hlasivek a průtok mezi nimi [21], vliv tuhosti hlasivek na jejich kmity [20, 22], práh fonace [22–24], kontaktní tlaky mezi hlasivkami [25], postup slizniční vlny [24], přechod mezi hrudním a falzetovým rejstříkem (bifurkace) [26, 27], svalová aktivace [28] a v poslední době

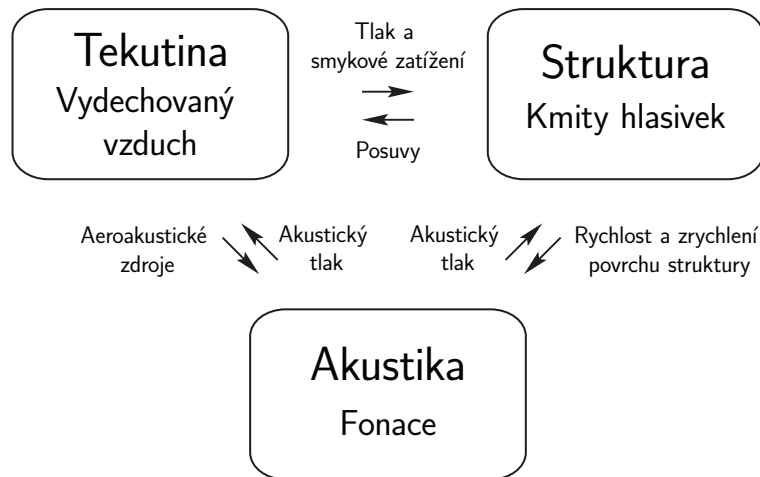
nelinearita mezi zdrojem a filtrem při přechodu mezi samohláskami [29]. Obdržené výsledky mohou sloužit jako vstup při trénování neuronových sítí [30].

Nevýhodou hmotových modelů, obecně až s desítkami stupňů volnosti (posuvy a natočeními), je však neexistující přímá souvislost mezi skutečným materiálem hlasivek a pružinami s tlumiči [31].

Dlouhodobá snaha, která částečně odstraňuje nevýhody hmotových modelů, byla věnována také experimentálnímu modelování lidské fonace a měření na pacientech a kadaverech. I přesto je kvůli stísněnému místu v hrtanu [32, 33] nebo v experimentální sestavě [34, 35] složité získat podrobné prostorové rozložení měřených veličin. Některé veličiny, jako subglotický tlak [32, 36–38] nebo kontaktní tlak mezi hlasivkami [39–41], jsou obtížně měřitelné kvůli nutnosti invazivního zásahu do těla nebo kvůli použití snímačů, které ovlivňují chování modelu a hlasivek.

2.1.1 Fluidně-strukturní interakce

Vedle experimentů se proto stále více využívá výpočtové modelování na úrovni mechaniky kontinua. Podle současné terminologie se jedná o fluidně-strukturně-akustickou interakci (obr. 2.2), tedy o interakci mezi třemi prostředími: tekutinou (prouděním v průdušnici a vokálním traktu), strukturou (hlasivkami) a akustikou (vlněním ve vokálním traktu a průdušnici). Tato interakce vyžaduje řešení parciálních diferenciálních rovnic všech tří prostředí. K jejich řešení na obecně komplikované geometrii se využívají numerické metody, které vedou na úlohy s mnoha tisíci nebo miliony stupni volnosti. Vhodně navržené modely se mohou přibližovat skutečnosti, avšak kladou vysoké nároky na formulaci úlohy a okrajových podmínek, znalost biofyziky lidského hlasu a vstupních parametrů a na výpočetní výkon.



Obr. 2.2. Povaha interakce mezi prouděním, strukturou a akustikou, převzato a upraveno z [31].

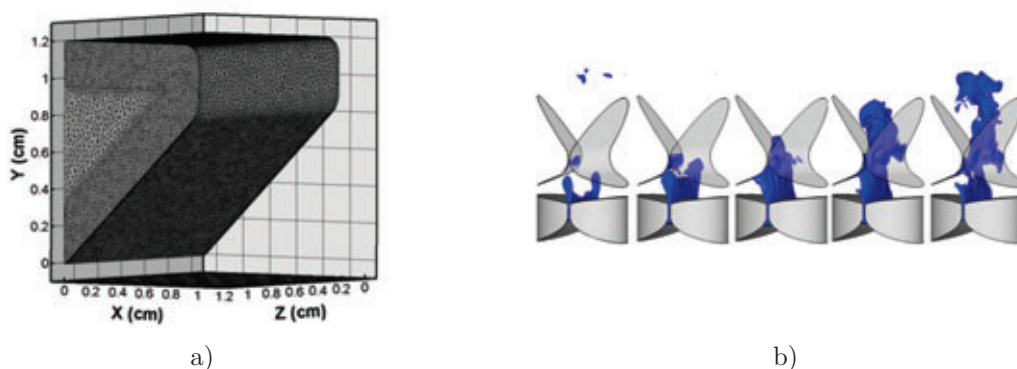
Z těchto důvodů byly rovnice mechaniky kontinua v 70. letech poprvé použity pouze k řešení struktury hlasivek [42, 43]. Fluidně-strukturní interakce, která je dnes součástí mnoha inženýrských aplikací a komerčních programů [44–47], byla nejdříve implementována až v 90. letech bez uvažování akustiky. První model fluidně-strukturní interakce v oblasti výzkumu hlasu publikovali Alipour *et al.* [48] v roce 1996. Přestože se jednalo o studii nestacionárního nestlačitelného pulzujícího proudění řešeného metodou konečných objemů přes hlasivky s předepsaným pohybem, po sloučení s jejich konečnoprvkovým modelem hlasivek z roku 1988 [49] už novější verze

z roku 1997 a 2000 umožňovaly obousměrnou fluidně-strukturální interakci a samobuzené oscilace hlasivek [50–52].

Podmínky vzniku a udržení samobuzených oscilací studovali Thomson *et al.* [53, 54] na dvou-rozměrném konečnoprvkovém modelu fluidně-strukturální interakce a experimentálním syntetickým modelem. Ukázali, že podmínkou výměny energie mezi kmitajícími hlasivkami a prouděním je převrácení hlasivek z konvergentního do divergentního postavení, což podpořilo předchozí teoretické výzkumy [23, 55]. Výpočtový model vycházel ze symetrie hrtanu, proto zahrnoval jednu hlasivku a neobsahoval kontakt mezi hlasivkou a rovinou symetrie.

Kmitající hlasivky však přichází do kontaktu periodicky. Realizace kontaktu je při fluidně-strukturální interakci obtížná, protože při ní hrozí zánik fluidní sítě mezi hlasivkami. Tao *et al.* [56] proto navrhli symetrický trojrozměrný konečnoprvkový model fluidně-strukturální interakce a kontakt ošetřili rozpojením fluidní a strukturální sítě v situaci, kdy by mohla fluidní síť zanikat. Po rozpojení si proto fluidní síť zachovala minimální mezeru mezi hlasivkami. Bylo ukázáno, že při zvyšujícím se budícím tlaku z plic se zvyšuje také kontaktní tlak a jeho maximální hodnota nastává při zavření hlasivek zhruba uprostřed kontaktní plochy. Vysoký kontaktní tlak může způsobovat hlasivkové patologie, například uzlíky a polypy [1].

Podobné výsledky obdržel i Gunter [57] z trojrozměrného konečnoprvkového modelu. Jeho simulace obsahovala pouze jednu hlasivku, která narážela na rovinnou stěnu, protože analogický přístup se využívá i v některých experimentech [58]. Nejednalo se ale o fluidně-strukturální interakci – pohyb hlasivky byl zajištěn zadáním tlakové okrajové podmínky reprezentující subglotický tlak na inferiorním povrchu.



Obr. 2.3. Výpočtové modely hlasivek: a) prostorový konečnoprvkový model hlasivky od Xue *et al.* [59], b) vírovost proudění v průběhu jedné periody, Xue *et al.* [60].

První celý prostorový model fluidně-strukturální interakce publikovali Rosa *et al.* [61]. Interakce byla řešena pomocí metody konečných prvků, okrajové podmínky mezi strukturou a tekutinou byly přenášeny jako síly z uzlu na uzel a mezi hlasivkami docházelo ke kontaktu, avšak model trpěl nedokonalým uzavíráním hlasivkové mezery. Zánik fluidní sítě při kontaktu hlasivek byl ošetřen přesítováním. Výsledky ukázaly největší pokles tlaku mezi hlasivkami při divergentním postavení hlasivek (před zavřením), což je v souladu s myoelasto-aerodynamickou teorií [11–13] a výsledky v [54]. Nízký tlak (a současná vysoká rychlost proudění) mezi hlasivkami zajišťuje, že se hlasivky vlivem elasticity mohou vrátit zpět k sobě do kontaktu [11].

Dostupnost výpočetních zdrojů umožnila zvyšovat úroveň modelů z hlediska geometrie, modelu materiálu, nelinearit nebo výběru takových rovnic mechaniky, které lépe vystihují jevy při fonaci. Zheng *et al.* [62–64], Xue *et al.* [60] (obr. 2.3) a Xue a Zheng [65] proto studovali vliv ventrikulárních řas na proudění za hlasivkami a jejich kmitání na dvourozměrném a třírozměrných

modelech, postupně. Všichni shodně použili k popisu proudění během fluidně-strukturní interakce nestacionární nestlačitelné Navier-Stokesovy rovnice a ukázali, že v prostoru nad hlasivkami dochází k odklánění proudu vzduchu na jednu stranu, avšak spíše vlivem vzniku asymetrických vírových struktur, mezi nimiž protéká výtrysk vzduchu, než vlivem Coandova efektu¹.

V současnosti se ventrikulárními řasami zabývali Sadeghi *et al.* [67] při proudění přes nepohyblivou *glottis*. Bylo zjištěno, že ventrikulární řasy mají vliv na efektivitu přenosu energie z proudění na hlasivky a napřimování proudu, což nedávno experimentálně podložili v [68].

Geometrii výpočtového modelu fluidně-strukturní interakce ještě zdokonalili Xue *et al.* [69, 70], kteří zkoumali kmity hlasivek a proudění mezi nimi na geometrii průdušnice, vokálního traktu a hlasivek získané ze snímků počítačové tomografie². Nepravidelnosti v geometrii způsobily asymetrii kmitů hlasivek (které kmitaly také v anteriorně-posteriorním směru), zatímco proud vzduchu měl tendence se stabilizovat.

Jeden z posledních publikovaných výpočtových modelů fluidně-strukturní interakce je prostorový model Sadeghiho *et al.* [71]. Ti však uvažovali proudění přes hlasivky s předepsaným pohybem, aby snížili výpočetní nároky při zachování správnosti výsledků. Minimální hodnotu tlaku obdrželi mezi hlasivkami, podobně jako v [61].

Velmi zajímavou analýzu vlivu tuhosti hlasivkových vrstev na kmity hlasivek aktuálně vydali Wang *et al.* [72]. Na prostorovém třívrstevném modelu hlasivek s homogenním transversálně izotropním lineárně elastickým materiálem ukázali, že tuhost hlasivkových vrstev ovlivňuje nejen frekvenci jejich kmitání, ale i objemový průtok nebo koeficient otevření. Všechny parametry byly nejvíc ovlivněny tuhostí v longitudinálním (anteriorně-posteriorním) směru ligamentu, nejmenší vliv měla naopak tuhost vnější vrstvy hlasivek. Ukázali také, že longitudinální tuhost řídí fundamentální frekvenci kmitání, což ověřil měřením na pacientech Isshiki [73].

2.1.2 Fluidně-akustická interakce

Interakce mezi strukturou a nestlačitelnou tekutinou je zásadní pro realizaci samobuzeného kmitání hlasivek, což umožňuje zkoumat tvar kmitů, jejich parametry, kontakt mezi hlasivkami a proudění mezi nimi i ventrikulárními řasami včetně průběhu tlakového gradientu v celém vokálním traktu. Neumožňuje však zjišťování akustických tlaků a šíření akustické vlny v kavitách vokálního traktu a průdušnice. Pro tento účel existuje několik metod, které dokážou získat akustické pole z výsledků nestlačitelného proudění, mluvíme proto o fluidně-akustické interakci.

V 50. letech byla publikována Lighthillova akustická analogie [74, 75], která popisuje vznik aerodynamického hluku od turbulentního proudění. Proudění je rozděleno na kvadrupóly, což jsou akustické zdroje, které by měly odpovídat vírům od turbulencí. Kvadrupól se dá představit jako čtyři bodové zdroje zvuku (seřazené vedle sebe nebo do čtverce), které kmitají symetricky s opačnými fázemi, a tím vytváří akustické vlnění. Za několik let byla tato analogie doplněna Curlem [76] o hluk generovaný obtékáním nepohyblivého se povrchu. Ke kvadrupólům se tak přidaly dipóly, které by měly odpovídat zdrojům objevujícím se na povrchu statického tělesa. Dají se představit jako dva bodové zdroje zvuku vedle sebe, které kmitají v protifázi. Kompletní teorii publikovali Ffowcs Williams a Hawkins³ [77]. Ta už zahrnovala i hluk od obtékání pohyblivých se povrchů, které by měly být reprezentovány monopóly. Monopól je akustický zdroj 0. řádu, tedy bodový zdroj, který se střídavě smršťuje a zvětšuje, a tím generuje akustické vlnění.

¹Coandův efekt [66] – přiléhání proudu k povrchu tělesa při jeho obtékání.

²Počítačová tomografie – computer tomography, CT.

³Ffowcs Williams-Hawkins metoda pojmenovaná podle J. E. Ffowcse Williamse a D. L. Hawkingse – FWH metoda.

Dipóly a kvadrupóly jsou analogicky zdroje 1. a 2. řádu [78]. Tyto metody v současnosti nabízí např. *FLUENT*[®], který je součástí programového systému *ANSYS*[®].

Použití těchto metod závisí na řešení nestlačitelných Navier-Stokesových rovnic podobně jako v [54, 56, 60, 61, 64, 65, 69, 70]. Obdržené proudové pole je potom nahrazeno monopóly, dipóly a kvadrupóly, které postupně reprezentují pohybující se hlasivky, proudění v *glottis*⁴ a hluk od turbulencí. Tyto metody nejsou určeny pro řešení aerodynamického hluku uvnitř trubek [80] a jsou navrženy pro rychlosti proudění nad 0,1 Ma⁵ [81].

Takové rychlosti jsou však překračovány pouze v *glottis*, proto někteří autoři používají analogie založené na akustických perturbačních rovnicích⁶, jak je popsali Ewert a Schröder [82]. Typická je INS/PCE⁷ metoda, která respektuje dominantní akustické zdroje pro nízká Machova čísla. Stlačitelné Navier-Stokesovy rovnice jsou v jejím případě rozděleny na nestlačitelné (INS) a perturbované (PCE) a z jejich řešení je pak možné získat tlakový gradient jako primární akustický zdroj [82–84].

Stlačitelné Navier-Stokesovy rovnice se dají řešit i přímo numerickou metodou a jejich výsledkem jsou potom celkové tlaky od proudění včetně těch akustických, takže můžeme mluvit o tzv. přímé numerické simulaci⁸. Ta má však několik nevýhod: kvůli disparitě mezi rychlostí proudění a rychlostí zvuku není vhodná pro rychlosti proudění pod 0,3 Ma [47, 80, 81, 85, 86], je citlivá na jemnost sítě a velikost výpočetního kroku (oba parametry by měly respektovat rozměry turbulentních vírů a rychlost zvuku a proudění) [87] a vyžaduje řešení většího počtu rovnic a neznámých [88], má tedy vysoké výpočetní nároky. Pro rychlosti nižší než 0,3 Ma je především pro inženýrské úlohy výhodné použít nestlačitelné Navier-Stokesovy rovnice, protože se dá předpokládat malá fluktuace hustoty (tedy nepodstatná akustická vlna) a řešením menšího počtu rovnic se tak ušetří výpočetní čas [88].

Zhao *et al.* [89] si mezi mnoha přístupy vybrali FWH metodu [77], aby popsali šíření zvuku v dvourozměrném osově symetrickém modelu hrtanu. Jejich výsledky se výborně shodovaly s výsledky obdrženými přímou numerickou simulací od Zhanga *et al.* [90]. Ukázali, že dominantním zdrojem zvuku při fonaci je dipól, tedy zdroj vyvolaný prouděním vzduchu skrz *glottis*. Podobné srovnání FWH metody a přímé numerické simulace provedli i Suh *et al.* [91], aby ukázali, že dipól je nejen dominantní akustický zdroj, ale také nejvíce ovlivňuje tónovou složku zvuku. Tyto studie však nezahrnovaly samobuzené oscilace hlasivek, ale jejich předepsaný pohyb [89, 90] nebo proudění přes pevnou mezeru [91].

To, že je dipól dominantní akustický zdroj v *glottis*, potvrdili i Bae a Moon [81], kteří testovali INS/PCE metodu na osově symetrickém modelu s předepsaným pohybem hlasivek. Podobný přístup použili i Jo *et al.* [92], kteří tyto výsledky verifikovali experimentálně – základní frekvence kmitání hlasivek a první dva formanty si zcela odpovídaly. Zörner *et al.* [87] aplikovali tuto metodu na proudění přes různě tvarovanou nepohyblivou *glottis*. Formanty samohlásky [u:] nebyly na tvar *glottis* citlivé.

Srovnání Lighthillovy analogie [74, 75] a INS/PCE metody za podmínek proudění skrz nepohyblivou *glottis* provedli Šidlof *et al.* [93]. Formantové frekvence samohlásek [i:] a [u:] zjištěné oběma metodami si zcela odpovídaly, avšak za předpokladu nepohyblivé *glottis*, tedy bez samobuzených oscilací, a zvuku z Lighthillovy analogie. V předchozí publikaci Šidlof *et al.* [94] simulovali nestlačitelné proudění a akustiku obdrženou INS/PCE metodou přes hlasivky s předepsaným pohybem s akcentem na paralelizaci a efektivitu výpočtu. Navrhli, aby se fluidně-

⁴ *Glottis, rima glottidis* – štěrbina hlasivková [79].

⁵ Machovo číslo – Ma.

⁶ Akustické perturbační rovnice – acoustic perturbation equations, APE.

⁷ INS/PCE splitting approach – incompressible Navier-Stokes equations/perturbed compressible equations.

⁸ Přímá numerická simulace – direct numerical simulation, DNS.

akustická interakce řešila na prostorových modelech kvůli prostorovým vírovým strukturám, které se objevují ve skutečném vokálním traktu a jsou důležitým akustickým zdrojem.

Přímou numerickou simulaci stlačitelných Navier-Stokesových rovnic stále využívá velmi málo autorů, přesto se v poslední době objevil článek od Schickhofera *et al.* [95], kteří zkoumali produkci finských samohlásek skrz vokální trakt do volného pole. Místo hlasivek použili Rosenbergovo buzení [96], tedy pulz, jehož spektrum by se mělo blížit spektru generovanému lidskými hlasivkami. První dva formanty důležité pro srozumitelnost [1] se přibližně shodovaly s naměřenými.

2.1.3 Fluidně-strukturně-akustická interakce

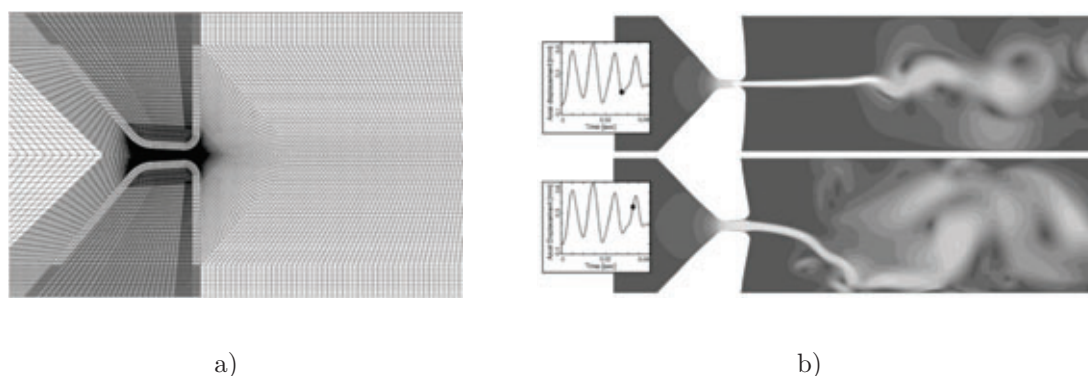
Současné výpočetní zdroje už umožňují spojit dohromady fluidně-strukturní a fluidně-akustickou interakci, aby byla zajištěna vazba mezi všemi třemi prostředími (obr. 2.2) buď pomocí akustické analogie (nepřímý přístup), nebo pomocí přímé numerické simulace (přímý přístup). Interakce mohou být jednosměrné nebo obousměrné. Typickou jednosměrnou interakcí je proudění přes hlasivky s předepsaným pohybem (struktura ovlivňuje proudění bez zpětného ovlivnění) nebo použití akustické analogie, kdy očekáváme, že proudění sice generuje akustický signál, ten ale zpětně proudění neovlivňuje [80, 87]. Typickou obousměrnou interakcí mohou být samobuzené kmity hlasivek způsobené prouděním nebo přímá numerická simulace stlačitelného proudění.

Jeden z prvních výpočetových modelů, u něhož se podařilo zkombinovat samobuzené kmity a akustiku, byl ten od Alipoura *et al.* [97]. Jedná se o vývoj modelu z 80. let [48–52], který v současnosti zahrnuje interakce mezi trojrozměrnou strukturou hlasivek, dvojrozměrným nestlačitelným prouděním a jednorozměrnou akustikou řešenou vlnovou rovnicí. Průběh tlaků po ose symetrie ukázal, podobně jako u [61, 93, 98], že jeho největší pokles nastává při divergentním postavení hlasivek, kdy je rychlost proudění maximální. Tento jev experimentálně ověřili Scherer *et al.* [99] a Fulcher *et al.* [35]. Formanty samohlásek [a:] a [i:] souhlasily s měřením na pacientech [97].

Rovinný model řešený metodou konečných prvků představili Link *et al.* [86], aby demonstrovali funkci fluidně-strukturně-akustické interakce, viz obr. 2.4 a). Jednalo se o hlasivky kmitající bez kontaktu buzené nestlačitelným prouděním – fluidně-strukturní interakce tedy byla obousměrná. Jednosměrná fluidně-akustická interakce byla založena na Lighthillově analogii [74, 75] a jednosměrná strukturně-akustická interakce na řešení Eulerovy rovnice. Zpětný vliv akustiky na proudění a strukturu byl tedy zanedbán. Na rozdíl od [63–65], ale podobně jako [56, 100] zde autoři usuzují, že ohýbání proudu za hlasivkami je způsobeno Coandovým efektem [66], viz obr. 2.4 b). Asymetrie vzdušného proudu má podle nich vliv na bohatost akustického spektra při výstupu z vokálního traktu.

V nedávné době publikovali rovinný model fluidně-strukturně-akustické interakce Loder-meyer *et al.* [101], který kombinovali s experimentem. Ukázali, že oscilující hlasivky jsou dominantním zdrojem zvuku, který je zesílen v malém prostoru těsně nad hlasivkami, a ve volném poli se dále šíří jako kulová vlna. K řešení akustiky použili Lighthillovu analogii [74, 75], což znamená, že neuvažovali vliv dipólů a monopólů jako akustických zdrojů od proudění skrz *glottis* a od vibrujících hlasivek, postupně.

Aktuálně se objevil nový rovinný model fluidně-strukturně-akustické interakce od pražské výzkumné skupiny Balázsové *et al.* [102]. Proudění založili na řešení stlačitelných Navier-Stokesových rovnic, jednalo se tedy o přímou numerickou simulaci. Vstup do průdušnice byl buzen rychlostí proudění. Čtyřvrstvá struktura hlasivek zahrnovala buď homogenní lineárně-elastický model materiálu, nebo hyperelastický neo-Hook. Deformaci fluidní sítě podle oscilací



Obr. 2.4. Výpočtový model Linka *et al.* [86]: a) detail konečnoprvkové sítě, b) rychlost proudění mezi hlasivkami, Coandův efekt.

hlasivek zajistili ALE metodou⁹, mezi hlasivkami však nebyl realizován kontakt. Úloha byla řešena v čase a diskretizována Galerkinovou metodou. Výsledky ukázaly, že v některých místech hlasivky je deformace tak výrazná, že je nutné uvažovat druhé derivace v tenzoru přetvoření, tedy využít neo-Hookeovský model materiálu. Deformace je nejvýraznější na horním okraji hlasivky, kde je poddajnější materiál, a na jejím mediálním povrchu (na čele).

Vliv asymetrie vzdušného proudu na fluidně-strukturně-akustickou interakci se v současnosti na dvoumotovém modelu pokusili objasnit Erath *et al.* [103]. Zjistili, že asymetrie proudu může zlepšit přenos energie z proudění do hlasivek a zesílit vyzařovaný zvuk, obzvláště při nesymetrickém kmitání hlasivek. Ve výpočtu byla uvažována nelineární interakce 2. úrovně podle Titzeho [9], jejíž projevy jsou sledovatelné i v našem výpočtovém modelu¹⁰.

Na brněnské Fakultě strojního inženýrství se principem tvorby hlasu zabýváme několik generací. Na Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky bylo v posledních letech také vyvíjeno několik výpočtových modelů. Pomocí některých se analyzoval vliv tvaru vokálního traktu na spektrální a modální vlastnosti samohlásek [104], jiné obsahovaly i funkční model hlasivek [105] nebo reálně tvarovanou lidskou hlavu a její okolí [106–109]. Nedávno byly vytvořeny dvou i trojrozměrné modely samobuzeného kmitání hlasivek, které zahrnovaly fluidně-strukturně-akustickou interakci [110, 111]. Několik výpočtů bylo realizováno také na hlasivkách skutečné geometrie [112]. Modelovány byly samozřejmě krom zdravých hlasivek i některé patologie [113, 114]. Pozornost byla věnována také umělým hlasivkám [115, 116].

2.1.4 Experimentální studie a měření

Výsledky výpočtového modelování by měly být srovnávány s experimentálními studiemi nebo měřeními na pacientech, aby bylo možné data verifikovat. K verifikaci se dá opřít o měření Scherera *et al.* [117], který sledoval závislost tlaku v hrtanu na objemovém průtoku mezi hlasivkami nebo Thomasona *et al.* [54], který potvrdil, že největší pokles tlaku ve vokálním traktu se objevuje mezi kmitajícími hlasivkami. Obdobné výsledky byly obdrženy i výpočtovým modelováním v [61, 71, 93, 97, 98]. Podobný jev naměřili i Scherer *et al.* [99] a Fulcher *et al.* [35], kteří ukázali, že minimální tlak se objevuje při divergentním tvaru *glottis*.

⁹ALE metoda – arbitrary Lagrangian-Eulerian approach, metoda, která kombinuje výhody Eulerovské (pevný referenční rámec) a Lagrangeovské (pohyblivý referenční rámec) formulace.

¹⁰Více v částech 2.2.2 a 3.6.

Rychlosti proudění mezi hlasivkami zjišťovala většina autorů PIV metodou¹¹ [118–121], případně termickým anemometrem [122]. Ukázali, že v závislosti na fázi otevření hlasivek se rychlosti pohybují kolem 0,1 Ma, zhruba od 10 do 60 m·s⁻¹.

Vliv tvaru *glottis* na spektrum zvuku a identifikaci akustických zdrojů zkoumali Zhang *et al.* [123]. V závislosti na velikosti průtoku mezi hlasivkami převažuje buď dipól (pískavý zvuk při nižších průtocích), nebo kvadrupól (šum od turbulencí při vyšších průtocích).

Vlastnosti silikonových materiálů, z nichž se vyrábí hlasivky pro experimenty, zjišťovali Zörner *et al.* [124] a Weiss *et al.* [34]. Youngův modul pružnosti se u takových materiálů zvyšuje s frekvencí kmitání. Podobné materiály pak využili Horáček *et al.* [40, 125] nebo aktuálně Motie-Shirazi *et al.* [41] při určování kontaktních tlaků mezi hlasivkami, popisu proudění (tlaků a rychlostí) a charakteru kmitů hlasivek (šířky otevření *glottis*, plochy mezihlasivkové mezery).

Měření se neprovádí jen na silikonových modelech, ale také na pacientech nebo na hrtanech vyoperovaných z kadaverů. Z videokymografických záznamů¹² [126–129] zdravých pacientů mohou být zjišťovány doby otevření a uzavření hlasivek a šířka *glottis*. Fyziologie kmitajících hlasivek, kinematika hrtanu, napětí ve svalech nebo přechody mezi hlasovými registry se naopak dají studovat na vyoperovaných hrtanech [26, 130–133], někteří autoři zkoumají i hlasivky zvířat [134]. Zkouškami tkání jsme schopni obdržet rozsahy základních vlastností materiálu [135–138]. Vyoperovaný hrtan si také zahrál ve výborném výukovém filmu o fyziologii a funkci hlasivek, který natočili v Groningenu Van den Berg *et al.* [139].

2.1.5 Shrnutí metod k řešení fluidně-akustické interakce

Na základě dostupné literatury uvedené v předchozích kapitolách se dají sestavit doporučení, při jakých podmínkách modelovat fluidně-akustickou interakci jakým způsobem. Vhodná volba je zejména odvislá od rychlosti proudění. Malá rychlost proudění totiž obvykle znamená velmi malé změny hustoty tekutiny [88], a tedy zanedbatelnou akustickou vlnu. Za takových podmínek se proudění dá uvažovat jako nestlačitelné. Nestlačitelnost však znamená absenci akustiky, proto je nutné vybrat správnou akustickou analogii. Stlačitelné proudění může naopak akustické vlny přenášet, proto volba akustické analogie nemá smysl. Shrnutí je uvedeno v tab. 2.1, metody jsou popsány v části 2.1.2 a 2.1.3.

	Nestlačitelné proudění		Stlačitelné proudění
Proudění	< 0,3 Ma		> 0,3 Ma (< 0,1 Ma: nevhodné)
Akustika	< 0,1 Ma: APE metody např. INS/PCE metoda	> 0,1 Ma: Lighthillova analogie Curleho analogie FWH metoda	Je součástí řešení

Tab. 2.1. Shrnutí metod, které se dají použít k řešení fluidně-akustické interakce.

¹¹PIV metoda – particle image velocimetry, integrální laserová anemometrie, optická metoda k vizualizaci a měření rychlostního pole v tekutině.

¹²Videokymografie – originální metoda od Švece a Schutteho [126], která umožňuje ze záznamů běžné laryngoskopické kamery zjistit důležité parametry kmitů hlasivek. Více v kap. 2.3.3.

2.2 Biomechanika lidského hlasu

Výzkum tvorby hlasu má multidisciplinární charakter [140] a pro studium konkrétního jevu je nutné použít prizma, principy a informace z různých vědních disciplín – z medicíny, biologie, biofyziky, fyziky a dalších.

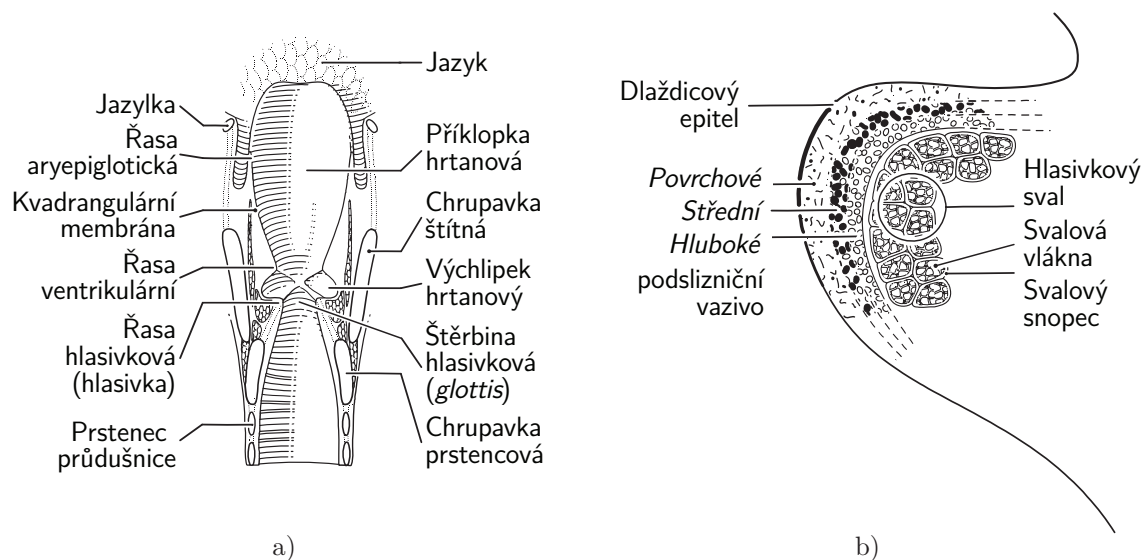
Hlasivky i s vokálním traktem jsou součástí lidského těla a pro jejich výpočtové modelování odpovídající realitě je nezbytné aplikovat poznatky z anatomie a fyziologie tak, aby bylo možné nejen vhodně zvolit parametry (materiálu, tlumení, okrajové podmínky apod.), ale také vybrat správnou teorii pro popis fyzikálních jevů souvisejících s fluidně-strukturálně-akustickou interakcí.

2.2.1 Hlasivky jako součást hrtanu

Anatomie hlasivek

Hlasivky, část těla zodpovědná za tvorbu hlasu, jsou uloženy v hrtanu. Hrtan je dutá trubice na obr. 2.5 a) a 2.6 skládající se z chrupavek, které jsou pohyblivě spojeny klouby, vazy a svaly, a mající, krom funkce tvorby hlasu (fonace), také důležitou funkci respirační [79].

Hlasivka je tvořena několika druhy měkkých tkání [141]. Můžeme u ní rozlišit až pět vrstev [1] podle obr. 2.5 b): mnohovrstevný dlaždicový epitel (svrchní vrstva), podslizniční vazivo¹³ skládající se ze tří vrstev (povrchové, střední a hluboké, které v sebe plynule přechází) a hlasivkový sval¹⁴. Hlasivky jsou uloženy transversálně mezi chrupavkou štítnou¹⁵ a párovými chrupavkami hlasivkovými (konévkovými)¹⁶. Zúženou mezeru mezi nimi nazýváme štěrbina hlasivková¹⁷ [79], viz obr. 2.5 a).



Obr. 2.5. Anatomie: a) frontální řez hrtanem, b) frontální řez hlasivkou, převzato a upraveno z [1].

¹³Podslizniční vazivo – *lamina propria*.

¹⁴Hlasivkový sval, TA muscle – *musculus thyroarytaenoideus*.

¹⁵Štítná chrupavka, T cartilage – *cartilago thyroidea*.

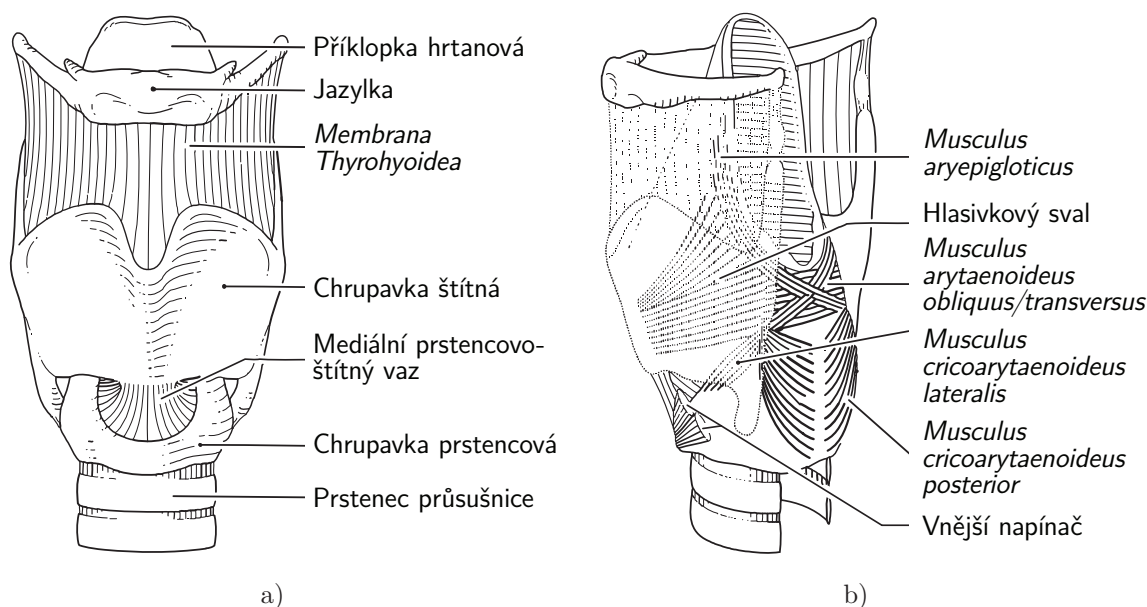
¹⁶Hlasivkové (konévkové) chrupavky, A cartilages – *cartilagine arytaenoidee*.

¹⁷Štěrbina hlasivková – *rima glottidis* neboli *glottis*.

Fyziologie hlasivek

Hrtan se podílí nejen na fonační a respirační funkci, ale plní i funkci ochrannou a účastní se kašláním (zbavování hlenu a cizorodých těles) [79]. Hlasivky jsou při těchto úkonech různě postaveny.

Při dýchání jsou hlasivky uvolněné, otevřené a tvoří trojúhelníkovou štěrbinu. Při usilovném dýchání se otvírají víc, při klidovém je mezi nimi úzká mezera podobně jako při šepotu [79]. Při fonaci se účinkem svalů hrtanu (obr. 2.6 b)) a pohybem hlasivkových chrupavek (obr. 2.6 a)) přitisknou k sobě do tzv. fonačního postavení¹⁸, které umožňuje vznik vibrací. Fonační postavení se děje ve dvou následujících krocích [139]: V prvním kroku se k sobě přiblíží působením vnějších napínačů¹⁹ chrupavka štítná a prstencová²⁰, čímž se hlasivky protáhnou po délce, a účinkem *musculus cricoarytaenoideus lateralis*²¹, který addukuje²² chrupavky hlasivkové, se uzavřou. V druhém kroku se aktivují *musculi arytaenoidei*²³, nejsilnější adduktory hlasivkové štěrbiny [79], a *m. cricoarytaenoideus posterior*, aby dověly hlasivky nakloněním hlasivkových chrupavek [143].



Obr. 2.6. Anatomie: a) chrupavky a vazy hrtanu, b) svaly hrtanu, převzato a upraveno z [1].

Fonační postavení je mírně odlišné pro modální²⁴ a falzeto rejstřík²⁵. Při modálním rejstříku jsou hlasivky velmi málo napjaté a téměř neprodloužené, hlasové vazy²⁶ jsou uvolněné, což umožňuje fázový posun hlasivek²⁷ a velkou amplitudu vibrací, tedy nízkou frekvenci [11, 139].

¹⁸Fonační postavení je názorně ukázáno v aktuálním článku od Genga *et al.* [142] na psích hlasivkách, které jsou velmi podobné lidským; videa jsou k nalezení na webu článku.

¹⁹Vnější napínač (párový), CT muscle – *m. cricothyroideus*.

²⁰Prstencová chrupavka, C cartilage – *cartilago cricoidea*.

²¹*M. cricoarytaenoideus lateralis*, CA_L muscle – nemá český ekvivalent.

²²Addukce – přitažení.

²³*M. arytaenoidei*, IA muscles – nemá český ekvivalent.

²⁴Modální rejstřík, hrudní rejstřík – typ hlasu, který se běžně využívá v řeči [144].

²⁵Falzeto rejstřík, *falseto* – typ hlasu, který se často využívá při zpěvu ve vyšších tóninách [144].

²⁶Hlasový vaz, *ligamentum vocale*, LV – část hlasivky, která odpovídá střední a hluboké vrstvě podslizničního vaziva a zajišťuje, že hlasivka může kmitat jako struna.

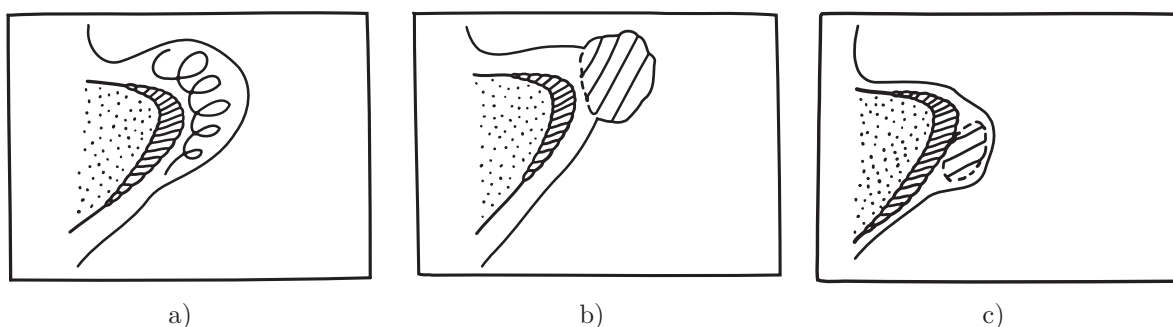
²⁷Fázový posun hlasivek – převrácení z konvergentního do divergentního tvaru.

Takový hlas má silnou hlasitost a bohaté harmonické spektrum. Naproti tomu falzeto rejstřík se vyznačuje vysokým podélným napětím hlasivek a hlasového vazu, což ústí v malé vibrace hlasivek, které se téměř nedotýkají nebo se nedotýkají vůbec bez značného fázového posunu [11, 139]. Takto kmitající hlasivky produkují vysokofrekvenční hlas a nepříliš bohaté harmonické spektrum [11].

Při kašlání dochází k nárazovému uzavření a otevření hlasivek po hlubokém nádechu. Při polykání se mění celá geometrie hrtanu, hltanu a jícnu a hlasivky se reflexivně otvírají. Vniknutí cizího tělesa nebo chemické látky do těla hlasivky brání uzavřením [11, 79].

Patologie hlasivek

Zatímco hlasivky ve fyziologickém stavu mohou generovat takové spektrum, které produkuje normální, běžný hlas, poškozené hlasivky mohou kmitat odlišně, aperiodicky, což způsobuje např. zhrubnutí nebo zastření hlasu. Na základě dostupné literatury [16, 145, 146] byl sestaven přehled nejběžnějších hlasivkových patologií, z nichž některé se dají modelovat výpočtově.



Obr. 2.7. Patologie hlasivek vznikající ze zánětu: a) Reinkeho edém, b) polyp, c) cysta, převzato a upraveno z [16].

Organické poruchy se dají rozdělit podle příčiny vzniku na záněty, nádory, poruchy inervace, hormonální poruchy, úrazy a anomálie hrtanu.

Příčinou zánětu (např. akutní laryngitida) jsou viry, bakterie, negativní vlivy prostředí (kouření, smog) nebo alergie. Projevují se překrvením hlasivek a otokem. Hmotnější, zahlněné a zbytněle hlasivky kmitají nepravidelně, což v hlasu vnímáme jako chrapot; ovlivněny bývají vyšší frekvence. Netěsnost hlasové štěrby vede k poslechové dyšnosti hlasu. Časté akutní záněty mohou přejít v chronické, kdy dochází k nevratným změnám ve tkáni ovlivňujícím amplitudu kmitů a postup slizniční vlny²⁸.

Mezi zánětlivá onemocnění řadíme Reinkeho edém na obr. 2.7 a), což je rozsáhlá forma edému v povrchové vrstvě podslizničního vaziva²⁹. Vzniká při nadměrné námaze hlasivek spojené s kouřením. Projevuje se změnou mechanických vlastností hlasivek, změnou jejich objemu (vznik vodnatého puchýře), zhrubnutím hlasu a chrapotem.

Vlivem přetěžování hlasu při zánětu se na hraně hlasivek mohou vytvořit polypy nebo cysty na obr. 2.7 b) a c), které mechanicky brání hlasovému uzavření, čímž se stává hlas dyšnější nebo chraptivější (v závislosti na poloze polypu, cysty).

Hlavní příčinou nádorů hrtanu (karcinom, papilomatóza) je kouření a konzumace destilátů, s přibývajícím věkem se riziko zvětšuje. Nejčastěji se jedná o karcinom hrtanu. Pokud se objeví

²⁸Slizniční vlna – vlnění povrchu hlasivky probíhající kraniálním směrem, které je podmínkou samobuzených oscilací [23, 54, 55, 144].

²⁹Povrchová vrstva podslizničního vaziva, superficial lamina propria, SLP – *lamina propria superficialis*.

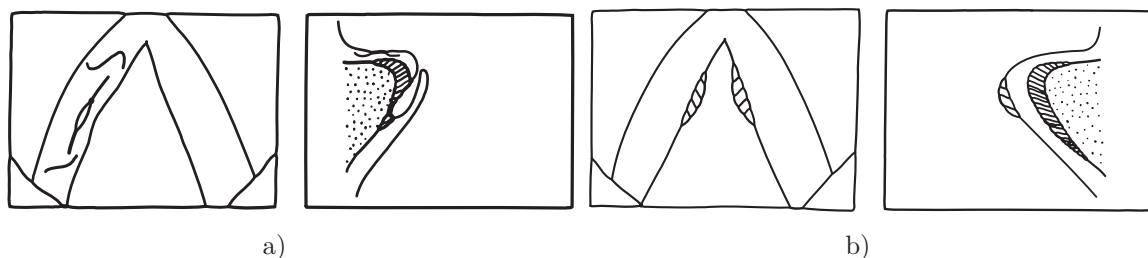
karcinom na hlasivce, projevuje se dlouhotrvajícím chrapotem, jinak je obtížně diagnostikovatelný. Zasažená hlasivka je tužší, podle rozsahu zasažení porucha často končí odebráním hrtanu i s mízními uzlinami. Nezhoubné nádorové bujení virového původu je i papilomatóza způsobující květákovitě nebo rosolovitě bující sliznici hrtanu a hlasivky. Kvalita hlasu se zhoršuje, obzvlášť po několikerém odstranění recidivujícího nádoru.

Příčiny poruchy inervace hrtanu, tedy postižení zvrtného nervu³⁰ mohou být různorodé: od virových onemocnění, přes úrazy hrtanu, komplikace při operacích štítné žlázy až po útlaky nervu v hrudní oblasti. Paréza hrtanu může být jednostranná i oboustranná. Porucha se projevuje buď špatným hlasem a normálním dýcháním (hlasivka je ochablá, hlasivková štěrbina je otevřená), nebo dyšností a téměř normálním hlasem (hlasivka je vlivem svěračů neustále ve fonačním postavení).

Hormonální poruchy jsou zapříčiněny změnou hladiny některých hormonů v krvi a projevují se většinou prohloubením a zhrubnutím hlasu.

Úrazy hrtanu mohou být způsobeny mechanickým (úraz chrupavek, hojení) nebo chemickým (vdechnutím horkých zplodin) poškozením hrtanu. Projevují se zjizvením hlasivek nebo změnou jejich vlastností, zejm. elasticity, ať už lokálně (jizvy) nebo globálně, čímž je ovlivněna amplituda a symetrie kmitů.

Anomálie hrtanu jsou většinou vrozené růstové odchylky ve stavbě hrtanu, často vzniká přepážka hrtanu nebo jeho vakovité výchlípky (*sulcus vergeture*, *s. glottidis*, *s. vocalis*, viz obr. 2.8 a)).



Obr. 2.8. Další patologie hlasivek: a) *sulcus glottidis*, b) hlasové uzlíky, převzato a upraveno z [16].

Mezi funkční poruchy hlasu řadíme poruchy vzniklé buď přemáháním hlasu, nebo z psychických příčin.

Hyperkinetická dysfonie a hlasové uzlíky jsou typické poruchy hlasu způsobené jeho přemáháním normálním nebo zpěvním hlasem většinou při používání nevhodné hlasové techniky. Vznik podporuje také přemáhání hlasu při zánětu nebo cigaretový kouř. Projevuje se zprvu hlasovou únavou, později chrapotem. Hlasivky zesilují do vřetenovitého tvaru, což má za následek nedomykavost. Při pokračující zátěži se tvoří hlasové uzlíky (obr. 2.8 b)) přibližně v místě největšího rozkmitu hlasivek, tedy v jejich polovině, u zpěváků v přední třetině. Velmi často se objevuje u dětí.

Dysfonie a afonie jsou psychosomatická onemocnění vznikající ze stresového prožívání náhle nebo např. po zánětu horních cest dýchacích. Projevují se žádným (afonie) nebo slabým, nezvučným až dyšným hlasem (dysfonie) bez patologického nálezu avšak s hlasivkami neschopnými fonovat.

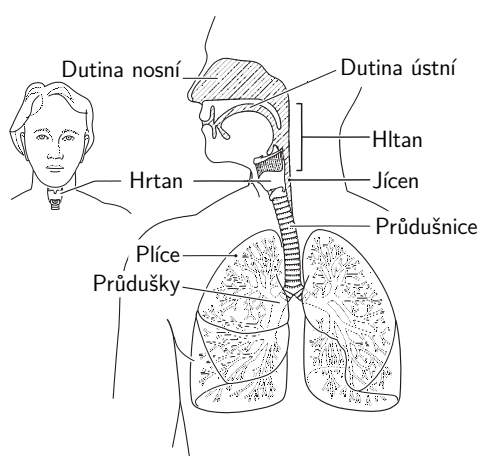
Fistulový hlas a prodloužená mutace se objevuje u chlapců po proběhlé pubertě, kdy je s plně vyvinutým mužským hrtanem z psychických příčin nemožno normálně fonovat. Tehdy přetrvává vysoký dětský hlas nebo se prodlužuje období mutace.

³⁰Zvrtný nerv – *nervus laryngeus recurrens*.

Spastická dysfonie je nejčastější hlasová neuróza způsobená nesprávnou koordinací svalového tonu hrtanového svalstva. Křečovitě sevřené hlasivky při fonaci produkují tlačný nebo přerušovaný hrubý hlas. Hlasivky časem zesilují a jejich okraje se stávají hrubšími.

2.2.2 Tvorba lidského hlasu a řeči

Tvorba hlasu je podmíněna vzduchem proudícím (vydechovaným) z plic, viz obr. 2.9. Proud vzduchu hnaný skrze průdušnici je rozkmitán napjatými hlasivkami a jeho unikající pulzy reprezentují zdroj zvuku [11]. Ten se šíří postupně vokálním traktem (hrtanem, hltanem a ústní a nosní dutinou) a je jím modulován. Výsledný lidský hlas pak závisí na postavení, vlastnostech a dynamické změně mluvidel (rty, zuby, jazyk, patro) a ten je prostředkem ke tvorbě řeči.



Obr. 2.9. Dýchací soustava, převzato a upraveno z [1].

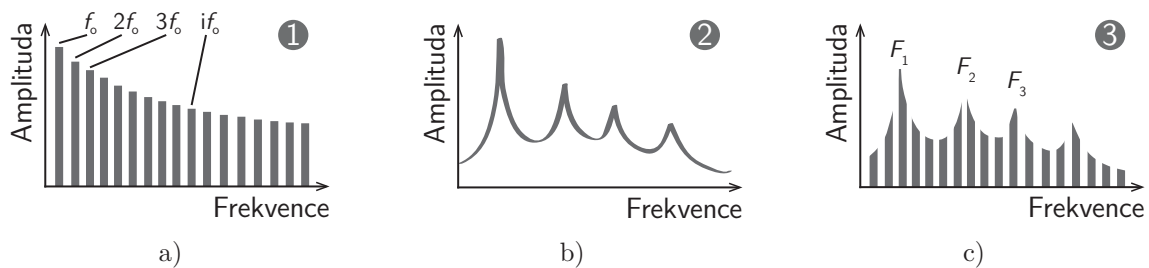
Z hlediska akustiky je řeč sledem zvuků o různé intenzitě a spektrální skladbě. Po stránce fonetické se dá rozdělit na hlásky, z nichž každá má odlišnou povahu. Některé jsou harmonické (složené tóny), zejména české samohlásky *a, e, i, o, u* a souhlásky *l, m, n*, jiné jsou neharmonické (aperiodické zvuky a šumy), např. třené souhlásky (*f, h, ch* a sykavky *s, š*) nebo ražené souhlásky (*k, p, t*). Kombinací obou principů vznikají znělé varianty souhlásek (*b, d, g, v, z, ž*), ražené sykavky (*c, č*) a kmitné hlásky (znělé *r* a neznělé *ř*) [147].

Tvorbu hlasu se v minulosti snažilo popsat mnoho autorů. Od nejstarších názorů, že průdušnice funguje jako flétna [11], se časem přešlo k zásadnímu poznání, že hlásky vznikají v hrtanu [148]. Mechanismus vzniku akustického signálu však známý nebyl. První úvahy vedly k tomu, že zvuk se tvoří v *glottis*, jejíž plocha je úměrná výšce hlasu [148], pozdější k tomu, že zvuk vzniká z vírů nad hlasivkami [149, 150]. Proběhlé experimenty [151] ale dokladovaly, že vznik zvuku je vázán na vibrace hlasivek. To vedlo k úpravě tehdejších teorií: zvuk zřejmě nevzniká z *glottis*, z vírů nad hlasivkami ani z vibrací hlasivky jako struny, ale z pulzů stlačeného vzduchu unikajícího mezi hlasivkami [152].

Po objevu mechanismu vzniku zvuku měla podstatu vibrací hlasivek vysvětlit neurochronická teorie [153]. Každý kmit hlasivky je podle ní určen nervovým impulzem. Téměř současně se ale objevily dvě komplementární teorie: myoelasto-aerodynamická [11], která měla vyvrátit, že kmity hlasivek vznikají z nervových pulzů a objasnit jejich vznik ze samobuzených oscilací, a teorie zdroje a filtru [8], která měla vysvětlit harmonické složky řeči, samohlásky. Tyto teorie byly verifikovány a v současnosti ze nich vychází [9, 10, 12].

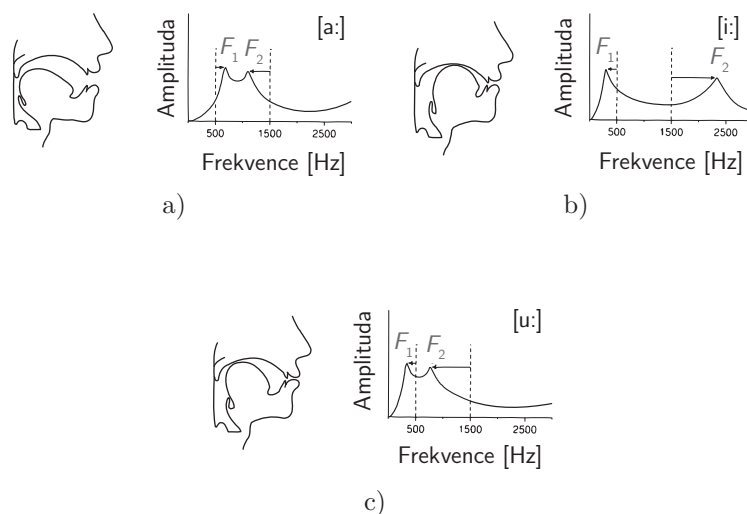
Teorie zdroje a filtru

Teorie zdroje a filtru [8] popisuje vznik samohlásek dvoustupňově, pomocí lineárně nezávislého zdroje zvuku a jeho filtru. Zdrojem, neboli oscilátorem, zde rozumíme hlasivky, v jejichž spektru je obsažena základní frekvence kmitání f_0 a mnoho harmonických násobků s postupně klesající amplitudou, viz obr. 2.10 a). Výsledná samohláska a její zvuková barevnost je určena tvarováním vokálního traktu, tedy filtrem, jehož rezonanční maxima přenosové funkce (obr. 2.10 b)) některé harmonické frekvence zdroje zvýrazní a jiné ztlumí. Maxima ve výsledném spektru (obr. 2.10 c)) se v literatuře označují jako formanty F_1 , F_2 , F_3 atd. Naměřené formanty však neleží přesně na násobcích f_0 , jak by se mohlo zdát, ale spíše označují oblasti, kde se objevují maxima produkované akustické energie [154, 155]. Tyto oblasti jsou pro každou samohlásku typické, protože vokální trakt je pokaždé jinak postaven – proto mají různé samohlásky odlišná výsledná spektra a formanty.

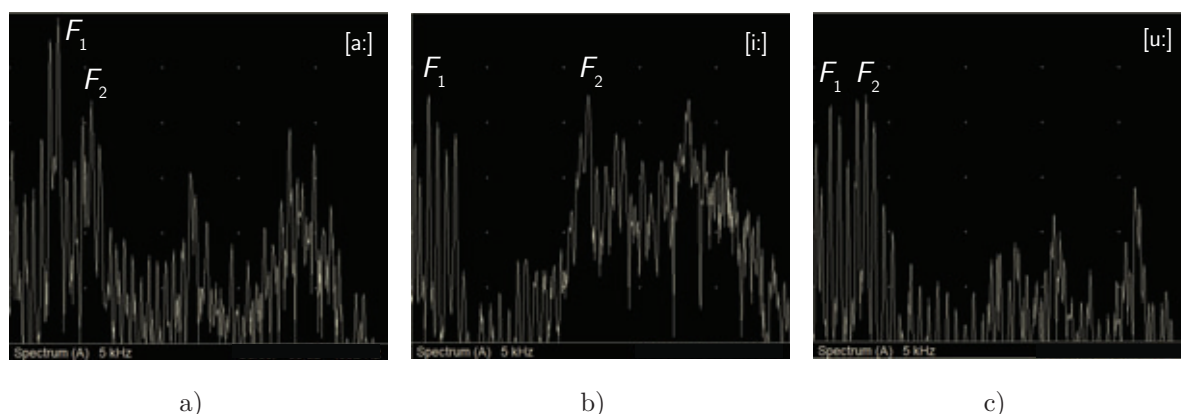


Obr. 2.10. Formování frekvenčního spektra samohlásky podle teorie zdroje a filtru: a) harmonické spektrum zdroje, b) přenosová funkce vokálního traktu, c) výsledné spektrum vyslovené samohlásky.

Tvary vokálního traktu a odpovídající výsledná spektra pro anglické souhlásky [a:], [i:] a [u:] jsou znázorněny na obr. 2.11 a)–c). Spektra odpovídajících českých samohlásek, měřená v rozsahu 0 až 5000 Hz s využitím programu VoceVista [156], jsou pro ilustraci uvedena na obr. 2.12 a)–c).



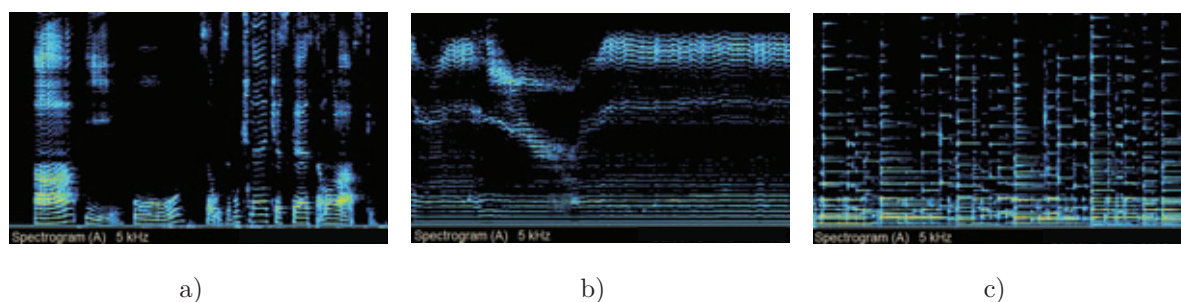
Obr. 2.11. Frekvenční spektra anglických samohlásek: a) [a:], b) [i:], c) [u:], převzato a upraveno z [1].



Obr. 2.12. Frekvenční spektra českých samohlásek: a) [a:], $F_1 = 644$ Hz, $F_2 = 1076$ Hz; b) [i:], $F_1 = 234$ Hz, $F_2 = 2320$ Hz; c) [u:], $F_1 = 234$ Hz, $F_2 = 695$ Hz; záznam autor.

Z hlediska srozumitelnosti samohlásek v mluvené řeči se dominantně uplatňují první dva formanty [1], z hlediska zpěvu se uplatňuje také třetí, příp. třetí, čtvrtý a pátý, které při určité technice zpěvu vzájemně interferují, zesilují se a tvoří tzv. „zpěvní“ nebo „pěvecký formant“ [144, 157]. K analýze zpěvního i mluveného hlasu se mimo spekter používají i spektrogramy, což je forma zápisu akustického signálu, u níž je na vodorovné ose vyneseno čas, na svislé frekvence, přičemž intenzita konkrétní frekvence v daném čase je znázorněna barevnou škálou.

Na obr. 2.13 a)–c) jsou ukázky spektrogramů s rozsahem 0 až 5000 Hz vytvořených pomocí programu VoceVista [156] pro charakterově odlišné záznamy. Alikvotní zpěv na obr. 2.13 b) výborně demonstruje teorii zdroje a filtru: hlasivky (zdroj) kmitají na konstantní frekvenci a změna tvaru vokálního traktu (filtru) ovlivňuje polohu formantů.



Obr. 2.13. Ukázka spektrogramů: a) záznam věty: „A, i, u jsou zvukové české samohlásky.“; b) alikvotní zpěv, konstantní základní frekvence 117 Hz, měnící se vyšší harmonické složky; c) začátek jazzového standardu „Fly Me to the Moon“ od Barta Howarda, kytara; záznam autor.

Nelineární teorie zdroje a filtru

Původní Fantova teorie zdroje a filtru [8] se používala asi padesát let a stále je součástí mnoha algoritmů k rozpoznávání hlasu a hlasové syntéze [158]. Vysvětluje však pouze vznik samohlásek u nižšího mužského hlasu [9, 158, 159] a předpokládá lineární nezávislost mezi zdrojem a filtrem [159]. Nezávislost byla tradičně vysvětlována vysokou akustickou impedancí *glottis* oproti zbytku vokálního traktu [160]. Měření ale ukázala, že úzká spodní část vokálního traktu má impedanci s *glottis* srovnatelnou [160], což je zřejmě důsledkem podobných ploch průřezů [9].

Díky podobným impedancím nemusí být vztah mezi zdrojem a filtrem ve všech případech lineární, což mnohokrát ukázal Titze [9, 10, 12, 160]. Ten rozdělil nelinearity do dvou úrovní [9]:

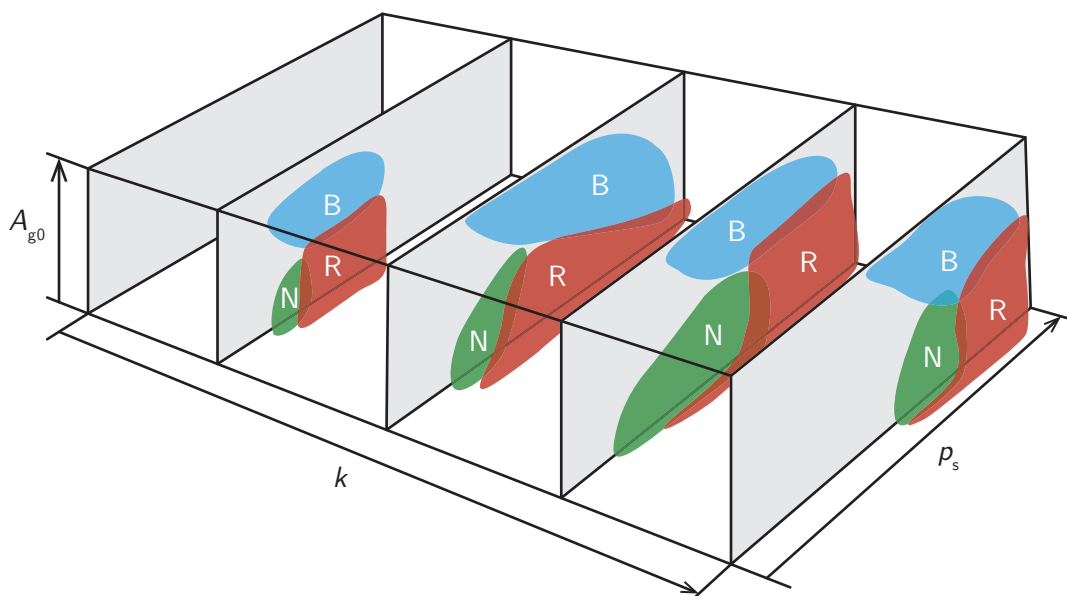
První úroveň se týká interakce mezi objemovým průtokem v *glottis* (zdrojem) a akustickými tlaky ve vokálním traktu (filtru). Tato interakce zkresluje harmonické spektrum zdroje v *glottis* a běžně provází mluvu i zpěv u žen i mužů.

Druhá úroveň se týká stavu, kdy se některá (většinou první, méně často druhá) z harmonických frekvencí zdroje (hlasivek) setká s formantovou frekvencí filtru (vokálního traktu). Způsobuje převážně frekvenční skoky (mezi 30 a 40 Hz) v základní frekvenci zdroje, příp. další nestability.

Myoelasto-aerodynamická teorie fonace

V současnosti je uznávána myoelasto-aerodynamická teorie fonace [11–13]. Na zvuku generovaném hlasivkami se podílí na jedné straně elastické vlastnosti hlasivek a aktivace příslušných svalů, na druhé straně aerodynamika vokálního traktu. Tlakový spád pod a nad hlasivkami zajišťuje proudění v *glottis* a jeho vlivem dochází k samobuzenému kmitání hlasivek. Při otevírání hlasivek převažuje zatížení od proudění, při uzavírání převažují elastické síly v hlasivkách na úkor sníženého tlaku mezi nimi [12, 57]. Tento opakující se jev je produktem nestabilní nelineární dynamické soustavy [12]. Aktuální měření [13] doplňují, že s kmitáním hlasivek dominantně souvisí transglotický tlak spíše než tlakový gradient pod a nad hlasivkami.

Kmitání hlasivek je tedy pasivní děj, při němž se hlasivky pohybují účinkem energie dodávané zvenčí, nikoli děj aktivní, při němž by hlasivky kmitaly samy od sebe, např. účinkem nervové aktivace [11]. Aktivace svalů z hlediska této teorie znamená nenulové podélné napětí v hlasivkovém svalu, které dominantně ovlivňuje frekvenci kmitání [1, 73, 161]. Zbylé dva parametry, které určují charakter zvuku generovaného hlasivkami, jsou subglotický tlak ovlivňující hlasitost a počáteční plocha *glottis* ovlivňující kvalitu hlasu na stupnici chraplavý–normální–dyšný hlas [73, 161]. Účinky těchto tří parametrů se částečně překrývají, jak je znázorněno na obr. 2.14.



Obr. 2.14. Kvalitativní znázornění vztahu mezi subglotickým tlakem p_s , podélným napětím hlasivek k a počáteční plochou *glottis* A_{g0} ; zelené pole označuje normální hlas (N – normal), červené pole chraplavý hlas (R – rough) a modré pole dyšný hlas (B – breathy); převzato a upraveno z [73].

2.3 Vybrané metody zobrazování hlasivek a vyhodnocované parametry kmitů

Při výzkumu hlasu a hlasivek se využívají následující metody určené k přímému pozorování kmitajících hlasivek nebo k zjišťování parametrů kmitů jako délka doby otevření a uzavření a jejich vzájemné poměry, které mohou odhalit příčinu hlasových patologií.

2.3.1 Laryngoskopie a laryngostroboskopie

Jedná se o metodu přímého pozorování hlasivek [144]. Původní laryngoskopické zrcátko je v dnešní době nahrazeno kamerou s vlastním zdrojem světla (laryngoskopem), která se zavádí do úst pacienta a zobrazuje kmitající hlasivky shora. Frekvence kmitů hlasivek řádově ve stovkách Hertzů je lidským okem těžko spatřitelná, proto se využívá pozorování ve stroboskopickém světle (laryngostroboskopie), jehož záblesky mají nepatrně vyšší frekvenci než kmity hlasivek, čímž je umožněno sledování pomalých iluzorních kmitů. V případě neperiodického kmitání hlasivek je vyšetření touto metodou obtížné. Tehdy se dá využít pozorování pomocí vysokorychlostní kamery. Tato metoda je velmi univerzální, ale nákladná a zároveň vytváří velké množství dat, jež jsou časově náročně zpracovatelná. Všechny metody se často doplňují zvukovým záznamem [16].

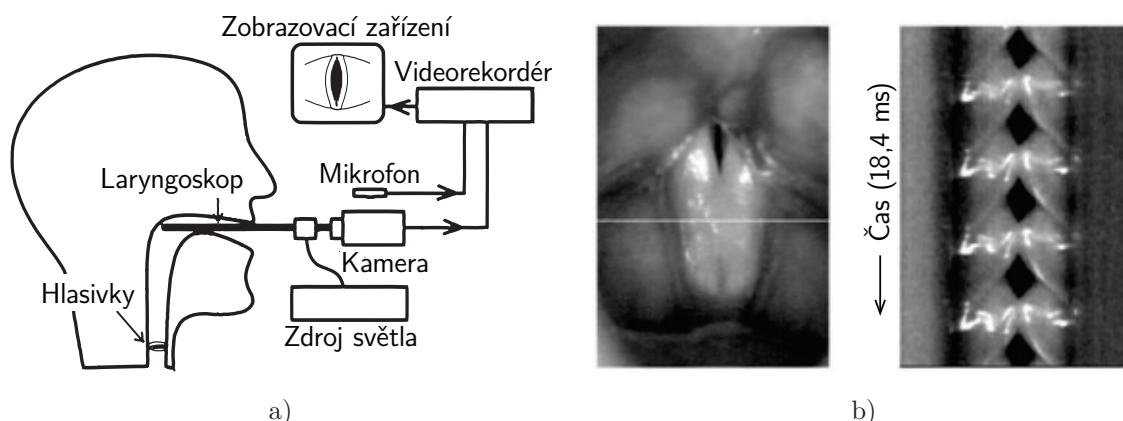
2.3.2 Elektroglotografie a fotoglotografie

Obě metody patří mezi tzv. nelaryngoskopické metody [144] a někdy se využívají v součinnosti. Používanější elektroglotografie (EGG) poskytuje informace o fázi uzavření hlasivek. Z bočních stran na kůži kolem štítné chrupavky se umístí dvě elektrody, mezi nimiž je přes hrtan a hlasivky spojen elektrický obvod, jímž prochází velmi slabý střídavý proud s vysokou frekvencí a nízkým napětím. Snímaný elektrický signál je ovlivňován měnící se impedancí, která závisí na ploše dotyku hlasivek, a pomocí amplitudové modulace je transformován do výsledného EGG signálu. Ten reprezentuje velikost kontaktní plochy hlasivek [162]. Princip fotoglotografie (PGG) je založen na prosvícení tkáně pod hlasivkami, kdy světlo vniká do subglotického prostoru a je snímáno zařízením zavedeným do úst pacienta. Intenzita osvětlení na snímači potom reprezentuje velikost plochy štěrbinové hlasivkové (*glottis*).

2.3.3 Videokymografie

Metoda, která odstraňuje neduhy laryngostroboskopie (nutnost periodických kmitů hlasivek) a zároveň se nestává finančně nedostupnou, se nazývá videokymografie (VKG). Ze záznamu (videokymogramu) se dají určit standardně vyhodnocované parametry sloužící k popisu charakteru kmitů hlasivek (koeficient otevření a uzavření, otevírání, parametry asymetrie kmitů, jejich frekvence atd., více v kap. 2.3.4). Princip metody je vidět na obr. 2.15.

K vyšetření se používá standardní laryngoskopické vybavení (laryngoskop se zdrojem světla napojený na zobrazovací zařízení, obr. 2.15 a)) s kamerou, jež umožňuje snímat obraz ve dvou modech. Kamera může pracovat jednak jako laryngoskopická (obr. 2.15 b) vlevo) a jednak jako VKG kamera snímající pouze jeden obrazový řádek (naznačen bílou horizontální čarou na obr. 2.15 b) vlevo) s frekvencí více než $300\times$ vyšší než v prvním modu. Záznam řádků v čase (obr. 2.15 b) vpravo) pak umožňuje sledovat kmity hlasivek bez nutnosti použití vysokorychlostní kamery. Toto řešení je dáno evropskou televizní normou CCIR, která upravuje standardizovaný formát televizního záznamu na 25 snímků za sekundu při 625 horizontálních obrazových řádcích. Více o metodě a technologii včetně výsledků je uvedeno v [126–128, 144, 163].



Obr. 2.15. Princip videokymografie: a) videokymografické zařízení, b) laryngoskopický záznam a videokymogram, převzato a upraveno z [163].

V průběhu let byla tato metoda vylepšena za pomoci vysokorychlostního snímání a následného zpracování obrazu do videokymogramu (o vysokorychlostní VKG více v [164, 165]) nebo přidáním stroboskopického světla (o videostrobokymografii (VSKG) více v [166]). Objevila se také hloubková kymografie [167] založená na kombinaci vysokorychlostní kamery a laryngoskopu s laserovým paprskem, který triangulační metodou získává informace o posuvech hlasivek v kraniálně-kaudálním směru. Metody měly dát možnost vybrat jakýkoli obrazový řádek po délce hlasivek v průběhu celého vyšetření, resp. podávat informace také o výšce kmitů. Všechny však ukládají velké množství dat a trpí nákladným vybavením.

V nedávné době se objevila další modernizace, která spočívala v použití kamery s vysokým rozlišením osazené šterbinovou závěrkou [168–170]. Kamera každou 1/30 sekundy postupně nasnímá všechny řádky obrazu shora dolů, ukáže výsledek a tento postup opakuje, takže umožní sledovat v čase videokymogram celých hlasivek. Není tedy snímán pouze vybraný řádek uprostřed hlasivky, ale všechny řádky společně. Metoda je nenáročná na množství ukládaných dat a zároveň se pomocí ní dá pozorovat slizniční vlna po celé délce hlasivek, nikoli jenom v jednom řezu.

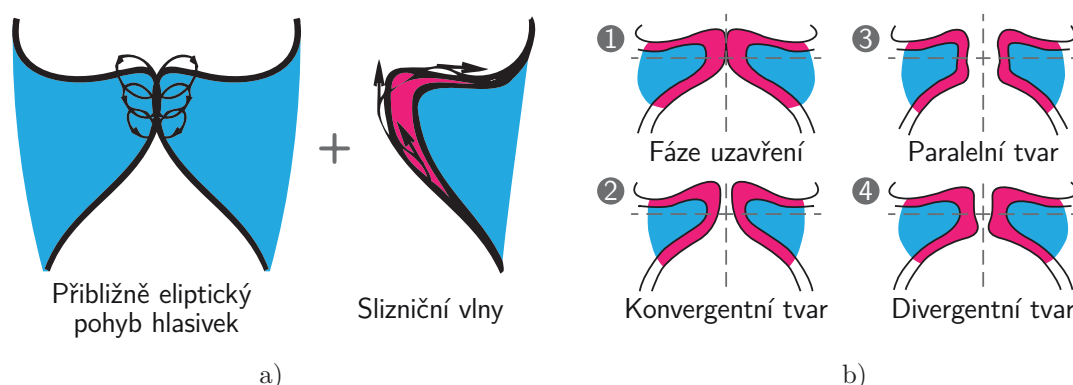
2.3.4 Kmity hlasivek a související vyhodnocované parametry

Při kmitání konají hlasivky složité pohyby, které se snažíme vyhodnotit a kvantifikovat. Body hlasivky vytvářejí přibližně eliptické trajektorie, přičemž po jejím mediálním povrchu současně probíhá zdola nahoru slizniční vlna. Rychlost jejího postupu by se měla pohybovat mezi $0,3$ až $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [171], při komfortní výšce hlasu o střední intenzitě mezi $0,5$ až $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [172–174]. Měla by úměrně záviset na tuhosti [175] i frekvenci kmitání hlasivek [172, 176] a měnit se s pohlavím [176].

Slizniční vlna zajišťuje fázový posun čela hlasivky [144], viz obr. 2.16 a), který je stěžejní pro přenos energie mezi prouděním a hlasivkou a umožňuje její samobuzené kmitání [23, 53–55].

V průběhu jedné periody kmitů zůstávají hlasivky asi polovinu doby otevřeny a polovinu uzavřeny [177, 178], mluvíme proto o fázi otevření (FO) a fázi uzavření (FU). Fáze otevření se dá rozdělit na fázi otevírání (FO') a uzavírání (FU').

Při otevírání jsou hlasivky v tzv. konvergentním postavení, při uzavírání v divergentním postavení a při přechodu mezi těmito stavy prochází paralelním postavením, kdy jsou čela hlasivek přibližně rovnoběžná, viz obr. 2.16 b).



Obr. 2.16. Kmity hlasivek: a) rozložený pohyb hlasivek, převzato a upraveno z [144]; b) fáze pohybu, převzato a upraveno z [179].

Charakter kmitů můžeme v prvním přiblížení posuzovat kvalitativně, tedy můžeme sledovat jejich pravidelnost, symetrii a homogenitu, pozorovat můžeme přítomnost slizniční vlny nebo pohyby okrajů hlasivek a míru uzavření *glottis*. Kvantitativně můžeme vyhodnocovat základní frekvenci kmitů f_o , šířku i plochu *glottis*, kontaktní plochu hlasivek a také dobu jejich otevření a uzavření, dobu otevírání a uzavírání i číselné poměry mezi těmito dobami [16, 144, 179], viz obr. 2.17. Pro popis kmitání hlasivek se v literatuře obvykle používají následující koeficienty [144, 179, 180].

Z délek fáze otevření FO a fáze uzavření FU podle obr. 2.17 můžeme určit koeficient otevření (OQ)³¹ a koeficient uzavření (CQ)³²:

$$OQ = \frac{FO}{FO + FU}, \quad (2.1)$$

$$CQ = \frac{FU}{FO + FU}, \quad (2.2)$$

pro něž platí:

$$OQ + CQ = 1. \quad (2.3)$$

Na základě fáze otevírání FO' a uzavírání FU' je možné určit koeficient uzavírání (ClQ)³³, rychlostní koeficient (SQ)³⁴ a rychlostní index (SI)³⁵:

$$ClQ = \frac{FU'}{FO + FU}, \quad (2.4)$$

$$SQ = \frac{FO'}{FU'}, \quad (2.5)$$

$$SI = \frac{FO' - FU'}{FO' + FU'} = \frac{SQ - 1}{SQ + 1}. \quad (2.6)$$

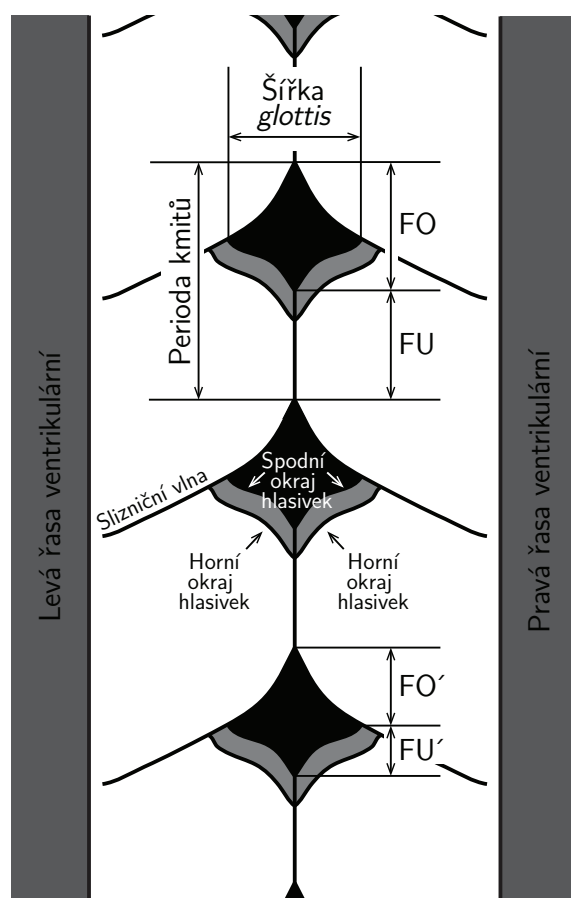
³¹OQ – open quotient, koeficient otevření.

³²CQ – closed quotient, koeficient uzavření.

³³ClQ – closing quotient, koeficient uzavírání.

³⁴SQ – speed quotient, rychlostní koeficient.

³⁵SI – speed index, rychlostní index.



Obr. 2.17. Znárodnění pohybu hlasivek ve videokymogramu a popis jednotlivých fází, na horizontální ose je šířka hlasivek, na vertikální čas, převzato a upraveno z [144].

Tyto indexy poměrově popisují jednu periodu kmitů. Jejich rozmezí jsou uvedena v [128, 177, 178, 181, 182]. Podle nejnovější literatury [177] je 95% konfidenční interval $OQ = 0,36$ až $0,76$ a $SQ = 0,32$ až $1,44$ u mužů a $OQ = 0,38$ až $0,94$ a $SQ = 0,43$ až $1,27$ u žen³⁶. Základní frekvence kmitání hlasivek f_o se pohybuje kolem 110 Hz u mužů a 220 Hz u žen [12, 128].

³⁶Typický symetrický kmit, jehož fáze otevření a uzavření jsou stejně dlouhé a fáze otevírání i uzavírání také (tedy v poměru $FO : FU : FO' : FU' = 0,5 : 0,5 : 0,25 : 0,25$), produkuje: $OQ = CQ = 0,5$, $CIQ = 0,25$, $SQ = 1$ a $SI = 0$.

3 Výpočtové modelování a prezentace výsledků: rovinný model

Dvourozměrný (2D) model fonace českých samohlásek je realizován jako fluidně-strukturálně-akustická interakce (FSAI) a je řešen metodou konečných prvků (MKP). Vychází z prací Hruzy [17] a pozdějších prací Klímy [183], Pavlici [110], Martínka [114] a zejména Švancary [105, 111] a Matuga [115]. Jeho současná verze je vytvořena v programovém systému *ANSYS® Academic Research Mechanical, Release 15.0* a umožňuje volbu většiny důležitých parametrů a vlastností, které souvisí s biofyzikální povahou lidské fonace. Výpočtový model má tyto funkce:

Vokální trakty. Model umožňuje změnu vokálních traktů všech českých samohlásek, tedy [a:], [e:], [i:], [o:] a [u:].

Stlačitelnost proudění. K výpočtu proudění mezi hlasivkami se dá využít nestlačitelný i stlačitelný model tekutiny.

Turbulence. Při výpočtu proudění je možné uvažovat turbulentní model.

Povaha interakce. Modelování proudění přes pevnou hlasivkovou mezeru bez uvažování fluidně-strukturální interakce.

Materiál hlasivek. Parametry homogenního izotropního lineárně-pružného modelu materiálu je možné měnit pro každou vrstvu hlasivek zvlášť.

Tlumení hlasivek. Koeficienty proporcionálního (Rayleighova) tlumení je možné měnit pro každou vrstvu hlasivek zvlášť.

Předpětí hlasivek. Při uvažování rovinného přetvoření můžeme hlasivce předepsat napětí v kolmém směru (více v části 5.2).

Přítlačení hlasivek do kontaktu. Hlasivky k sobě mohou nebo nemusí být před výpočtem přítlačeny do kontaktu.

Buzení. Model fluidně-strukturálně-akustické interakce je možné budit rychlostí proudění nebo konstantním tlakem z plic.

Ve výchozím nastavení je výpočtový model připraven pro samohlásku [a:], proudění je uvažováno jako stlačitelné bez turbulentního modelu, hlasivky jsou v podmínkách rovinné napjatosti bez předpětí, model je buzen konstantním tlakem z plic. Ostatní volby budou uvedeny dále, pomocí některých se například dají simulovat hlasivkové patologie.

3.1 Model geometrie

Geometrie výpočtového modelu vychází z modelů v literatuře a ze skutečné geometrie lidského vokálního traktu, která je přizpůsobena pro použití v rovinném modelu.

3.1.1 Hlasivky

Vnější tvar hlasivek¹ je odvozen od Schererova M5 parametrického modelu [99], viz obr. 3.1 vlevo. Ten byl vybrán, protože je po částech lineární s oblými rohy, snadno upravitelný a přestože je velmi zjednodušený oproti tvaru skutečných hlasivek, je široce využíván [93].

Vrstevnatá struktura hlasivek je zohledněna čtyřvrstevným schématem tvořeným epitelem², povrchovou vrstvou podslizničního vaziva³, vazem⁴, který slučuje střední a hlubokou vrstvu

¹Hlasivka – vocal fold, VF.

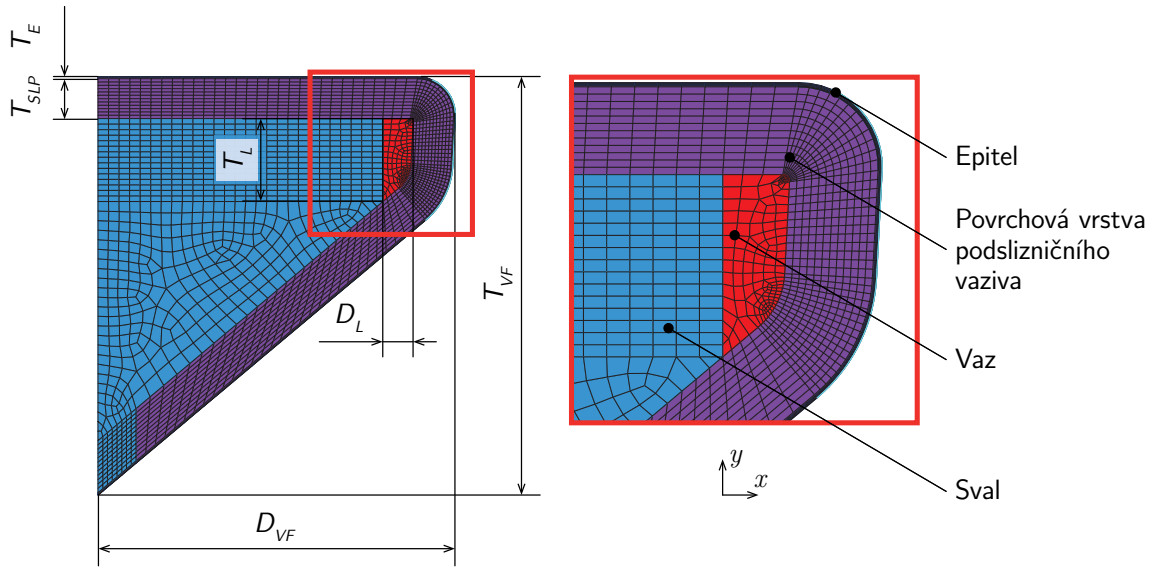
²Epitel – *epithelium*, E.

³Povrchová vrstva podslizničního vaziva – *lamina propria superficialis*, superficial lamina propria, SLP.

⁴Vaz – *ligamentum vocale*, ligament, L.

podslizničního vaziva, a sval⁵ podle obr. 3.1 vpravo.

Celkové rozměry hlasivky a jejích vrstev jsou zakótovány na obr. 3.1. Její šířka je $D_{VF} = 9,00$ mm a výška $T_{VF} = 11,00$ mm. Tloušťka epitelu je $T_E = 0,05$ mm a tloušťka povrchového podslizničního vaziva $T_{SLP} = 1,00$ mm. Rozměry vazy jsou $D_L = 0,80$ mm a $T_L = 2,20$ mm. Tloušťky vrstev byly laděny v předchozích pracích [110, 114, 115] a mimo povrchového podslizničního vaziva odpovídají aktuální literatuře [12, 184]. Povrchové vazivo je silnější, aby se základní frekvence kmitů hlasivek f_o blížila lidským hlasivkám.



Obr. 3.1. Geometrický model hlasivky, čtyřvrstvé schéma.

Přestože se u hlasivek dá rozeznat až pět vrstev [1], viz tab. 3.1, od roku 1974 se v literatuře často využívá dvouvrstvé schéma⁶ [21, 185–191] nebo třívrstvé schéma [40, 59, 192] kvůli zjednodušení geometrie a menšímu počtu parametrů materiálu. V našem výpočtovém modelu je z třívrstvého schématu odděleno podslizniční vazivo, aby bylo možné měnit jeho vlastnosti, a tím simulovat patologické změny hlasivkové tkáně.

3.1.2 Vokální trakt

Geometrie vokálních traktů je odvozena od tvarů skutečných vokálních traktů zachycených při fonaci české samohlásky pomocí magnetické rezonance⁷ [193–198]. Data získaná z MRI obsahovala 24 ploch průřezů vokálního traktu a 23 vzdáleností mezi nimi směrem od hlasivek k ústům. Tato data jsou shrnuta v tab. A.1 v příloze A.

Budeme-li uvažovat vokální trakt o obdélníkovém průřezu s konstantní tloušťkou 16 mm, která odpovídá silně protaženým mužským hlasivkám⁸ [12], můžeme získat geometrii 2D modelu, tedy šířku vokálního traktu ve 24 bodech za sebou. Obdržené souřadnice bodů na povrchu 2D vokálních traktů jsou shrnuty v tab. A.2, geometrie nových samohlásek [e:] a [o:] je na obr. 3.2. V programovém systému ANSYS® jsou tyto body proloženy kubickým splinem a ozrcadleny,

⁵Sval – *musculus vocalis*, muscle, M.

⁶Dvouvrstvé schéma – body-cover model, model tělo-obal [185].

⁷Magnetická rezonance – magnetic resonance imaging, MRI.

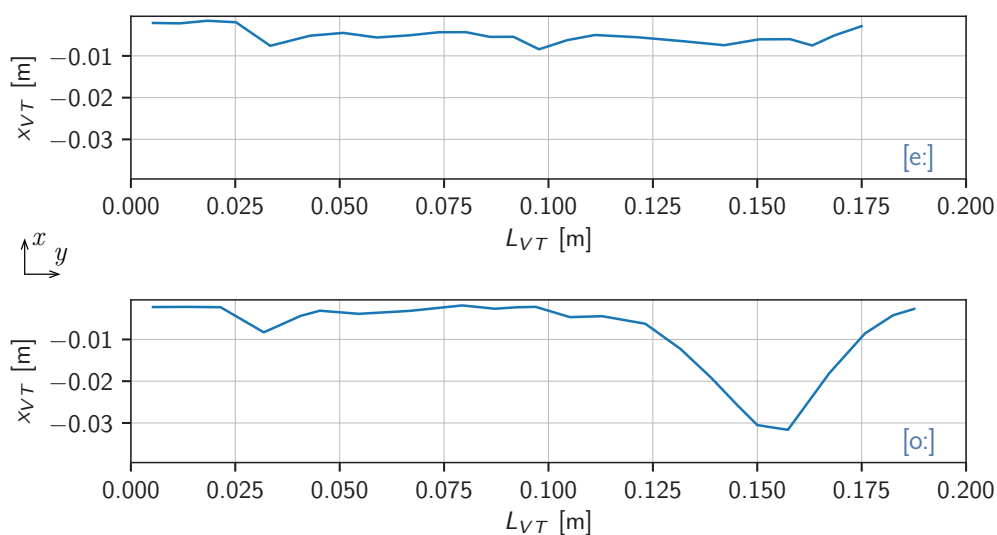
⁸Tloušťka mužských hlasivek včetně 95% konfidenčního intervalu je v anteriorně-posteriorním směru $15,97 \pm 3,20$ mm podle [12]. Jiní autoři [199–201] uvádějí tloušťku spíše o několik mm kratší.

Dvouvrstvé schéma	Pětivrstvé schéma	Čtyřvrstvé schéma	Třívrstvé schéma
Obal	Epitel	Epitel	Sliznice
	Povrchové podsl. vaz.	Povrchové podsl. vaz.	
Tělo	Střední podsl. vaz.	Vaz	Vaz
	Hluboké podsl. vaz.		
	Sval	Sval	Sval

Tab. 3.1. Schémata vrstev hlasivek používaná v literatuře.

čímž je vytvořen finální vokální trakt. Ten navazuje na geometrii idealizované epilaryngeální oblasti⁹ o délce 5,30 mm [1, 17].

Přestože již byly vokální trakty pro samohlásky [a:], [i:] a [u:] na našem ústavu vytvořeny, spolu se dvěma novými samohláskami [e:] a [o:] byly znovu zrekonstruovány, protože se nám podařilo získat přesnější původní data z MRI¹⁰.



Obr. 3.2. Geometrie poloviny 2D vokálního traktu pro samohlásku [e:] (nahore) a [o:] (dole).

⁹Epilarynx – menší část supraglotální oblasti těsně nad hlasivkami [202].

¹⁰Data byla získána od Ing. Vojtěcha Radolfa, Ph.D. z Ústavu termomechaniky AV ČR, v. v. i. 6. 11. 2018 po osobní rozmluvě.

3.1.3 Průdušnice

Geometrie průdušnice¹¹ je v modelu zjednodušena na obdélníkový kanál o délce 74 mm a šířce 19 mm. Oproti měření v [12] je její délka zhruba poloviční, což znamená, že liché vlastní frekvence nebudou v našem modelu obsaženy, viz tab. 3.2 a 3.3.

Podélné n -té vlastní frekvence obdélníkového kanálu f_n^{sub} se dají odhadnout podle vztahu

$$f_n^{sub} = n \cdot \frac{c_{air}}{\lambda}, \quad (3.1)$$

pro

$$n \in \mathbb{N}; n = 1, 2, 3 \dots$$

kde $c_{air} = 353 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, je rychlost zvuku ve vzduchu při 36 °C podle [78, 203] a λ [m] je vlnová délka.

Tyto vlastní frekvence se budou lišit při otevřených a uzavřených hlasivkách. Spodní část průdušnice (u prvního rozdělení do průdušek) bude reprezentována otevřeným koncem trubice, jemuž odpovídá okrajová podmínka tlakového uzlu akustické vlny. Horní část průdušnice (u hlasivek) bude v případě uzavřených hlasivek reprezentována uzavřeným koncem, jemuž odpovídá okrajová podmínka maxima akustického tlaku, v případě otevřených hlasivek bude reprezentována otevřeným koncem, tedy tlakovým uzlem. První vlastní frekvence při uzavřených hlasivkách bude proto odpovídat čtvrtině akustického tlaku (čtvrtině vlnové délky první vlastní frekvence), při otevřených půl vlně (polovině vlnové délky). Srovnání vlastních frekvencí je v tab. 3.2 a 3.3.

n	Uzavřené hlasivky f_n^{sub} [Hz]	Otevřené hlasivky f_n^{sub} [Hz]
1	1193	2385
2	2385	4770
3	3578	7155
4	4770	9541

Tab. 3.2. Vlastní frekvence průdušnice použitého výpočtového modelu.

n	Uzavřené hlasivky f_n^{sub} [Hz]	Otevřené hlasivky f_n^{sub} [Hz]
1	617	1234
2	1234	2469
3	1851	3703
4	2469	4937

Tab. 3.3. Vlastní frekvence průdušnice podle [12].

Tyto rezonanční frekvence průdušnice ovlivňují kmitání hlasivek, proudění mezi nimi a výsledný zvuk samohlásky, avšak ne do takové míry, jako rezonanční frekvence vokálního traktu. Ty jsou v modelu zahrnuty všechny, protože jsou předmětem výzkumu.

¹¹Průdušnice – *trachea*, trachea, T.

3.2 Model materiálu

Model materiálu byl odvozen z literatury [1, 12, 135, 136, 203] a postupně laděn v [17, 105, 110, 111, 114, 115, 183, 204–212].

3.2.1 Hlasivky

Přestože jsou vlastnosti materiálu skutečných hlasivek anizotropní a nelineární [136, 137, 213, 214], v práci je uvažován homogenní izotropní lineárně pružný model materiálu jednak kvůli rychlosti výpočtu a jednak kvůli tomu, že je popsán pouze dvěma parametry – modulem pružnosti E a Poissonovým poměrem μ .

Tyto parametry vykazují podle literatury i u zdravých hlasivek značný rozptyl, a to i v případě, že není uvažována svalová aktivace, proto trvá určitou dobu tyto parametry v modelu odladit, aby se výsledky blížily skutečným hlasivkám.

Navržený výpočtový model hlasivek je čtyřvrstvý a pro každou vrstvu jsou vybrány jiné hodnoty parametrů materiálu. Ve výchozím nastavení má materiál vlastnosti podle tab. 3.4. Moduly pružnosti byly odvozeny z [1, 12, 135, 136], Poissonův poměr byl uvažován blízko nestlačitelnosti, což odpovídá měřením v [215], a hustota byla přejata z [144, 216]. Tím, že je z třívrstvého schématu odděleno poddajnější povrchové podslizniční vazivo, může vaz nést většinu napětí [130, 217], zatímco se podslizniční vazivo může volně deformovat a umožňovat postup slizniční vlny po hlasivkách zdola nahoru [1].

Vrstva	Youngův modul pružnosti E [Pa]	Poissonův poměr μ [–]	Hustota ρ_s [kg·m ⁻³]
Epitel	25000	0,49	1040
Povrchové podslizniční vazivo	2000	0,49	1040
Vaz	8000	0,49	1040
Sval	65000	0,40	1040

Tab. 3.4. Hodnoty parametrů materiálu hlasivkových vrstev ve výchozím stavu.

Tkáň hlasivek je podle [137, 138] podkriticky tlumena s poměrným útlumem $b_p < 1$. Ten však závisí na frekvenci kmitání, proto se uvádělo, že mezi 30 a 40 Hz leží b_p v intervalu od 0,1 do 0,2 a při 130 Hz od 0,2 do 0,4 [137]. Pozdější měření ale naznačila, že b_p s rostoucí frekvencí spíše klesá od 0,4 do 0,1 s nepatrnými rozdíly mezi muži a ženami [138]. Stejně rozmezí uvádí i v [218, 219]. V klasickém dvouhmotovém modelu Ishizaky a Flanagan [20] je uvažován poměrný útlum 0,1 a 0,6.

Jako výchozí poměrný útlum hlasivky budeme proto uvažovat $b_p = 0,2$, což je hodnota, která podle [138] zhruba odpovídá frekvenci kmitání 100 Hz. Při přechodové analýze¹² však systém ANSYS® neumožňuje vkládat tlumení materiálu pomocí poměrného útlumu, ale pouze pomocí koeficientů α a β proporcionálního (Rayleighova) tlumení¹³, při němž se tlumení soustavy modeluje jako lineární kombinace matice hmotnosti a tuhosti [47]

$$\mathbf{C} = \alpha\mathbf{M} + \beta\mathbf{K}, \quad (3.2)$$

¹²Fluidně-strukturně-akustická interakce je řešena jako úloha v časové oblasti.

¹³Koeficienty α [s⁻¹] a β [s] odpovídají konstrukčnímu (mass-proportional) a materiálovému (stiffness-proportional) tlumení [220].

kde \mathbf{C} je matice tlumení, \mathbf{M} je matice hmotnosti a \mathbf{K} je matice tuhosti výpočtového modelu hlasivek.

Tyto dva koeficienty lze získat ze dvou známých poměrných útlumů b_{p1} a b_{p2} pro dvě vlastní frekvence netlumené hlasivky f_1 a f_2 použitím upravených vztahů z [220]

$$\alpha = 4\pi f_1 \cdot (b_{p1} - \pi f_1 \beta), \quad (3.3)$$

$$\beta = \frac{b_{p2} - \frac{f_1}{f_2} \cdot b_{p1}}{\pi \cdot \left(f_2 - \frac{f_1^2}{f_2}\right)}. \quad (3.4)$$

Budeme-li předpokládat, že $b_{p1} = b_{p2} = 0,2$ a provedeme-li modální analýzu hlasivky¹⁴ s materiálem ve výchozím stavu podle tab. 3.4, obdržíme pro dvě vlastní frekvence $f_1 = 70,65$ Hz a $f_2 = 142,54$ Hz koeficienty proporcionálního tlumení $\alpha = 116,5279 \text{ s}^{-1}$ a $\beta = 0,0003 \text{ s}$. Tyto hodnoty, které byly odladěny v předchozích pracích [17, 105, 110, 111, 114, 183, 204], budeme považovat za výchozí pro všechny vrstvy hlasivek.

Simulace hlasivkové patologie pomocí změny parametrů materiálu

Reinkeho edém, který zasahuje povrchové podslizniční vazivo¹⁵, ovlivňuje jeho elasticitu [16, 223], tloušťku i hmotnost [222]. Simulace této patologie se může provést vhodnou změnou tuhosti E_{SLP} a tlumení vaziva, proto byla základní změna jeho vlastností navržena v rozsahu podle tab. 3.5.

Pro každou tuhost povrchového podslizničního vaziva E_{SLP} je uvažováno 5 dvojic poměrných útlumů b_{p1} a b_{p2} . Z poměrných útlumů a vlastních frekvencí f_1 a f_2 netlumené hlasivky jsou potom ze vztahů (3.3) a (3.4) obdrženy koeficienty proporcionálního tlumení α a β pro každou ze 20 kombinací parametrů materiálu.

3.2.2 Vokální trakt a průdušnice

Vlastnosti vydechovaného vzduchu shrnuté v tab. 3.6 jsou přizpůsobeny ideálnímu plynu při lidské tělesné teplotě 36°C podle tab. 3.7. Vzduch je uvažován jako stlačitelná izotropní viskózní Newtonovská tekutina. Rychlost zvuku c_{air} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$], jako funkce stavové rovnice a absolutní teploty, je určena ze vztahu [78]:

$$c_{air} = 331,6 \cdot \sqrt{1 + \frac{T_{air}}{273,1}}, \quad (3.5)$$

kde T_{air} [$^\circ\text{C}$] je teplota vzduchu.

3.3 Model zatížení a vazeb

Okrajové podmínky jsou ve všech variantách výpočtového modelu zadány analogicky podle obr. 3.3. Vstup z plic do průdušnice je buzen konstantním tlakem p_L , což je řídicí parametr uplatňující se při lidské fonaci [1, 12]¹⁶. Jeho hodnota určuje hlasitost výsledného zvuku [12, 73,

¹⁴Modální analýza hlasivky bude provedena v podkap. 3.5.1.

¹⁵Povrchové podslizniční vazivo – tzv. Reinkeho prostor [221, 222].

¹⁶Starší varianta modelu [110, 114, 115] byla buzena konstantní rychlostí proudění z důvodu lepší konvergence úlohy.

Varianta	E_{SLP} [Pa]	f_1 [Hz]	f_2 [Hz]	b_{p1} [-]	b_{p2} [-]	α [s ⁻¹]	β [s]
1				0,05	0,10	0,5086	0,0002
2				0,10	0,20	1,0172	0,0004
3	2000	70,65	142,54	0,20	0,30	60,3780	0,0006
4				0,30	0,40	119,7388	0,0007
5				0,30	0,30	178,0823	0,0004
6				0,05	0,10	1,7917	0,0002
7				0,10	0,20	3,5834	0,0004
8	2500	71,92	148,34	0,20	0,30	64,4495	0,0006
9				0,30	0,40	125,3155	0,0007
10				0,30	0,30	182,5982	0,0004
11				0,05	0,10	2,7619	0,0002
12				0,10	0,20	5,5238	0,0004
13	3000	72,95	153,01	0,20	0,30	67,5987	0,0006
14				0,30	0,40	129,6736	0,0007
15				0,30	0,30	186,2248	0,0004
16				0,05	0,10	3,5317	0,0002
17				0,10	0,20	7,0633	0,0004
18	3500	73,83	156,96	0,20	0,30	70,1593	0,0005
19				0,30	0,40	133,2554	0,0007
20				0,30	0,30	189,2880	0,0004

Tab. 3.5. Varianty kombinací parametrů materiálu patologické hlasivky.

Rychlost zvuku c_{air} [m·s ⁻¹]	Hustota ρ_f [kg·m ⁻³]	Dynamická viskozita η [Pa·s]	Tepelná vodivost K [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	Měrná tepelná kapacita C_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
353	1,1426	$1,889100 \cdot 10^{-5}$	$2,699500 \cdot 10^{-2}$	1004

Tab. 3.6. Vlastnosti vzduchu [203].

Teplota vzduchu T_{air} [°C]	Referenční tlak p_{ref} [kPa]	Univerzální plynová konstanta R [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	Adiabatická konstanta κ [-]
36	101,350	287,050	1,400

Tab. 3.7. Termodynamické podmínky [203].

161]. V závislosti na podélném napětí hlasivek a jejich addukci se pohybuje blíž nebo dál od prahu fonace¹⁷. Přestože se někteří autoři [1, 97] snaží používat vyšší hodnoty tlaku odpovídající hlasitější mluvě ($p_L = 1000$ Pa), aby bezpečně zajistili samobuzené kmitání hlasivek, z důvodu přílišné deformace výpočetní sítě mezi hlasivkami je v práci použitý zhruba čtvrtinový tlak $p_L = 270$ Pa, který odpovídá tišší mluvě. Tato hodnota se pohybuje spíše na dolní hranici fyziologických hodnot pozorovaných u lidí [224].

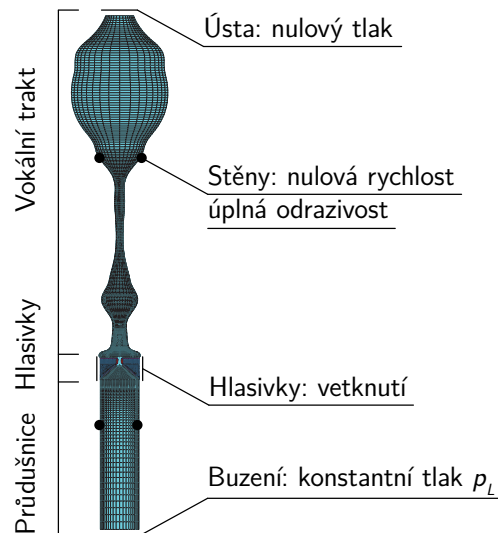
Na výstupu z vokálního traktu je pro jednoduchost předepsán nulový tlak, který modeluje

¹⁷Práh fonace – phonation threshold pressure, P_{th} , nejmenší kladná hodnota tlaku, při níž v daných podmínkách dochází k samobuzené oscilaci hlasivek [1].

otevřená ústa. Alternativní podmínky, které lépe vystihují odcházení zvukových vln do volného pole, avšak za zvýšení výpočetních nároků, již byly v některých modelech využity: vyzařovací akustická impedance v [225, 226] nebo PML vrstva elementů v [93], která utlumuje odcházející zvukové vlny, jako by se šířily volným polem do nekonečna.

Stěny průdušnice a vokálního traktu jsou uvažovány jako zcela akusticky odrazivé¹⁸ a je na nich předepsána nulová rychlost proudění.

Hlasivky jsou na laterálních koncích uloženy nepohyblivě.



Obr. 3.3. Okrajové podmínky výchozí varianty výpočtového modelu pro samohlásku [a:].

3.4 Výpočtový model

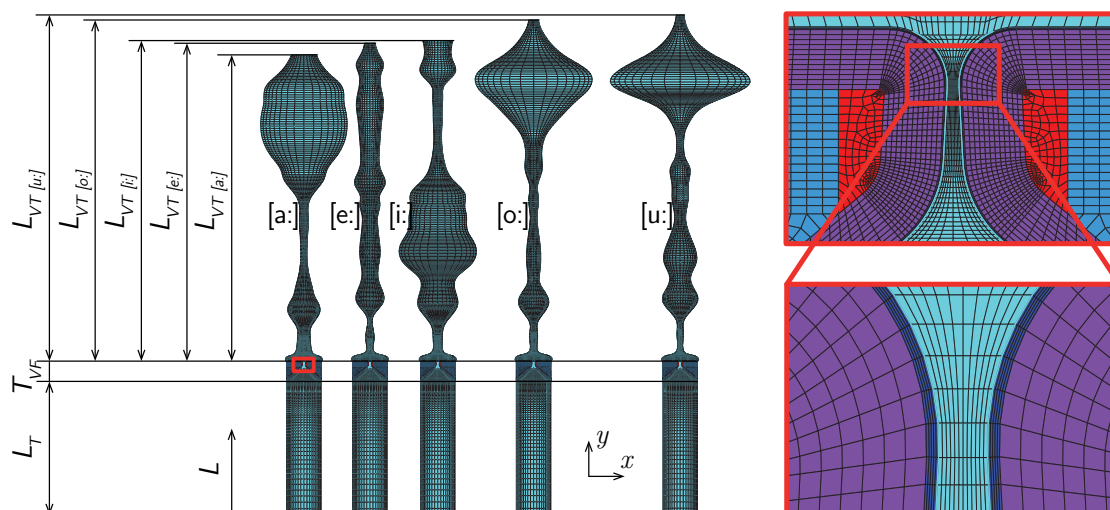
Současná verze dvourozměrného (2D) výpočtového modelu lidské fonace je řešená pomocí metody konečných prvků (MKP) v programovém systému *ANSYS®Academic Research Mechanical, Release 15.0*. Jedná se o interakci mezi dvěma prostředím: strukturním (hlasivky) a fluidním (vokální trakt a průdušnice), viz obr. 3.3. Ve výchozím nastavení je proudění ve fluidním prostředí uvažováno jako nestacionární viskózní stlačitelné, proto jsou součástí řešení i akustické tlaky, tedy akustické prostředí.

Model je upraven tak, aby bylo možné simulovat fonaci všech českých samohlásek: [a:], [e:], [i:], [o:] a [u:]. Základní varianta každé samohlásky, včetně celkových rozměrů modelu v tab. 3.8, je uvedena na obr. 3.4 vlevo.

3.4.1 Síť konečných prvků a stupně volnosti

Strukturní model obsahuje 5530 uzlů a 5352 lineárních tří a čtyřuzlových elementů PLANE182 se dvěma stupni volnosti [47]: posuvy v ose x (UX) a y (UY). Symetrický kontakt mezi hlasivkami je realizován pomocí 2×38 kontaktních elementů CONTA172 a TARGE169 s 2×39 uzly se dvěma stupni volnosti UX a UY.

¹⁸Podle osobní rozmluvy s doc. RNDr. Janem G. Švecem, Ph.D. et. Ph.D. z 5. 11. 2019 by se měl koeficient zvukové pohltivosti vokálního traktu při mluvních frekvencích pohybovat kolem hodnoty $\alpha = 0,1$. Absorpce vokálního traktu je tedy velmi malá.



Obr. 3.4. Vlevo: výpočtové modely pro samohlásky [a:], [e:], [i:], [o:], [u:]; vpravo: detail sítě v *glottis*.

Rozměr	Hodnota v [mm]
$L_{VT[a:]}$	167,69
$L_{VT[e:]}$	173,92
$L_{VT[i:]}$	175,61
$L_{VT[o:]}$	186,51
$L_{VT[u:]}$	189,93
T_{VF}	11,00
L_T	74,00

Tab. 3.8. Rozměry výpočtových modelů.

Fluidní model je ve výchozí konfiguraci tvořen 10480 lineárními čtyřuzlovými elementy FLUID141 s 10893 uzly se šesti stupni volnosti [47]: rychlostmi proudění ve dvou osách x (VX) a y (VY), tlakem (PRES), teplotou (TEMP)¹⁹, kinetickou energií (ENKE) a mírou disipace kinetické energie (ENDS)²⁰. Fluidní síť byla oproti [105, 110, 114, 115, 204, 205] zjemněna, aby byla schopná zachytit menší víry v oblasti nad hlasivkami.

Řešení nestacionárních viskózních stlačitelných Navier-Stokesových rovnic má obzvláštní nároky na hustotu fluidní sítě (a také na délku časového kroku) z důvodu velmi rozdílných měřítek jevů, které se při takovém proudění objevují [88]. V našem výpočtovém modelu je například rychlost proudění řádově desetkrát nižší než rychlost akustických vln. Naopak tlaky způsobené prouděním jsou mnohem vyšší než malé fluktuace akustického tlaku. Proudění ve vokálním traktu je navrch turbulentní, proto je nutné rozhodnout, jak velké víry do řešení zahrnout. Velké víry způsobené setrvačností tekutiny mají odlišné měřítko od drobných vírů vznikajících vlivem viskozity. Výpočtová síť a výpočetní krok by se obecně měly řídit tím nejjemnějším měřítkem, aby byly v řešení zahrnuty všechny podstatné jevy.

V literatuře existují tři kriteria, která by měla síť splňovat, aby byla schopná popsat konkrétní

¹⁹Řešení teploty je při zadávání úlohy vypnuto, což znamená, že se teplota neobjeví ve výsledcích, přesto ji ANSYS®FLOTRAN™ musí zahrnout kvůli uzavřenosti soustavy stlačitelných fluidních rovnic.

²⁰Poslední dva stupně volnosti jsou použity pouze při zapnutém turbulentním modelu.

fyzikální jev:

1. Akustické kritérium [47]: síť by měla splňovat podmínku alespoň 6 lineárních elementů (nebo 3 kvadratických elementů) na zvukovou půlplnu.
2. Kritérium pro laminární proudění [227]: myšlená částice v tekutině pohybující se střední rychlostí proudění $v^{stř}$ ve směru x_i nesmí za daný časový krok t_{inc} urazit víc než délku jednoho elementu L^e . Pro obecně n -rozměrnou úlohu platí vztah:

$$Co_{max} \geq t_{inc} \left(\sum_{i=1}^n \frac{v_{x_i}^{stř}}{L_{x_i}^e} \right), \quad (3.6)$$

kde Co_{max} je Courantovo číslo. Při použití explicitní numerické metody je $Co_{max} = 1$, při použití implicitní může být i větší (částice tedy může urazit více, než je délka elementu).

3. Kritérium pro turbulentní proudění [88]: odhad počtu elementů fluidní sítě při turbulentním proudění poskytuje [88] jako

$$N_f \propto Re^{9/4}, \quad (3.7)$$

tedy že počet fluidních elementů N_f by měl být úměrný Reynoldsovu číslu $Re^{9/4}$. Bez ztráty přesnosti se tento počet dá ještě 100× zmenšit [88]. Velikost nejmenšího víru pak odpovídá nejmenšímu elementu²¹.

Výpočetní síť ve vokálním traktu by měla splňovat akustické a turbulentní kritérium. Odhad hustoty sítě podle turbulentního kritéria však vede k nespílitelnému počtu elementů. Reynoldsovo číslo na výstupu z *glottis* při hlasívkách otevřených na 0,3 mm a střední rychlosti proudění $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ vychází zhruba 587, což podle rovnice (3.7) odpovídá počtu nejméně 16960 elementů (pouze) v epilaryngeální oblasti²².

Proto byl počet elementů v celém vokálním traktu určen srovnáním výpočtů proudění s SST turbulentním modelem a bez něj tak, aby byly vírové struktury po ustálení proudění charakterově podobné, srov. obr. 3.5 a) s c) a obr. 3.5 b) s d), na nichž jsou vidět symetrické víry. Tento test vedl na supraglotickou síť celkem s 8228 elementy a 8512 uzly s lokálním zjemněním nad hlasívkami.

Z hlediska akustiky odpovídají elementy o velikosti od 0,04 v dolní části do 5 mm v horní části vokálního traktu maximální vlnové délce 60 mm, a tedy nejvyšší frekvenci 5883 Hz. Většina akustické energie obsažené ve spektru lidského hlasu leží právě pod hranicí 5 kHz [228–231], proto je tato velikost elementů dostačující i pro popis akustické vlny²³.

Velikost elementu v průdušnici by měla splňovat kritérium pro laminární proudění. Uvažíme-li střední rychlost proudění v podélném směru průdušnice $v_y^{stř} = 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, v příčném směru rychlost 100× menší a časový krok $t_{inc} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, vychází pro nejmenší element o velikosti $0,4 \times 1 \text{ mm}$ podle vztahu (3.6) Courantovo číslo $Co = 0,5$. Pro největší element s velikostí $4 \times 1 \text{ mm}$ ve spodní části průdušnice vychází $Co = 0,05$. Laminární kritérium je proto splněno.

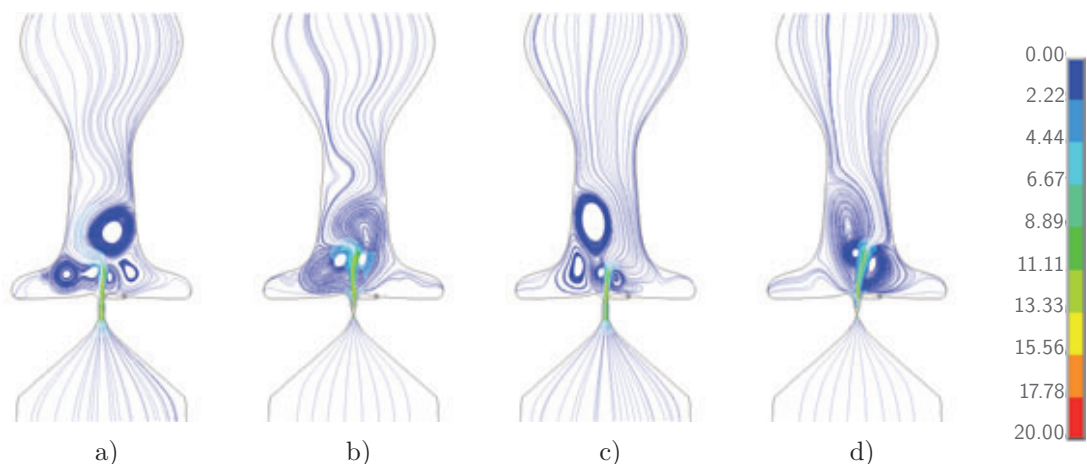
V *glottis* je počet elementů určen tak, aby se při časovém kroku $t_{inc} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ nehroutila síť při pohybu hlasívek, a zajistila tak proudění v úzké i široké hlasívkové mezeře. Tyto úvahy vedly

²¹Vodítkem k tomuto odhadu je Kolmogorovo měřítko, které rozděluje víry na velké a malé podle podílu vlivu setrvačnosti a viskozity. Jsou-li u víru tyto vlivy v rovnováze, je možné ho považovat za malý, který se přemění v tepelnou energii, a ve výpočtu ho zanedbat [88]. Velikost nejmenšího víru potom odpovídá velikosti elementu. Rovnováha setrvačnosti a viskozity se dá odhadnout podle Reynoldsova čísla Re_ℓ , které tyto vlivy dává do vztahu. Hraniční hodnota Re_ℓ rozdělující měřítko vírů na velké a malé leží v intervalu mezi 10^3 a 10^6 [88]. Uvažujeme-li toto rozpětí, pak podle vztahu (3.1a) na s. 43 v [88] vychází, že malé (zanedbatelné) víry jsou asi 178× až 31623× menší než největší víry ve výpočtu, které nesou většinu energie.

²²Jedná se pouze o řádový odhad, protože Reynoldsovo číslo je odvozeno pro ustálené proudění, které během fonace nenastává.

²³Někteří autoři [232] používají i méně konzervativní kritérium 10 uzlů (9 lineárních elementů) na vlnu, což odpovídá frekvenci 7844 Hz.

na 12×37 , tedy 444 elementů. Dvanáct elementů po šířce *glottis* (obr. 3.4 vpravo) dostatečně popisuje rychlostní profil laminárního proudění mezi hlasivkami, stejně jako dvacet elementů po šířce průdušnice. Ve studii úrovně výpočtových modelů fonace ukázali Sadeghi *et al.* [33], že síť v *glottis* je dostatečná, je-li při fixovaných hlasivkách dosaženo přibližně symetrického laminárního profilu. Profily jsou k nalezení v dodatku D na obr. D.1 pro všechny kombinace stlačitelnosti proudění a přítomnosti turbulentního modelu²⁴.



Obr. 3.5. Proudnice a rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] mezi hlasivkami, samohláska [a:], stlačitelná tekutina: a) bez turbulentního modelu, paralelní tvar *glottis*; b) bez turbulentního modelu, těsně po uzavření hlasivek; c) s turbulentním modelem, paralelní tvar *glottis* a d) s turbulentním modelem, těsně po uzavření hlasivek.

Typická velikost elementu ve vokálním traktu je tedy od 0,04 ve spodní části do 5 mm v horní části. Mezi hlasivkami se jejich velikost pohybuje mezi 0,025 a 0,05 mm a v průdušnici od 0,4 do 4 mm.

3.4.2 Algoritmus fluidně-strukturně-akustické interakce

Výpočtový model fluidně-strukturně-akustické interakce je řešen v časové oblasti jako přechodová (transientní) analýza s časovým krokem $t_{inc} = 1 \cdot 10^{-4}$ s. Ve výchozím nastavení je počítáno 950 kroků, tedy fonace o délce téměř 0,1 s.

Strukturní model (hlasivky) je popsán pohybovou rovnicí [47, 234, 235]:

$$\rho_s \frac{\partial^2 \mathbf{u}_s}{\partial t^2} - \nabla \boldsymbol{\tau}_s = \mathbf{f}_s, \quad (3.8)$$

kde ρ_s je hustota strukturního modelu, \mathbf{u}_s je vektor neznámých posuvů, $\boldsymbol{\tau}_s$ je Cauchyho tenzor napětí a \mathbf{f}_s je vektor zatížení.

Strukturní model je naprogramován v *ANSYS® Parametric Design Language* (APDL) a zahrnuje velké deformace a kontakt mezi hlasivkami. Pohybová rovnice je v čase integrována pomocí HHT- α metody²⁵ [47]. Pro tento účel musí být pohybová rovnice (3.8) převedena na slabou formulaci a diskretizována pomocí metody konečných prvků, což vede na soustavu algebraických

²⁴Podobný profil při srovnatelných rychlostech na výstupu z *glottis* ukazují ve zcela aktuálním článku i Farbos de Luzan *et al.* [233].

²⁵Zobecněná HHT- α metoda časové integrace – the generalized Hilber-Hughes-Taylor time integration method, zobecnění Newmarkovy metody.

rovníc:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}}(t) + \mathbf{K}\mathbf{u}(t) = \mathbf{F}_s(t), \quad (3.9)$$

kde \mathbf{M} , \mathbf{C} a \mathbf{K} jsou strukturní matice hmotnosti, tlumení a tuhosti, $\ddot{\mathbf{u}}(t)$, $\dot{\mathbf{u}}(t)$ a $\mathbf{u}(t)$ jsou vektory zrychlení, rychlosti a posuvů v uzlech a $\mathbf{F}_s(t)$ je vektor aplikovaného zatížení.

Fluidní model (průdušnice a vokální trakt) je naprogramován v systému *ANSYS®FLUENT™*. Jeho řídicí rovnice jsou: rovnice kontinuity (zákon zachování hmoty), nestacionární viskózní stlačitelné Navier-Stokesovy rovnice (zákon zachování hybnosti), energetická rovnice (první zákon termodynamiky) a stavové rovnice. Výběr rovnic a neznámých se liší v závislosti na uvažování stlačitelnosti proudění a použití turbulentního modelu; energetická rovnice pro adiabatický děj zde slouží pouze k výpočtu statické teploty (stupeň volnosti **TEMP**).

Mimo rovnici kontinuity a stavové rovnice jsou ostatní rovnice pro stlačitelné proudění s turbulentním modelem zapsány ve tvaru transportních rovnic [47, 88, 102]²⁶:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_f \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_f v_x \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_f v_y \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\alpha \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\alpha \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial y} \right) + \mathbf{S}_\alpha, \end{aligned} \quad (3.10)$$

kde ρ_f je hustota vzduchu, \mathbf{C}_α jsou transientní a advekční koeficienty, $\boldsymbol{\alpha}$ je vektor řešených neznámých, Γ_α jsou difúzní koeficienty a \mathbf{S}_α jsou zdrojové členy podle tab. 3.9.

α	Proměnná	\mathbf{C}_α	Γ_α	\mathbf{S}_α
v_x	Rychlost proudění ve směru x	1	μ_e	$\rho_f g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + R_x$
v_y	Rychlost proudění ve směru y	1	μ_e	$\rho_f g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + R_y$
T	Teplota	C_p	K	$\mu_t \Phi / \eta - \rho_f \varepsilon + C_4 \beta \mu_t g_i (\partial T / \partial x_i) \sigma_t$
k	Turbulentní kinetická energie	1	μ_t / σ_k	$Q_v + E_k + W_v + \eta \Phi + \partial p / \partial t$
ε	Míra disipace kinetické energie	1	$\mu_t / \sigma_\varepsilon$	$\frac{C_1 \mu_t \varepsilon \Phi}{k} - \frac{C_2 \rho_f \varepsilon^2}{k} + \frac{C_1 C_\mu C_3 \beta k g_i (\partial T / \partial x_i)}{\sigma_t}$

Tab. 3.9. Koeficienty a neznámé v transportních rovnicích podle [203].

V této tabulce je C_p měrná tepelná kapacita, μ_e je efektivní viskozita (součet dynamické viskozity η a turbulentní viskozity μ_t), K je koeficient tepelné vodivosti, μ_t je turbulentní viskozita (která se obdrží závisle na řešení turbulentního modelu ze vztahů v [203]), σ_k je Schmidtovo číslo pro turbulentní kinetickou energii, σ_ε je Schmidtovo číslo pro disipativní energii, g_x a g_y (nebo g_i) jsou složky gravitačního zrychlení, p je tlak, x a y (nebo x_i) jsou směry souřadného systému, R_x a R_y jsou distribuované hydraulické odpory, které reprezentují podmínky zadané uživatelem (např. porozitu), C_4 je vztlakový koeficient pro turbulentní kinetickou energii, β je koeficient teplotní roztažnosti, T je statická teplota, σ_t je turbulentní Prandtlovo číslo pro energetické rovnice, Q_v je objemový tepelný zdroj, E_k je kinetická energie, W_v je práce viskózních sil, t je čas, Φ je zdroj viskózního tepla, C_1 je koeficient k zahrnutí smykového tření v rovnici

²⁶Detaily matematické formulace transportních rovnic jsou uvedeny v [203] v kapitolách Fluid flow fundamentals a Derivation of fluid matrices.

disipativní energie, C_2 je ztrátový koeficient v rovnici disipativní energie, C_μ je turbulentní konstanta, jíž se aktualizuje hodnota turbulentní viskozity a C_3 je vztlkový koeficient v rovnici disipativní energie [203]²⁷.

Navier-Stokesovy rovnice a energetická rovnice sestavené podle rov. (3.10) a tab. 3.9 jsou kompletní dosazením kinetické energie E_k , práce viskózních sil W_v a zdroje viskózního tepla Φ :

$$E_k = -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{K}{C_p} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2) \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{K}{C_p} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2) \right] \right\}, \quad (3.11a)$$

$$W_v = v_j \eta \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right), \quad (3.11b)$$

$$\Phi = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_k}. \quad (3.11c)$$

Poslední dva členy jsou zapsány v Einsteinově sumační symbolice, proto opakování dolních indexů značí součet přes dvě ortogonální souřadnice x a y .

Kompletní soustava řídicích rovnic, kromě rovnice kontinuity, která bude rozebrána v rámci algoritmu o řešení tlaků, je uzavřena stavovými rovnicemi:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial p} = \frac{1}{RT}, \quad (3.12a)$$

$$T = T_{air} - \frac{1}{2} \frac{v_x^2 + v_y^2}{C_p}, \quad (3.12b)$$

kde R je univerzální plynová konstanta pro ideální plyn a T_{air} je teplota prostředí podle tab. 3.7 na s. 45.

Sestavené Navier-Stokesovy rovnice a energetické rovnice jsou diskretizovány Galerkinovou metodou vážených residuí [203], což vede na řešení soustavy lineárních rovnic:

$$\left(\mathbf{A}_e^{\text{Trans}} + \mathbf{A}_e^{\text{Advect}} + \mathbf{A}_e^{\text{Diff}} \right) \cdot \boldsymbol{\alpha}_e(t) = \mathbf{S}_e^\alpha(t), \quad (3.13)$$

kde $\mathbf{A}_e^{\text{Trans}}$, $\mathbf{A}_e^{\text{Advect}}$ a $\mathbf{A}_e^{\text{Diff}}$ jsou matice příspěvků od transientních, advekčních a difúzních členů, $\boldsymbol{\alpha}_e(t)$ je vektor uvažovaných neznámých a $\mathbf{S}_e^\alpha(t)$ je vektor zdrojových členů. K integraci elementární matice $\mathbf{A}_e^{\text{Trans}}$ je použita Newmarkova metoda, matice $\mathbf{A}_e^{\text{Advect}}$ je obdržena Streamline Upwind/Petrov-Galerkin metodou (SUPG) a matice $\mathbf{A}_e^{\text{Diff}}$ integrací po částech přes řešenou oblast [203].

Fluidní model obsahuje i řešení tlaků. Ze stavových rovnic (3.12) a rovnice kontinuity

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_f v_y)}{\partial y} = 0 \quad (3.14)$$

je odvozena rovnice ke korekci tlaků a závislost mezi tlakem a rychlostmi se pak může hledat iteračně. Tato iterační nelineární procedura náleží mezi tzv. SIMPLE metody²⁸ [88, 203]. V případě stlačitelného proudění se využívá vylepšená SIMPLEN metoda, v případě nestlačitelného proudění SIMPLEF metoda. Jádrem obou metod je počáteční odhad tlakového pole, na základě něhož se vyřeší rychlosti proudění, které se v dalších krocích zpřesňují zavedením

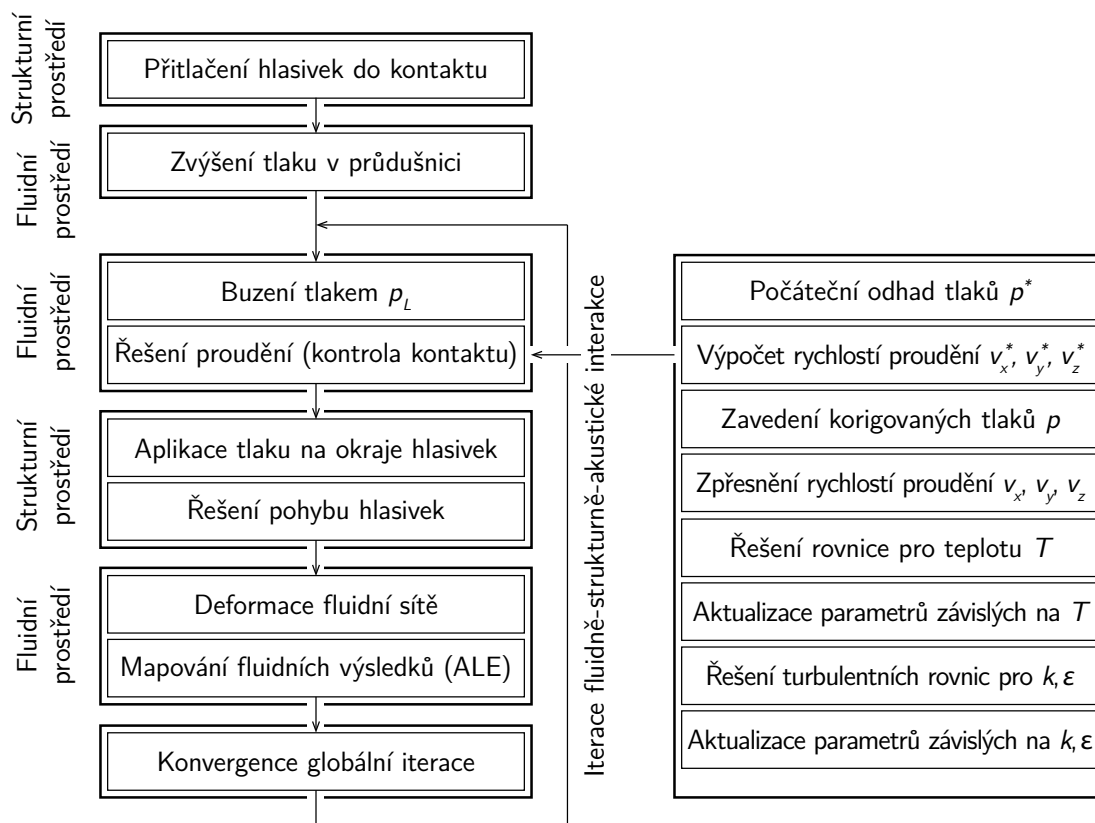
²⁷Výchozí hodnoty těchto koeficientů se liší podle použití odlišných turbulentních modelů a jsou uloženy v databázi ANSYS®FLOTRAN™. Dají se nalézt v [203] v kapitolách Fluid flow fundamentals a Derivation of fluid matrices nebo v [88].

²⁸SIMPLE – Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations.

korekčních tlaků. Po zpřesnění se řeší ostatní rovnice pro teplotu a energii [88]. Každý stupeň volnosti se tedy dá řešit postupně, vyřešení všech rovnic a následné zpřesnění se nazývá globální iterace [203]. Obvykle stačí pouze několik globálních iterací k dosažení výchozích konvergenčních kritérií²⁹.

Nepoužijeme-li turbulentní model, odpadájí z řešení rovnice pro turbulentní kinetickou energii k a její míru disipace ε (viz tab. 3.9), a tím i stupně volnosti ENKE a ENDS. Člen \mathbf{S}_α z rovnice pro teplotu T potom přejde na tvar podobný jako pro turbulentní kinetickou energii: $Q_v + E_k + W_v + \Phi + \partial v/\partial t$.

Neuvážíme-li kromě turbulentního modelu ani stlačitelnost, porušíme vztah mezi rovnicí kontinuity a Navier-Stokesovými rovnicemi na jedné straně a energetickými rovnicemi na druhé straně [88]. Energetické rovnice v takovém případě nejsou řešeny, což vede na kratší výpočetní časy. Předpoklad konstantní hustoty navíc zjednoduší rovnici kontinuity a Navier-Stokesovy rovnice a v rov. (3.12a) musí být člen RT nahrazen dostatečně vysokým modulem objemové pružnosti, jehož výchozí hodnota je 10^{15} Pa [203].



Obr. 3.6. Algoritmus fluidně-strukturně-akustické interakce (včetně použití turbulentního modelu).

Algoritmus výpočtu fluidně-strukturně-akustické interakce pro stlačitelné proudění s turbulentním modelem je schematicky znázorněn na obr. 3.6. Před ním jsou od sebe hlasivky vzdáleny 0,2 mm. V první fázi jsou přitlačeny k sobě do kontaktu posuvem 0,3 mm zadaným jako okrajová podmínka na oba laterální okraje hlasivek. Tím je simulováno jejich fonační postavení.

²⁹Konvergenční kritérium – bezrozměrná normalizovaná míra změny každého stupně volnosti přes celou výpočetní oblast. Pro tlak a teplotu je výchozí hodnota $1 \cdot 10^{-12}$, pro rychlosti a energii $1 \cdot 10^{-5}$ při použití stlačitelného i nestlačitelného proudění.

V druhé fázi je aplikována okrajová podmínka konstantního tlaku p_L na vstup do průdušnice (viz obr. 3.3), aby se zvýšil subglotický tlak, což je následováno závěrečnou fází – řešením interakce.

Fluidně-strukturně-akustická interakce je navržena jako oddělená formulace dvou prostředí, strukturního a fluidního, se samostatnými řešiči. Ty si v každé iteraci vyměňují okrajové podmínky. Zvýšený tlak ve fluidním modelu je přenesen jako okrajová podmínka na hranice hlasivek, která umožní řešení jejich deformace. K zajištění deformace fluidní sítě podle pohybu hlasivek je využita ALE metoda³⁰. Pro tento účel je materiál fluidního prostředí změněn na velmi poddajný lineární strukturní materiál, který je zatížen posuvy hlasivek na jejich hranici s fluidním prostředím, čímž je deformována fluidní síť. Tento algoritmus se v cyklu opakuje.

Během interakce je sledována mezera mezi hlasivkami. Pokud klesne pod 0,135 mm, deformace fluidní sítě je v *glottis* zastavena a na její uzly je předepsána podmínka nulové rychlosti proudění, čímž je během uzavření hlasivek rozděleno proudění mezi průdušnicí a vokálním traktem. Za těchto podmínek jsou hraniční uzly mezi strukturní a fluidní sítí odděleny; zatímco se fluidní síť v *glottis* nedeformuje, hlasivky se mohou pohybovat volně do kontaktu. Kontakt mezi hlasivkami je zajištěn metodou rozšířených Lagrangianů³¹ implementovanou v systému *ANSYS@Academic Research Mechanical, Release 15.0*. Mezi kontaktními povrchy je uvažován model Coulombova tření. Přestože byl v literatuře [236, 237] naměřen dynamický koeficient smykového tření mezi epitelem a jazykem selete kolem 0,2 a 0,3, ve výpočtovém modelu byl použit koeficient 1,0, aby mezi hlasivkami nedocházelo ke vzájemným posuvům v kranialně-kaudálním směru, a předešlo se tak problémům s přenášením okrajových podmínek na rozhraní strukturní a fluidní sítě.

I když je ve výchozím nastavení výpočtu turbulentní model vypnutý, takže velikost nejmenšího víru odpovídá nejmenšímu prvku, do algoritmu se dá přidat některý z třídy RANS turbulentních modelů³² [203]. Z nich je vybrán ten nejkročilejší, SST model³³, protože dokáže popsat turbulentní proudění ve větší i menší vzdálenosti od stěn pro široké rozpětí Reynoldsových čísel [88]. Přechodová vrstva ležící mezi plně vyvinutým turbulentním prouděním a laminární podvrstvou v těsné blízkosti stěn je modelována pomocí „Log-law of the Wall“ přístupu pro menší víry [88, 203] – v zúžení mezi hlasivkami je jeho oblast vlivu menší, nad hlasivkami větší podle obr. 3.7. Turbulentní rovnice a rovnice přechodové vrstvy jsou určeny koeficienty v tab. 3.10 odladěnými podle [88, 203].

3.4.3 Vyhodnocení výsledků

Výsledky z výpočtového modelu jsou vyhodnoceny s ohledem na data dostupná v literatuře tak, aby bylo možné je vzájemně srovnat. Poloha vyhodnocovacích bodů je na obr. 3.8.

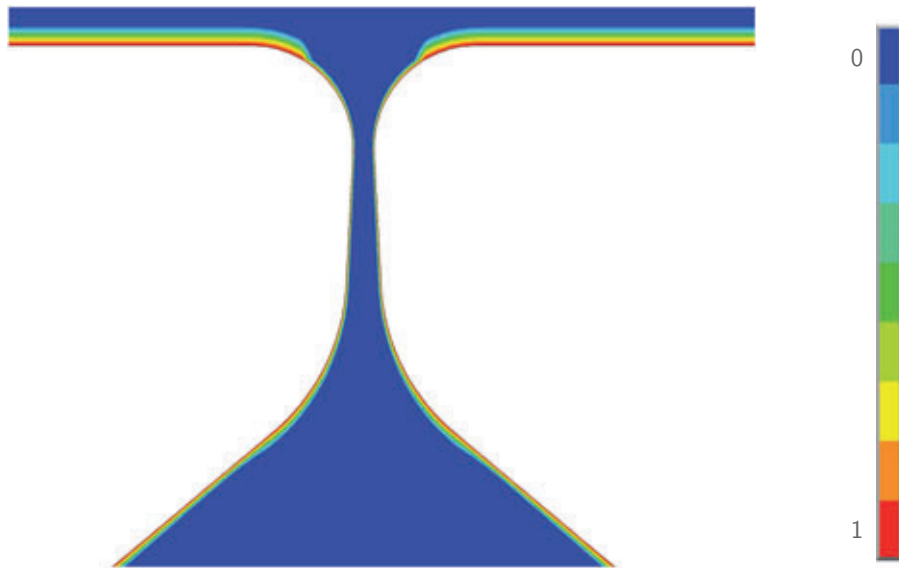
Výsledky ze strukturního modelu jsou vyhodnoceny ve třech bodech na každé hlasivce podle obr. 3.8 vlevo. Kvůli korektnímu zjištění parametrů kmitů hlasivek (frekvenci kmitání hlasivek f_o , maximální šířce otevření *glottis* W_g^{max} , koeficientu otevření OQ , koeficientu uzavření CQ , koeficientu uzavírání CIQ , rychlostnímu koeficientu SQ a rychlostnímu indexu SI) jsou posuvy

³⁰ALE metoda – Arbitrary Lagrangian-Eulerian approach, mapování referenční konfigurace na současnou konfiguraci [102].

³¹Metoda rozšířených Lagrangianů – Augmented Lagrangian Method [47].

³²RANS turbulentní modely – Reynolds-averaged Navier-Stokes modely [88] (turbulentní modely založené na řešení časově středovaných Navier-Stokesových rovnic; další třída jsou LES modely, Large eddy simulation modely, založené na řešení prostorově filtrovaných Navier-Stokesových rovnic, ty však *ANSYS@FLOTRAN™* nenabízí).

³³SST model – Shear stress transport model [88] (jedná se o kombinaci dvourovnicových modelů $k-\epsilon$ a $k-\omega$, které popisují turbulence daleko, resp. blízko u stěn; míra jejich vlivu je dána mísicí funkcí, která dává do poměru koeficienty obou modelů).

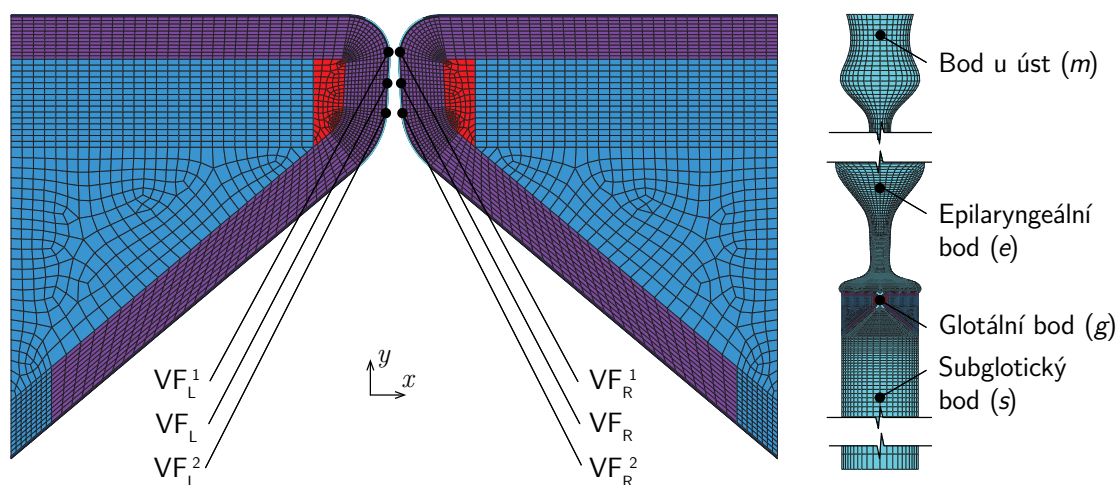


Obr. 3.7. Míra stěnových funkcí „Log-law of the Wall“ v *glottis*. Maximální vliv je označen červeně, nulový vliv modře.

Koeficient	Určení	Význam	Hodnota
C_{lmt}		Konstanta limitující vznik turbulencí v regionech s pomalým prouděním	$1 \cdot 10^{15}$
σ_{k1}	$k-\omega$ model	Schmidtovo číslo pro turbulentní kinetickou energii (udávající poměr mezi μ_t a k a ε)	1,1760
$\sigma_{\omega 1}$		Schmidtovo číslo pro disipativní energii v režimu $k-\omega$	2,0000
γ_1		Gamma faktor v režimu $k-\omega$ (násobí člen udávající propagaci k a ω)	0,5532
β'_1		Beta faktor v režimu $k-\omega$ (násobí člen udávající disipaci k a ω)	0,0750
σ_{k2}	$k-\varepsilon$ model	Schmidtovo číslo pro transport turbulentní kinetické energie (udává poměr mezi μ_t a k a ε)	1,0000
$\sigma_{\omega 2}$		Schmidtovo číslo pro disipativní energii v režimu $k-\varepsilon$	1,1680
γ_2		Gamma faktor v režimu $k-\varepsilon$ (násobí člen udávající propagaci k a ω)	0,4403
β'_2		Beta faktor v režimu $k-\varepsilon$ (násobí člen udávající disipaci k a ω)	0,0828
κ	Přechodová vrstva	Von Kármánova konstanta (parametr šikmosti)	0,4000
E		Integrační konstanta závislá na drsnosti stěny	9,0000

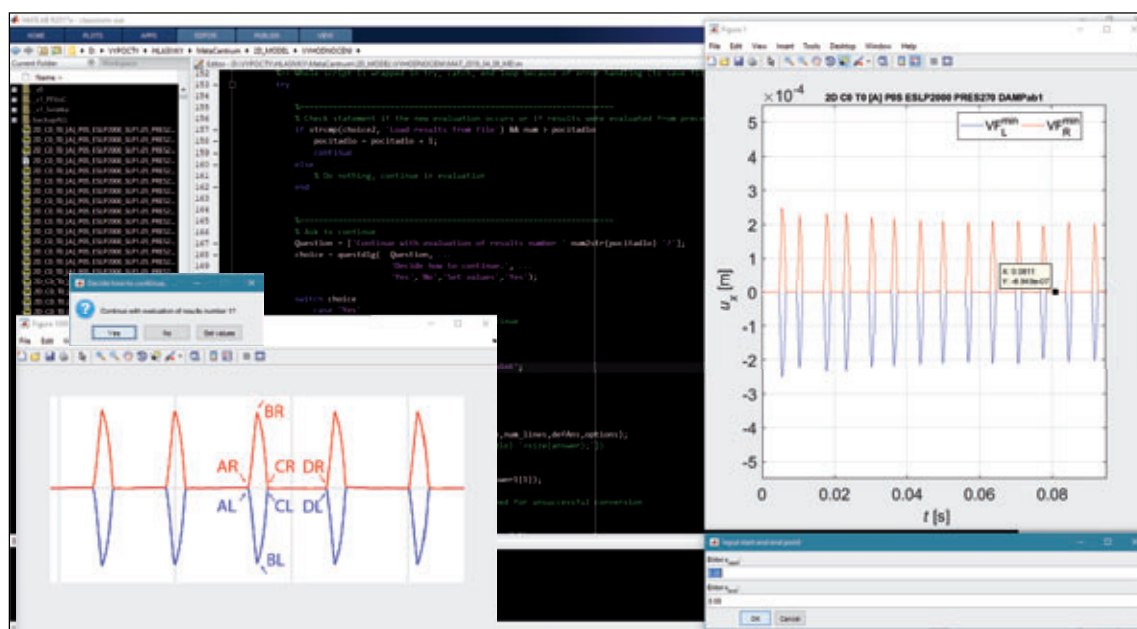
Tab. 3.10. Koeficienty SST turbulentního modelu a přechodové vrstvy [88, 203].

čela hlasivek v ose x ($u_x(t)$) vyhodnoceny i pro minimální hlasivkovou mezeru (VF_L^{\min} , VF_R^{\min}) která se objevuje v různé výšce *glottis*. Závislost těchto posuvů v čase tvoří obálku videokymografického záznamu (viz obr. 2.17). Pro tento účel byl v prostředí *MATLAB®2017a* vytvořen program, který pro vybranou periodu kmitů automaticky najde souřadnice bodů ohraničujících fáze pohybu hlasivek, dopočítá vyhodnocované koeficienty a uloží je do strukturovaného formátovaného dokumentu, viz obr. 3.9.



Obr. 3.8. Body, v nichž jsou vyhodnocovány výsledky; vlevo: strukturální model (hlasivky); vpravo: fluidní model (průdušnice a vokální trakt pro samohlásku [i:]).

Podle míry kontaktu hlasivek je simulován elektroglografický (EGG) signál. V průběhu výpočtu přichází do kontaktu maximálně 24 ze 38 kontaktních elementů na čele hlasivek. Je-li v kontaktu všech 24 elementů, EGG signál má hodnotu 1, není-li v kontaktu žádný element, má hodnotu 0. EGG signál je Gaussovsky vyhlazen, aby se předešlo jeho nespojitostem. Derivace tohoto signálu ohraničuje čas otevření a uzavření hlasivek [238].



Obr. 3.9. Program na dávkové vyhodnocení parametrů kmitů hlasivek z mnoha výpočtových variant.

Výsledky z fluidního modelu jsou vyhodnoceny ve čtyřech bodech podle obr.3.8 vpravo. Subglotický bod (s) je umístěn 30 mm pod horní hranou hlasivek, glotální (g) 1 mm pod ní

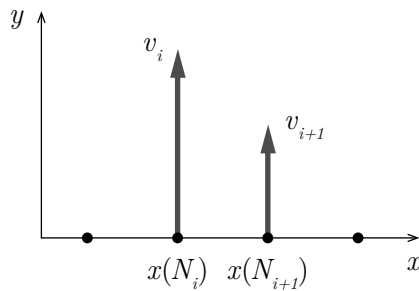
a epilaryngeální (e) 30 mm nad ní. Bod u úst (m) je vybrán ve vzdálenosti 5 mm od horní hrany fluidního modelu. V těchto bodech jsou uloženy tlaky ($p_s(t)$, $p_g(t)$, $p_e(t)$ a $p_m(t)$), rychlosti proudění ($v_s(t)$, $v_g(t)$, $v_e(t)$ a $v_m(t)$) a spektrální charakteristiky (výkonová spektrální hustota akustického signálu PSD_m , spektrogram).

Výkonová spektrální hustota je obdržena z posledních 512 časových vzorků signálu, tedy z posledních vypočítaných period, aby se nezahrnovaly frekvence od počátečních neustálených kmitů hlasivek. Hustota je konvolučně filtrována Hammingovým oknem o délce 512 vzorků s překryvem 462 vzorků³⁴. Spektrogram je nastaven stejně, ale je filtrován obdélníkovým oknem.

Průtok $U(t)$ mezi hlasivkami ve vybrané vrstvě uzlů po výšce *glottis* je obdržen integrací rychlosti proudění přes délky všech elementů lichoběžníkovým pravidlem:

$$U(t) = \sum_{i=1}^{12} \frac{v_i(t) + v_{i+1}(t)}{2} \cdot |x(N_{i+1}, t) - x(N_i, t)|, \quad (3.15)$$

kde $x(N_i, t)$ je vodorovná poloha uzlu N_i v čase t , $x(N_{i+1}, t)$ je vodorovná poloha sousedního uzlu N_{i+1} v čase t a $v_i(t)$ a $v_{i+1}(t)$ jsou rychlosti proudění v těchto uzlech podle obr. 3.10.



Obr. 3.10. Rychlosti proudění v sousedních uzlech po šířce mezi hlasivkami v jednom časovém okamžiku t .

3.5 Testování vstupních parametrů a základních vlastností modelu

Tři základní veličiny ovlivňují kvalitu hlasu: tlak z plic dominantně ovlivňuje hlasitost, addukce hlasivek řídí drsnost–dýšnost a jejich podélné napětí výšku hlasu [73, 161]. Proto bylo testováno, v jakém rozsahu je možno tyto parametry použít a jaká je mezi nimi závislost. Tlak z plic byl řízen veličinou p_L a addukce byla řízena přitlačením hlasivek do kontaktu před spuštěním fluidně-strukturně-akustické interakce. Testování podélného napětí hlasivek bude představeno v kap. 5 společně s prostorovým modelem.

Pro získání celkového obrazu o chování modelu byla dále provedena modální analýza výchozí varianty hlasivky a všech vokálních traktů. Pro samohlásku [a:] bude diskutován vliv stlačitelnosti proudění a turbulentního modelu na proudění ve vokálním traktu přes zafixovanou (pevnou) hlasivkovou mezeru.

³⁴Nastavení spektrální hustoty bylo konzultováno s doc. RNDr. Janem G. Švecem, Ph.D. et Ph.D. v lednu 2019 tak, aby se blížilo nastavení, které se používá při měření lidského hlasu.

3.5.1 Modální analýza hlasivky

Modální analýza netlumené hlasivky byla využita při ladění proporcionálního tlumení hlasivek v části 3.2.1. Srovnáme-li jejich prvních pět vlastních frekvencí s frekvencemi hlasivky s výchozím proporcionálním tlumením $\alpha = 116,5279 \text{ s}^{-1}$ a $\beta = 0,0003 \text{ s}$, je z tab. 3.11 vidět velmi mírný pokles na všech vlastních frekvencích. V obou případech byla hlasivka uložena nepohyblivě na laterálním konci.

Přestože hodnota základní frekvence hlasivek f_o závisí na subglotickém tlaku a na jejich podélném napětí, můžeme uvažovat, že u mužských hlasivek se pohybuje kolem 100 Hz [12, 128]. Znamená to, že na vibracích hlasivek se budou podílet zejména první dva vlastní tvary, jejichž frekvence leží zhruba symetricky kolem této hodnoty, viz tab. 3.11 a obr. 3.11.

N -tá vlastní frekvence pro	1.	2.	3.	4.	5.
netlumenou hlasivku [Hz]	70,65	142,54	159,49	197,99	218,41
tlumenou hlasivku [Hz]	69,26	139,67	155,98	192,52	211,57

Tab. 3.11. Prvních pět vlastních frekvencí netlumené a tlumené hlasivky.

Vlastní frekvence odpovídající vlastním tvarům, které se podílí na převracení z konvergentního do divergentního tvaru, jsou v tab. 3.11 označeny tučně. Nejvíce se ho účastní čtvrtý vlastní tvar střídavým pohybem v mediálně-laterálním směru, méně potom nejslaběji tlumený první a druhý vlastní tvar kývavým pohybem v kraniálně-kaudálním směru. Třetí a pátý vlastní tvar jsou charakteristické píستovým pohybem v mediálně-laterálním směru, tedy pohybem hlasivek k sobě a od sebe, viz obr. 3.11 uprostřed.

Stejně jako u výsledků z prostorového modelu v kap. 4 se u rovinného modelu charakter vlastních tvarů u tlumené a netlumené hlasivky nemění, což lze vidět na obr. 3.11 vlevo a vpravo.

První dvě vlastní frekvence netlumené hlasivky pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva E_{SLP} jsou v tab. 3.5 na s. 45.

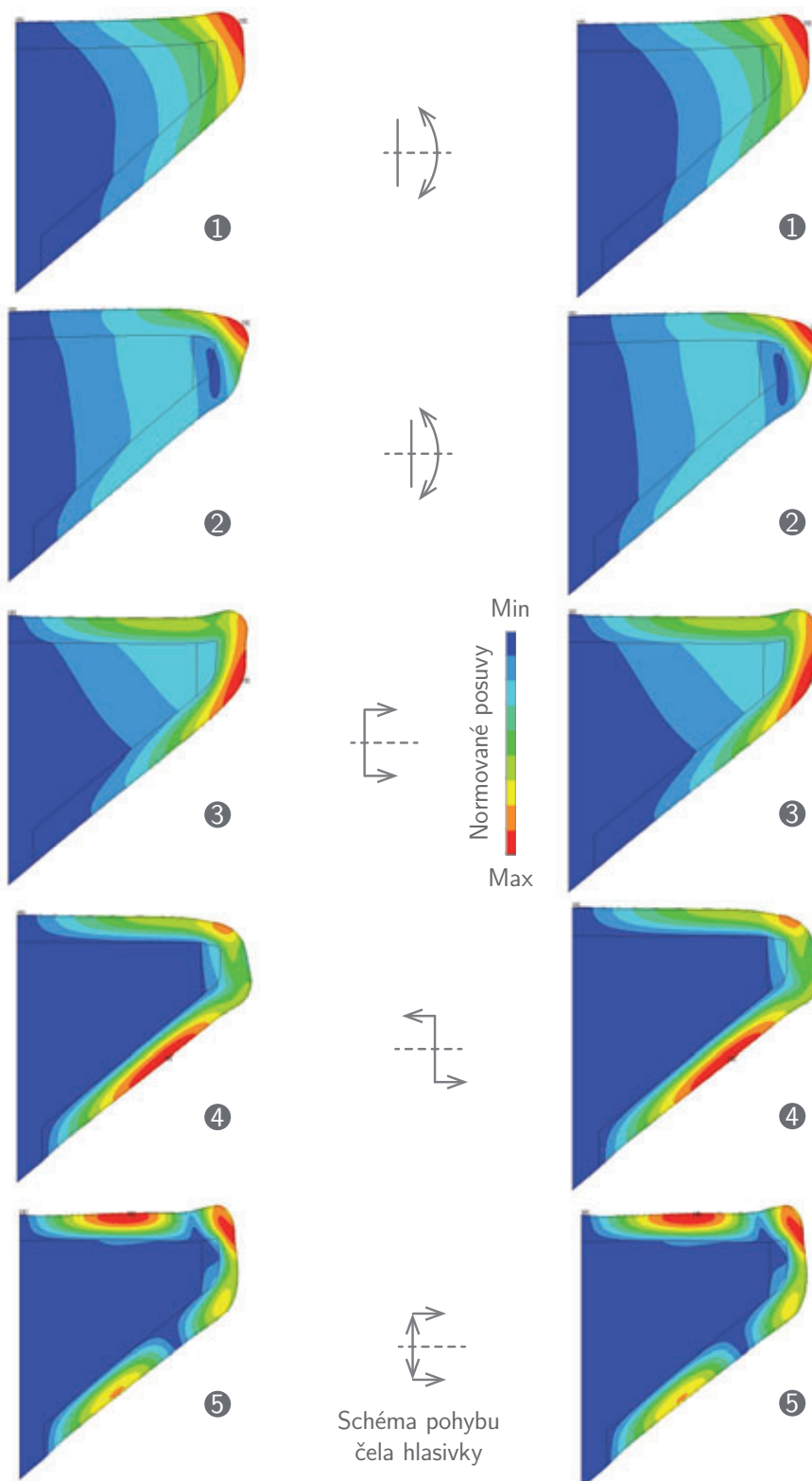
3.5.2 Modální analýza vokálních traktů

Z hlediska srozumitelnosti samohlásky jsou důležité první dva formanty F_1 a F_2 , další formanty určují barvu hlasu [1]. Tyto formanty by měly přibližně odpovídat vlastním frekvencím vokálního traktu pro danou samohlásku, protože vznikají vzájemnou interakcí mezi akustickým vlněním z hlasivek a resonancemi vokálního traktu [9, 10].

Vlastní frekvence a vlastní tvary byly určeny modální analýzou akustického prostředí vokálního traktu. Pro tento účel byl vybrán lineární prvek FLUID29, kterým se dá diskretizovat vlnová rovnice pro akustické tlaky v rovině [47]. Materiál vzduchu a výpočetní síť zůstaly jinak nezměněné. Otevřená ústa jsou modelována zadáním nulového tlaku $p_m = 0 \text{ Pa}$, hlasivky jsou uzavřené. Na stěnách vokálního traktu a hlasivek byla uvažována strukturně-akustická interakce mezi akustickým prostředím a nepoddajnou strukturou a absolutní odrazivost.

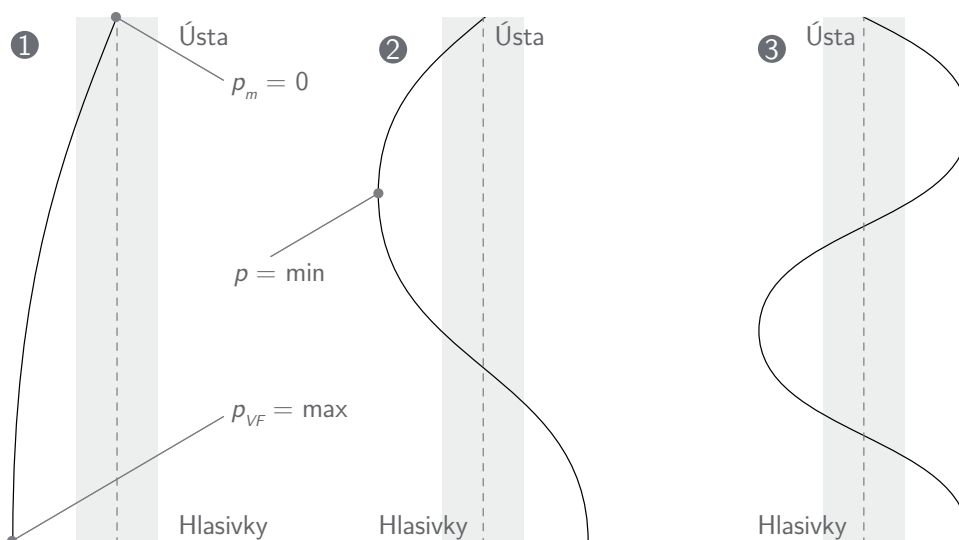
První tři vlastní frekvence u všech použitých vokálních traktů odpovídají podélným vlastním tvarům akustického tlaku. Proto je pro ně typický podobný průběh jako pro trubici s otevřeným (ústa) a uzavřeným koncem (hlasivky) podle obr. 3.12.

První čistě příčný vlastní tvar se nachází při 6. vlastní frekvenci u samohlásky [a:], při 8. vlastní frekvenci u samohlásky [e:], při 7. vlastní frekvenci u samohlásky [i:] a při 5. vlastní frekvenci u samohlásky [o:] i [u:]. Tyto vlastní frekvence většinou odpovídají příčným resonancím



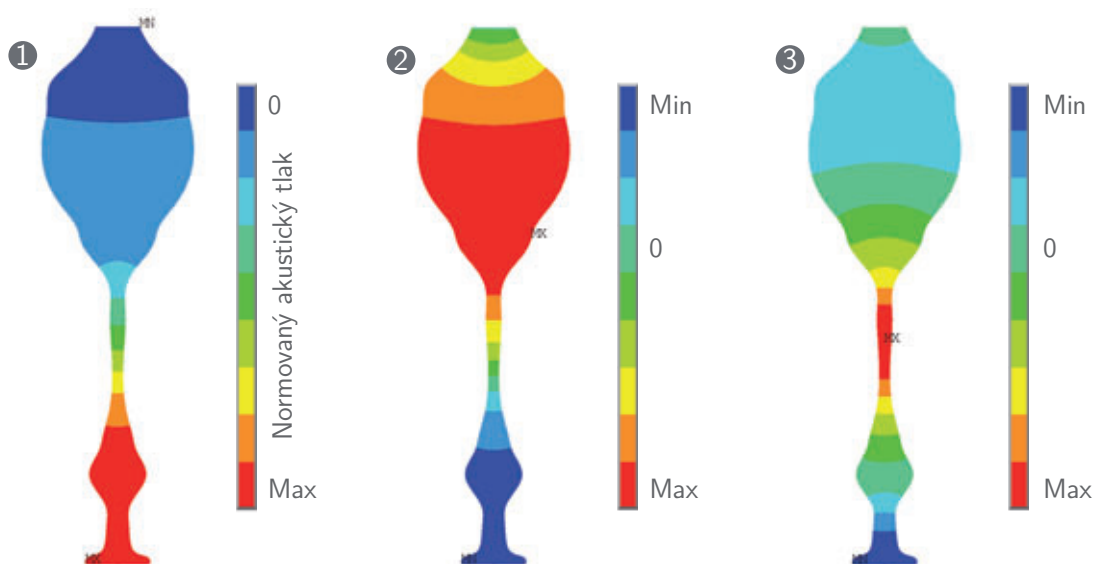
Obr. 3.11. Prvních pět vlastních tvarů netlumené (vlevo) a tlumené (vpravo) hlasivky se schématem pohybu čela hlasivky (uprostřed).

v nejširší dutině vokálního traktu a nemají tak zásadní vliv na tvorbu samohlásky jako první vlastní frekvence odpovídající podélným vlastním tvarům.

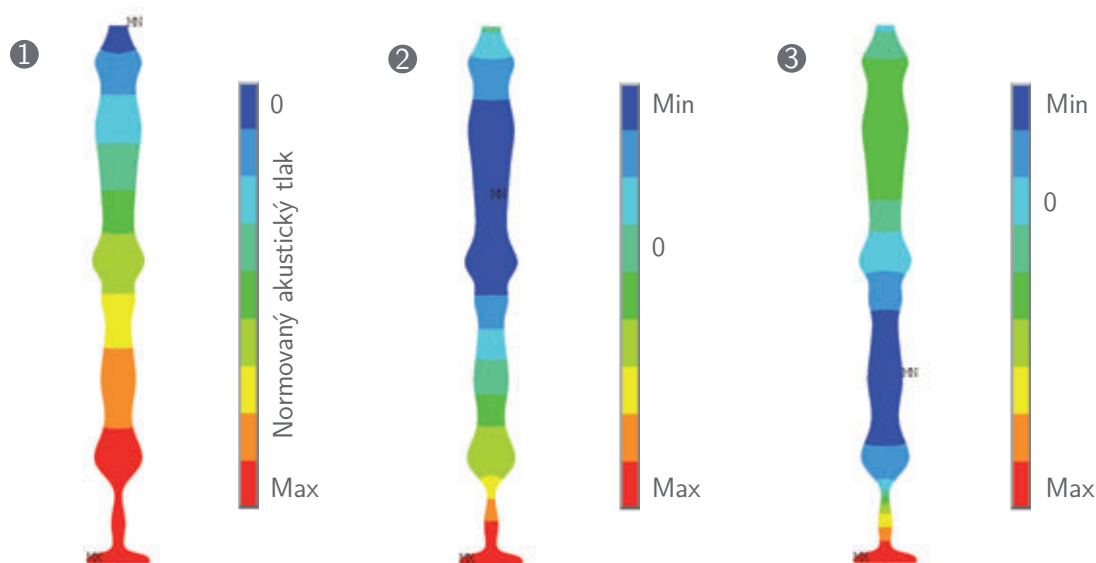


Obr. 3.12. Přibližný průběh prvních tří vlastních tvarů akustického tlaku všech vokálních traktů.

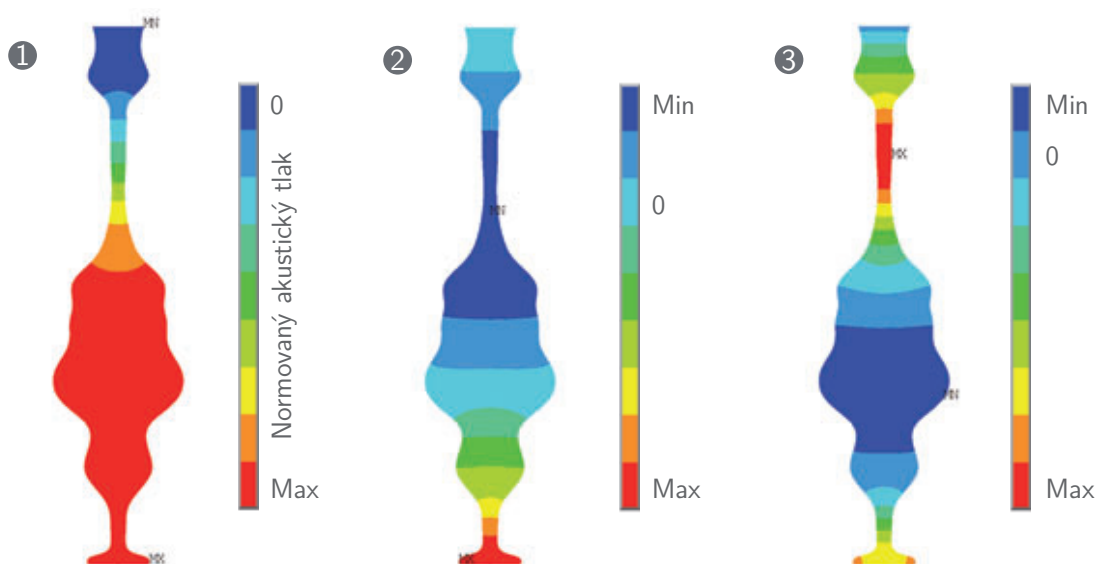
První tři vlastní tvary pro všechny samohlásky jsou postupně na obrázcích 3.13 až 3.17. Tyto vlastní tvary odpovídají vlastním frekvencím podle tab. 3.12. Pro srovnání jsou v tab. 3.13 uvedeny i formanty českých samohlásek nedávno naměřené Skarnitzlem [239]. Kromě první vlastní frekvence samohlásky [u:] spadají všechny do naměřených intervalů [239].



Obr. 3.13. První tři vlastní tvary akustického tlaku pro samohlásku [a:].



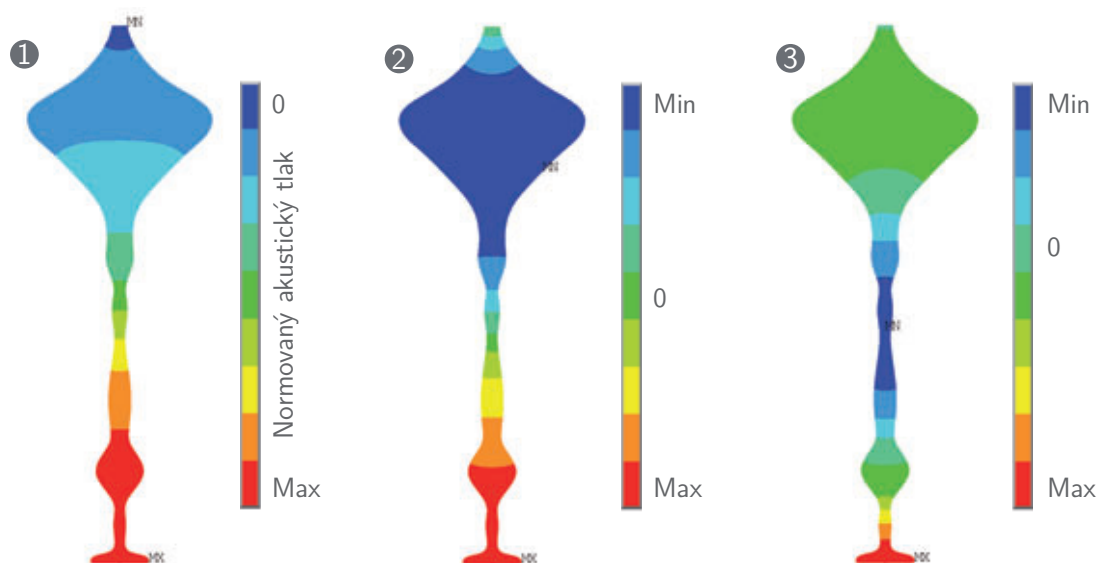
Obr. 3.14. První tři vlastní tvary akustického tlaku pro samohlásku [e:].



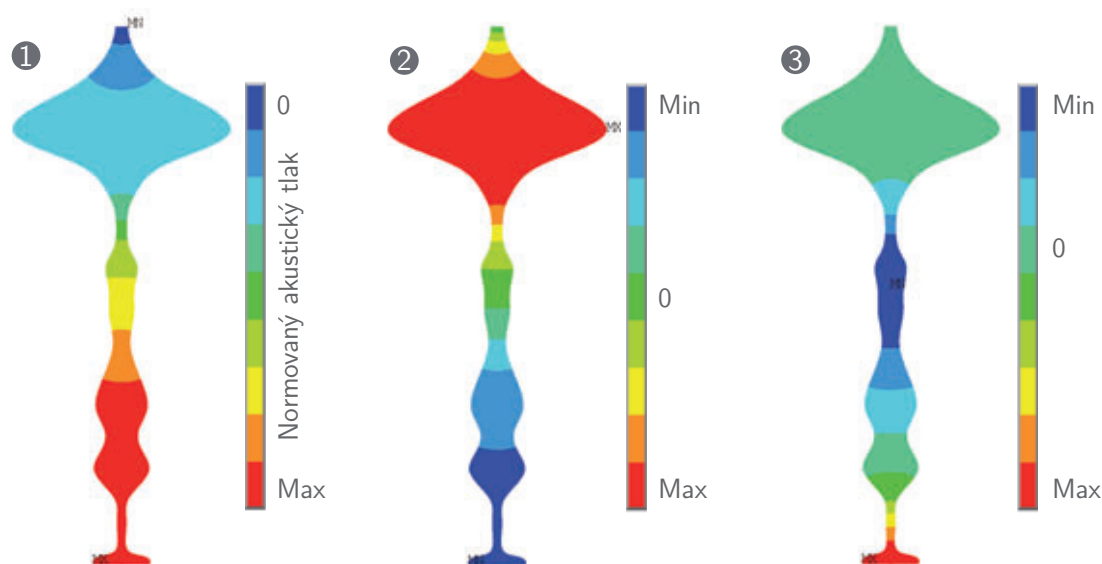
Obr. 3.15. První tři vlastní tvary akustického tlaku pro samohlásku [i:].

N -tá vlastní frekvence pro	1.	2.	3.
samohlásku [a:] [Hz]	580,36	1120,87	2897,35
samohlásku [e:] [Hz]	543,10	1448,23	2219,99
samohlásku [i:] [Hz]	318,13	1956,87	2713,73
samohlásku [o:] [Hz]	516,50	925,78	2223,30
samohlásku [u:] [Hz]	430,73	888,13	1928,25

Tab. 3.12. První tři vlastní frekvence vokálních traktů mužských českých samohlásek.



Obr. 3.16. První tři vlastní tvary akustického tlaku pro samohlásku [o:].



Obr. 3.17. První tři vlastní tvary akustického tlaku pro samohlásku [u:].

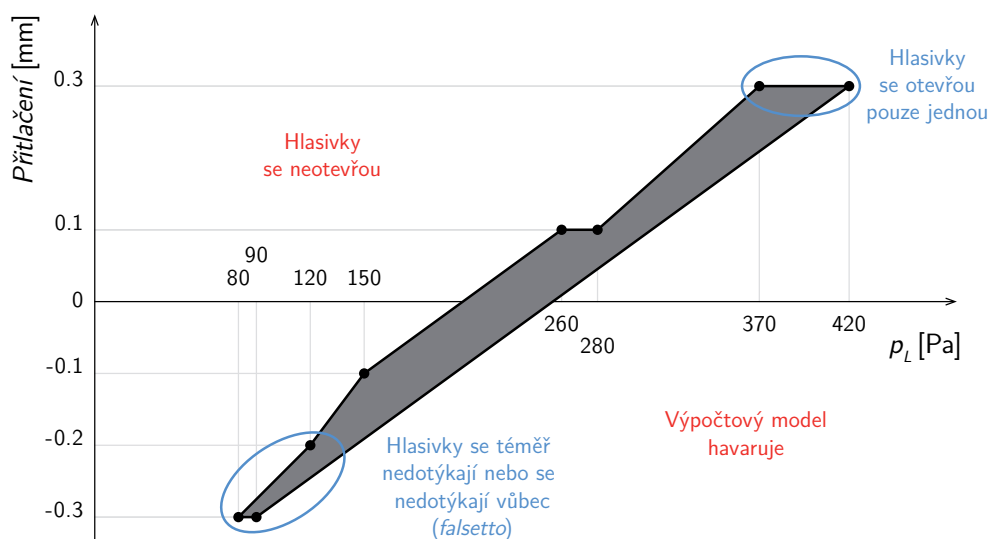
N -tý formant	F_1 [Hz]	F_2 [Hz]
samohlásky [a:]	698,6±193,0	1206,3±194,4
samohlásky [e:]	575,7±172,0	1578,0±245,8
samohlásky [i:]	281,7±66,4	2255,2±303,2
samohlásky [o:]	483,7±109,8	1027,9±164,0
samohlásky [u:]	304,1±75,4	768,9±264,8

Tab. 3.13. První dva formanty dlouhých mužských českých samohlásek včetně 95,45% konfidenčního intervalu (dvě směrodatné odchylky) podle [239].

3.5.3 Vliv tlaku z plic a addukce hlasivek

Ne při všech kombinacích budicího tlaku p_L a úrovně přitlačení hlasivek dochází ke kmitání hlasivek [1, 12]. Dojde-li k němu, pak volba těchto kombinací ovlivňuje kvalitu hlasu [73, 161], viz obr. 2.14 na s. 34.

Je-li v našem modelu ve výchozím nastavení pro samohlásku [a:] budicí tlak příliš nízký, hlasivky se neotevrou, je-li příliš vysoký, hroutlí se výpočetní síť. Přitlačení hlasivek má podobný efekt: addukované hlasivky mají tendence se neotevřít nebo otevřít jednou, abdukované hlasivky se naopak při vibracích nedotýkají, což vede v krajním případě ke zhroucení sítě v důsledku značných deformací. Fungující kombinace budicího tlaku p_L a přitlačení pro model ve výchozím nastavení jsou označeny šedou oblastí na obr. 3.18.

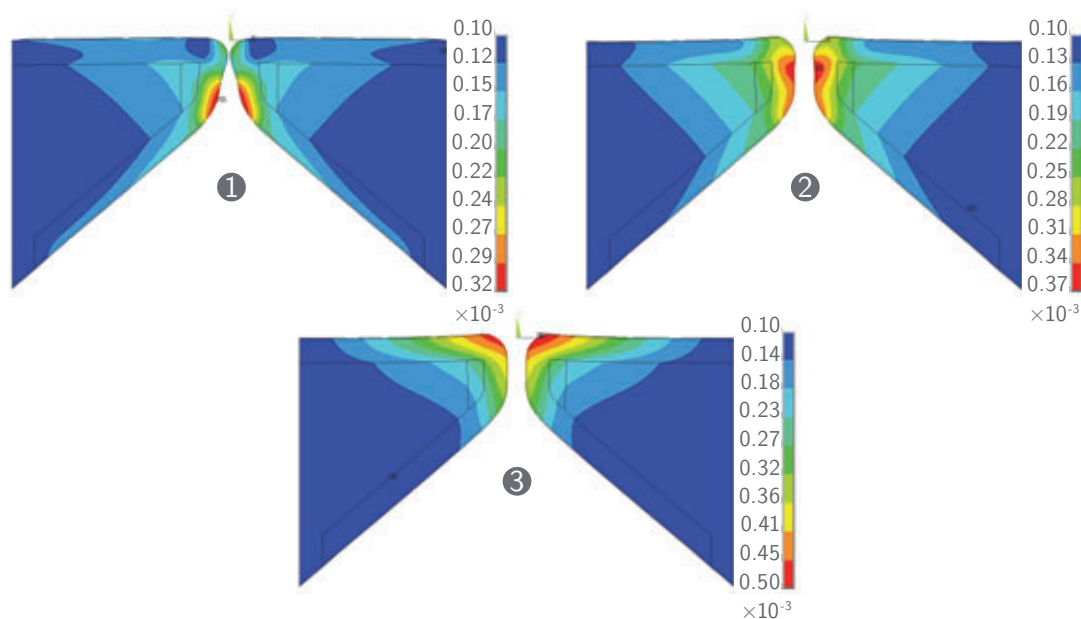


Obr. 3.18. Oblast budicího tlaku a přitlačení hlasivek, v níž dochází k jejich kmitání.

K dosažení oscilací je nutné se zvyšujícím se přitlačáním hlasivek zvyšovat i budicí tlak. Budicí tlak funguje v režimu od 80 do 420 Pa. Přitlačení hlasivek 0 mm znamená, že se čela hlasivek dotýkají letmo. Záporné přitlačení znamená, že jsou hlasivky oddáleny. I hlasivky, které jsou před výpočtem oddáleny na pozici $-0,2$ mm se při oscilacích postupně začnou dotýkat. Hlasivky oddálené ještě víc se při kmitání nedotýkají nebo se dotýkají jen velmi letmo v horní části a nedochází u nich k plnému převrácení z konvergentního do divergentního tvaru, viz obr. 3.19; tento režim připomíná *falsetto* rejstřík, jak je nakreslen a popsán např. v [9], který se využívá při zpěvu ve vyšších tóninách [144].

Přestože zde *falsetto* vzniká při velmi nízkých budicích tlacích, naše pozorování kmitání hlasivek se shoduje s pozorováním v [139]. Nízký budicí tlak je odůvodnitelný, protože skutečné *falsetto* se vyznačuje vysokým podélným napětím hlasivek [139], k jejichž rozkmitání je nutné použít odpovídající (vyšší) budicí tlak. Naše varianta výpočtového modelu však podélné napětí³⁵ neobsahuje, proto je *falsetto* vybuzeo už při velmi nízkém tlaku.

³⁵Napětí v kolmém směru na rovinu modelu.



Obr. 3.19. Tři následující fáze pohybu hlasivek u *falsetto* rejstříku, celkové posuvy [m].

3.5.4 Vliv tlaku z plic a tuhosti povrchového podslizničního vaziva

Vliv budicího tlaku p_L a tuhosti povrchového podslizničního vaziva E_{SLP} byl testován na modelu ve výchozím nastavení pro samohlásku [a:]. Při zvyšování tuhosti E_{SLP} bylo nutné zároveň odpovídajícím způsobem zvyšovat budicí tlak p_L . Při zachování konstantní hodnoty p_L se většinou hlasivky dostaly do oscilačního režimu při určitém rozpětí E_{SLP} , proto byly testovány výpočtové varianty podle tab. 3.14.

E_{SLP} [Pa]	p_L [Pa]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	ClQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [-]
1000	190	0,53	0,31	0,69	0,07	3,14	0,52	105
1500		0,42	0,25	0,75	0,04	4,50	0,64	75
2000	275	0,55	0,47	0,53	0,07	5,33	0,68	123
2500		0,48	0,47	0,53	0,09	4,29	0,62	127
3000		0,42	0,55	0,45	0,07	6,83	0,74	116
3500		0,38	0,57	0,43	0,07	6,86	0,75	103
4000	400	0,59	0,52	0,48	0,10	4,33	0,62	164
4500		0,58	0,55	0,45	0,14	2,88	0,48	179
5000		0,56	0,54	0,46	0,11	4,17	0,61	175

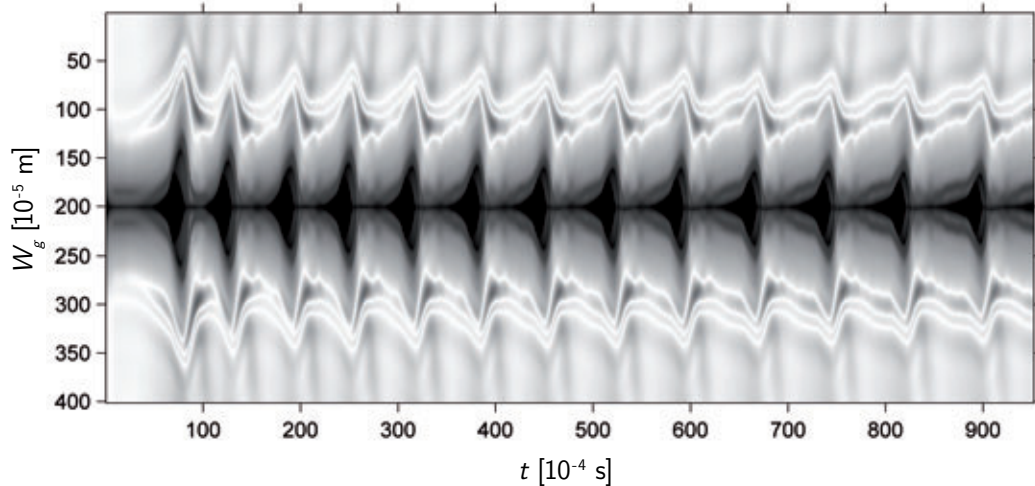
Tab. 3.14. Výpočtové varianty včetně parametrů kmitů hlasivek při buzení konstantním tlakem.

V této tabulce je také uveden rozsah vyhodnocovaných parametrů podle části 2.3.4. Parametry jsou vyhodnoceny z poslední periody na videokymogramu obdrženém stejným algoritmem jako v práci Matuga [115], ukázka videokymogramu je na obr. 3.20.

Délky fází a šířka hlasivkové mezery W_g^{max} jsou určeny z pozice zcela černých pixelů³⁶ ohraničujících oblast otevřených hlasivek. Tato metoda je však značně nepřesná v důsledku interpolace

³⁶Obrázek je uložen v RGB barevném prostoru, proto mají hraniční pixely hodnoty $R = G = B = 0$.

obrysu hlasivek kubickým splajnem a následným převodem na bitmapový videokymogram, který rozostřuje černé hranice fáze otevření. Kvůli tomuto nedostatku byl vyvinut nový algoritmus, který hledá minimální mezeru mezi hlasivkami už při výpočtu v systému *ANSYS®*, z níž se dají parametry spolehlivě (a také dávkově) vyhodnotit. Algoritmus byl popsán v části 3.4.3 a krom tab. 3.14 a tab. 3.15 jsou jím všechny výsledky vyhodnoceny.



Obr. 3.20. Ukázka videokymogramu z výpočtu pro $E_{SLP} = 2000$ Pa.

Na základě výsledků byla vybrána výchozí hodnota tlaku $p_L = 270$ Pa³⁷, protože se při ní dosáhne kmitání při nejširším rozsahu tuhostí E_{SLP} a hodnoty parametrů zhruba odpovídají fyziologickým [12, 128, 177, 178, 181, 182].

3.5.5 Vliv buzení

Původní varianta výpočtového modelu [110, 114, 115] byla buzena rychlostí proudění, jejíž výchozí hodnota byla $0,1125$ m · s⁻¹. Výpočtový model byl sice stabilnější v širším rozsahu okrajových podmínek, avšak buzení neodpovídalo fyziologickému řídicímu parametru, jímž by měl být konstantní tlak [1, 12].

Výsledky vyhodnocené stejným způsobem jako v části 3.5.4 jsou shrnuty v tab. 3.15. Prodloužení doby uzavření způsobilo, že základní frekvence hlasivek f_o odpovídala spíše nižšímu mužskému hlasu [12, 128]. Přestože se zvětšila šířka otevření hlasivek W_g^{max} , zmenšil se poměr doby otevření hlasivek ku době uzavření do nefyziologických hodnot (srov. s tab. 3.14).

3.5.6 Proudění skrz pevnou hlasivkovou mezeru

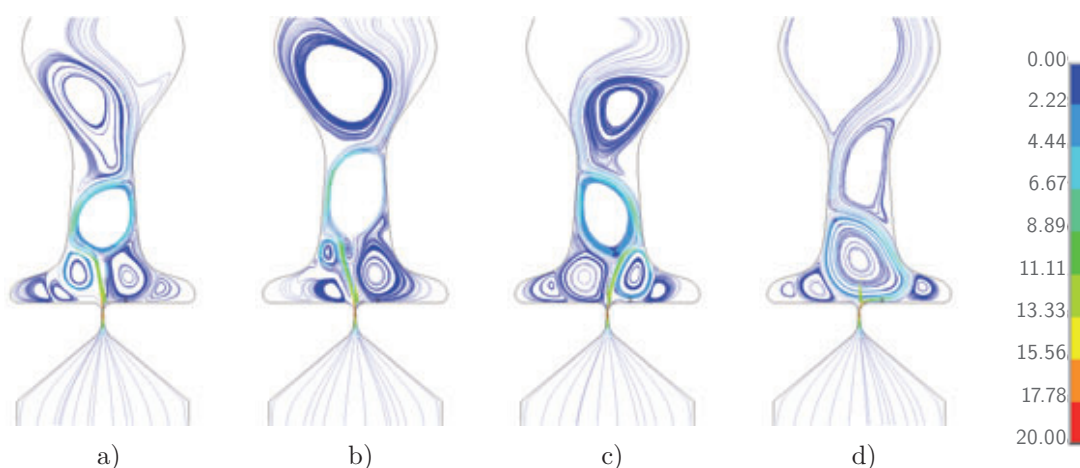
Na proudění skrz zafixovanou (pevnou) *glottis* o šířce 0,2 mm byl studován vliv stlačitelnosti vydechované tekutiny a vliv SST turbulentního modelu na vývoj proudění ve vokálním traktu pro samohlásku [a:]. Nepohyblivosti *glottis* bylo dosaženo předepsáním materiálu o vysoké tuhosti na všechny vrstvy hlasivek. Moduly pružnosti byly nastaveny shodně na $E = 1 \cdot 10^{12}$ Pa, ostatní vlastnosti zůstaly ve výchozím stavu.

³⁷Tato hodnota je o 5 Pa menší než hodnota 275 Pa v tabulce. Drobný rozdíl umožnil dosáhnout oscilací při daném rozpětí $E_{SLP} = 2000$ až 3500 Pa u všech hlásek, nikoli pouze u samohlásky [a:].

E_{SLP} [Pa]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [-]
1500	0,76	0,23	0,77	0,08	1,89	0,31	90
2000	0,80	0,23	0,77	0,07	2,11	0,36	83
2500	0,70	0,26	0,74	0,05	3,71	0,58	78
3000	0,64	0,28	0,72	0,05	5,00	0,67	78
3500	0,58	0,33	0,67	0,06	4,38	0,63	77
4000	0,54	0,34	0,66	0,05	5,43	0,69	75
4500	0,51	0,31	0,69	0,04	6,33	0,73	70
5000	0,48	0,36	0,64	0,05	6,57	0,74	68

Tab. 3.15. Výpočtové varianty včetně parametrů kmitů hlasivek při buzení rychlostí proudění.

Přestože během výpočtu nedošlo k úplnému ustálení proudění a vírové struktury nad hlasivkami vždy mírně fluktovaly, po asi 0,02 s se u všech variant vytvořil centrální vír v epilaryngeální oblasti, pod nímž se po stranách objevily dva další, mezi kterými proudil výtrysk z hlasivkové mezery, viz obr. 3.21. Turbulentní model vytvoření těchto vírových struktur urychlil.



Obr. 3.21. Proudnice a rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] mezi nepohyblivými hlasivkami v čase 0,05 s, samohláska [a]: a) nestlačitelná tekutina bez turbulentního modelu, b) nestlačitelná tekutina s turbulentním modelem, c) stlačitelná tekutina bez turbulentního modelu a d) stlačitelná tekutina s turbulentním modelem.

Srovnáme-li proudnice pro nestlačitelné a stlačitelné proudění na obr. 3.21 a) a c), vidíme, že obě proudová pole jsou vzájemně symetrická a k odklánění proudu těsně nad hlasivkami dochází v důsledku vzniku nesymetrických vírů. Rychlost mezi hlasivkami³⁸ nepřesahuje při budícím tlaku 270 Pa $25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, proto se dal podobný charakter proudění očekávat. Do rychlosti 0,3 Ma se totiž může uvažovat tekutina jako nestlačitelná [88], viz tab. 2.1 na s. 26.

Nestlačitelné proudění není turbulentním modelem příliš ovlivněno, viz obr. 3.21 b). U stlačitelného proudění na obr. 3.21 d) se vliv turbulentního modelu projevuje velmi rychlým ustálením proudu a vznikem jednoho víru těsně nad hlasivkami. Výtrysk má tendenci se přimknout ke hlasivce; zřejmě se jedná o Coandův efekt [66], k němuž v případě obtékání statického tělesa může

³⁸Proudění mezi hlasivkami má laminární charakter a rychlostní profil je přibližně parabolický, viz obr. D.1, s maximální hodnotou pod $25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a střední hodnotou těsně pod $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

docházet. Tento jev bude hlouběji diskutován v části 3.6.5 na s. 91 u kmitajících hlasivek, protože literatura o přítomnosti tohoto jevu při fonaci zatím není jednoznačná.

3.6 Výsledky z rovinného modelu

Na základě testování vstupních parametrů byly navrženy výpočtové varianty, které simulují změnu vlastností povrchového podslizničního vaziva (SLP), tedy např. Reinkeho edém. Ty už byly uvedeny v tab. 3.5 na s. 45. Pro 4 varianty tuhosti povrchového podslizničního vaziva E_{SLP} bylo uvažováno 5 kombinací poměrných útlumů, což vedlo na 20 základních variant. Ty byly opakovány pro všech 5 českých samohlásek. Těchto 100 variant bylo ještě opakováno se stlačitelným a nestlačitelným prouděním a s uvažováním SST turbulentního modelu a bez něj. Všechny kombinace parametrů vedly celkem na 400 výpočtových variant. K nim bylo přidáno ještě 80 variant s uvažovaným výchozím tlumením všech vrstev hlasivky $\alpha = 116,5279 \text{ s}^{-1}$ a $\beta = 0,0003 \text{ s}$. V následujícím textu bude k označení variant použit klíč podle tab. 3.16 a 3.17.

Dimenze D (Dimension)	Stlačitelnost C (Compressibility)	Turbulentní model T (Turbulent model)	Samohláska [] ([:])	Tuhost SLP ESLP (E_{SLP})	Tlumení SLP DAMP (Damping)
2D	C0 (vypnuta)	T0 (vypnut)	[A]	ESLP2000	DAMP1
3D	C1 (zapnuta)	T1 (zapnut)	[E]	ESLP2500	DAMP2
			[I]	ESLP3000	DAMP3
			[O]	ESLP3500	DAMP4
			[U]		DAMPM
					DAMPD

Tab. 3.16. Klíč k označení výpočtových variant.

Varianta tlumení SLP DAMP	Tlumení SLP
DAMP1	$b_{p1} = 0,05; b_{p2} = 0,10$
DAMP2	$b_{p1} = 0,10; b_{p2} = 0,20$
DAMP3	$b_{p1} = 0,20; b_{p2} = 0,30$
DAMP4	$b_{p1} = 0,30; b_{p2} = 0,40$
DAMPM	$b_{p1} = 0,30; b_{p2} = 0,30$
DAMPD	$\alpha = 116,5279 \text{ s}^{-1}; \beta = 0,0003 \text{ s}$

Tab. 3.17. Použité tlumení povrchového podslizničního vaziva.

Výchozí varianta podle tab. 3.16 ponese označení 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD. Typická doba výpočtu takové varianty se na běžném stolním počítači pohybovala kolem 12 hodin, což odpovídá lidské fonaci o délce 0,1 s. Řešení všech 480 variant by pro jejich časovou náročnost nebylo realizovatelné bez služby MetaCentrum [240], která všem akademickým pracovníkům České republiky umožňuje bezplatné využití výpočetní a úložné kapacity včetně aplikačních programů.

Výsledky ze všech výpočtových variant jsou přehledně shrnuty v dodatku B na s. 153 v tab. B.2 až B.11 a B.12 a B.13. Jsou v nich uvedeny parametry kmitání hlasivek. V případě, že jsou

všechny parametry rovny nule, znamená to, že výpočet buď zhavaroval v důsledku přílišné deformace sítě, nebo se hlasivky neotevřely v důsledku vysoké tuhosti. Kombinace nestlačitelného proudění (C0) a turbulentního modelu (T1) se bohužel nepovedla naladit tak, aby byl výpočet v daném rozsahu parametrů stabilní, proto velká část výpočtů také zhavarovala.

3.6.1 Modelování českých samohlásek

K modelování českých samohlásek bude vybrána jako výchozí tato varianta výpočtu: 2D C1 T0 ESLP2500 DAMPD. Parametry kmitů hlasivek obdržené z ní jsou pro všechny samohlásky uvedeny v tab. 3.18. Barevné sloupcečky ukazují míru změny oproti nejvyšší hodnotě daného parametru.

Samohl.	Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
[a:]	C1	T0	2500	116,5279	0,0003	0,34	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	125
[e:]			2500	116,5279	0,0003	0,42	0,35	0,65	0,15	1,27	0,12	141
[i:]			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,37	0,63	0,14	1,60	0,23	143
[o:]			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,25	0,75	0,09	1,71	0,26	132
[u:]			2500	116,5279	0,0003	0,35	0,27	0,73	0,08	2,33	0,40	135

Tab. 3.18. Parametry kmitů hlasivek pro všechny samohlásky, stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0), pro $E_{SLP} = 2500$ Pa a výchozí tlumení (DAMPD).

Tato tabulka odhaluje funkční fluidně-strukturně-akustickou interakci. Výpočtové modely se totiž liší pouze tvarem vokálního traktu. Ten ovlivňuje proudění a akustické vlnění, které zpětně působí na kmitající hlasivky, což se projevuje změnou parametrů kmitů, tedy závislostí mezi hlasivkami (zdrojem) a vokálním traktem (filtrem). Tato závislost obecně nemusí být lineární [9, 10, 12, 160].

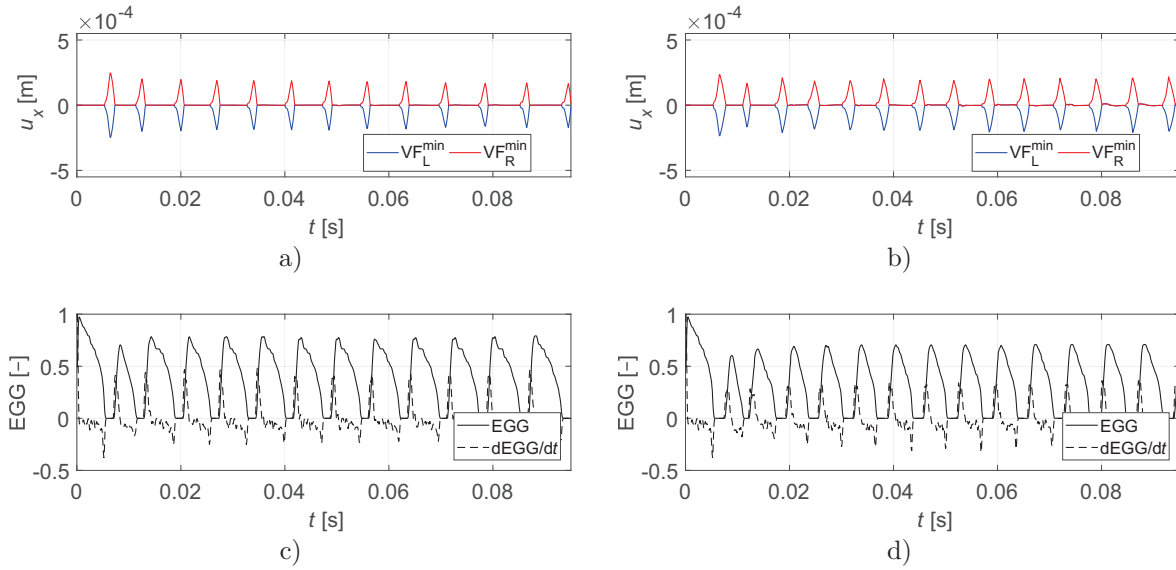
Základní frekvence kmitání hlasivek f_o volbou samohlásky příliš ovlivněná není, podobně jako maximální šířka otevření *glottis* W_g^{max} . Naopak nejvíce je ovlivněn koeficient uzavírání *CIQ*, rychlostní koeficient *SQ* a rychlostní index *SI*, mezi nimiž je podle tab. 3.18 patrná závislost.

Kmitání hlasivek dosahuje nejfyziologičtějších parametrů při samohlásce [e:], což lze vidět i na obr. 3.22 b). Hlasivky se při ní otvírají nejvíce a doba otevření se přibližuje době uzavření. Hlasivky se nejpomaleji zavírají, takže fáze otevírání a uzavírání jsou téměř symetrické. To souhlasí s pozorováním v [241]. Frekvence kmitání f_o odpovídá vyššímu mužskému hlasu [12, 128].

Oproti zdravým lidským hlasivkám se u všech samohlásek objevuje spíše kratší doba otevření ku době uzavření a rychlé uzavírání hlasivek v důsledku jejich pružnosti. Téměř okamžitě po prvním kontaktu se hlasivky uzavírají po celé výšce *glottis* a s rostoucím tlakem v průdušnici se zvolna otvírají, viz obr. 3.22 c) a d).

Typické výsledky pro samohlásku [i:] jsou na obr. 3.23. Rychlost proudění mezi hlasivkami v_g většinou nepřesahuje $30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (obr. 3.23 a)). Ihned po otevření hlasivek a těsně před uzavřením se nachází její maxima objevující se kvůli zúžení *glottis*. Rychlosti ve vokálním traktu a průdušnici (v_e , v_m a v_s) se pohybují v jednotkách $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (obr. 3.23 a) a b)).

Tlak pod hlasivkami p_s osciluje kolem konstantní hodnoty $p_L = 270$ Pa, což je budící tlak zadaný na vstup do průdušnice (obr. 3.23 c)). Tlaky mezi hlasivkami a výš (p_g , p_e a p_m) oscilují kolem hodnoty 0 Pa, což odpovídá okrajové podmínce zadané do úst (obr. 3.23 c) a d)). Na průběhu tlaku nad hlasivkami p_e jsou patrné zákmity v řádech jednotek až desítek Pa, které jsou



Obr. 3.22. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery pro variantu 2D C1 T0 ESLP2500 DAMPD: a) samohláska [a:] a b) [e:]; EGG signál a jeho časová derivace: c) samohláska [a:] a d) [e:].

způsobeny akustickými vlnami ve vokálním traktu. Ty postupují až k ústům, kde rozkmitávají průběh tlaku p_m .

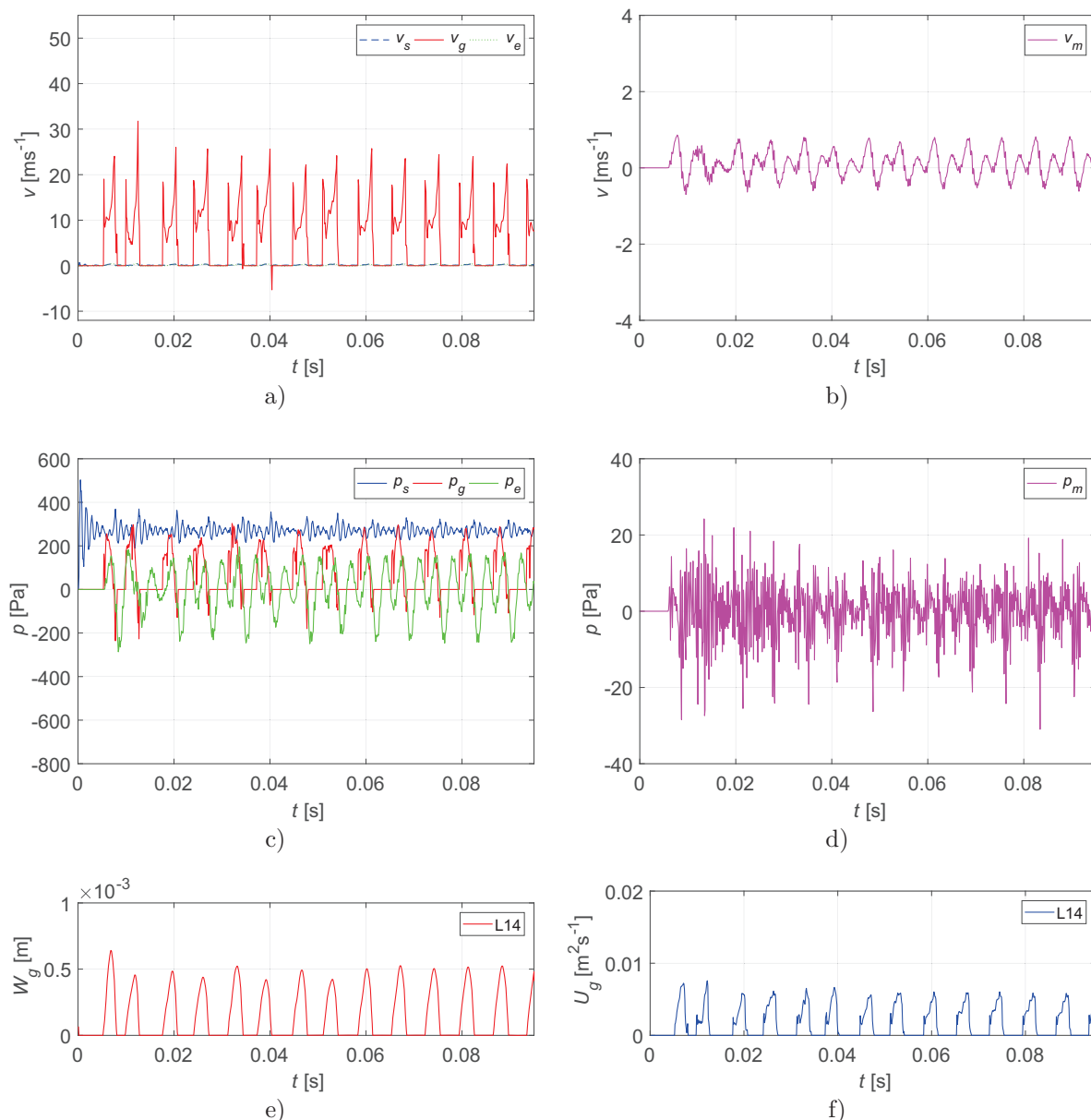
Zhruba uprostřed výšky *glottis* dosahuje šířka hlasivkové mezery W_g asi 0,5 mm (obr. 3.23 e)). V této výšce je sledován i průtok mezi hlasivkami U_g , jehož špičková hodnota lehce přesahuje $0,005 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (obr. 3.23 f)). Kdybychom uvažovali délku hlasivek 10 mm (měřenou kolmo na rovinný model) a konstantní průtok po této délce, obdrželi bychom průtok $0,051 \cdot \text{s}^{-1}$. Typický průtok při fonaci by se měl pohybovat mezi $0,2$ až $0,41 \cdot \text{s}^{-1}$ [97, 242, 243]; to znamená asi $4 \times$ až $8 \times$ menší průtok v našem výpočtovém modelu. Malý průtok je způsoben nízkým budícím tlakem p_L diskutovaným v části 3.3.

Na obr. 3.24 jsou vidět spektra všech českých samohlásek. Srovnáme-li první dva formanty těchto spekter (vyznačeny průhledným modrým kroužkem) s formanty naměřenými Skarnitzlem [239] (vyznačeny průhledným zeleným obdélníkem)³⁹, vidíme, že se velmi přesně shodují u samohlásky [i:] (obr. 3.24 c)) a [u:] (obr. 3.24 e)). U ostatních samohlásek jsou formanty položeny níže. První formant samohlásky [a:] (obr. 3.24 a)) je mimo to velmi plochý, stejně jako u samohlásky [o:] (obr. 3.24 d)). Formanty samohlásky [e:] (obr. 3.24 b)) jsou položeny i o 500 a 1000 Hz níž, postupně. Spektrum samohlásek se v čase téměř nemění, což lze vidět na spektrogramu samohlásky [i:] (obr. 3.24 f)). Zvukové záznamy samohlásek získaných z rovinného modelu jsou přiloženy na CD, viz přílohu F. Samohlásky jsou sice rozeznatelné, ale zní plechově a uměle.

Poloha formantů samohlásek mohla být ovlivněna nejrůznějšími faktory. Vzhledem k jejich široké variabilitě u českých samohlásek [239, 244] byla zásadně ovlivněna nastavením vokálního traktu mluvčího při snímání v magnetické rezonanci. Při snímání geometrie v MRI byl pořízen i zvukový záznam, jehož analýza v [195] ukázala, že simulované formanty skutečně lépe souhlasí s těmi naměřenými při MRI než s těmi obdrženými Skarnitzlem [239].

Poloha formantů byla ovlivněna také převodem na rovinný model, srovnáme-li naše vlastní frekvence (viz tab. 3.12 na s. 60) s těmi z původního prostorového modelu v [245], kde byly obdrženy modální analýzou. Vlastní frekvence se liší v desítkách i stovkách Hz.

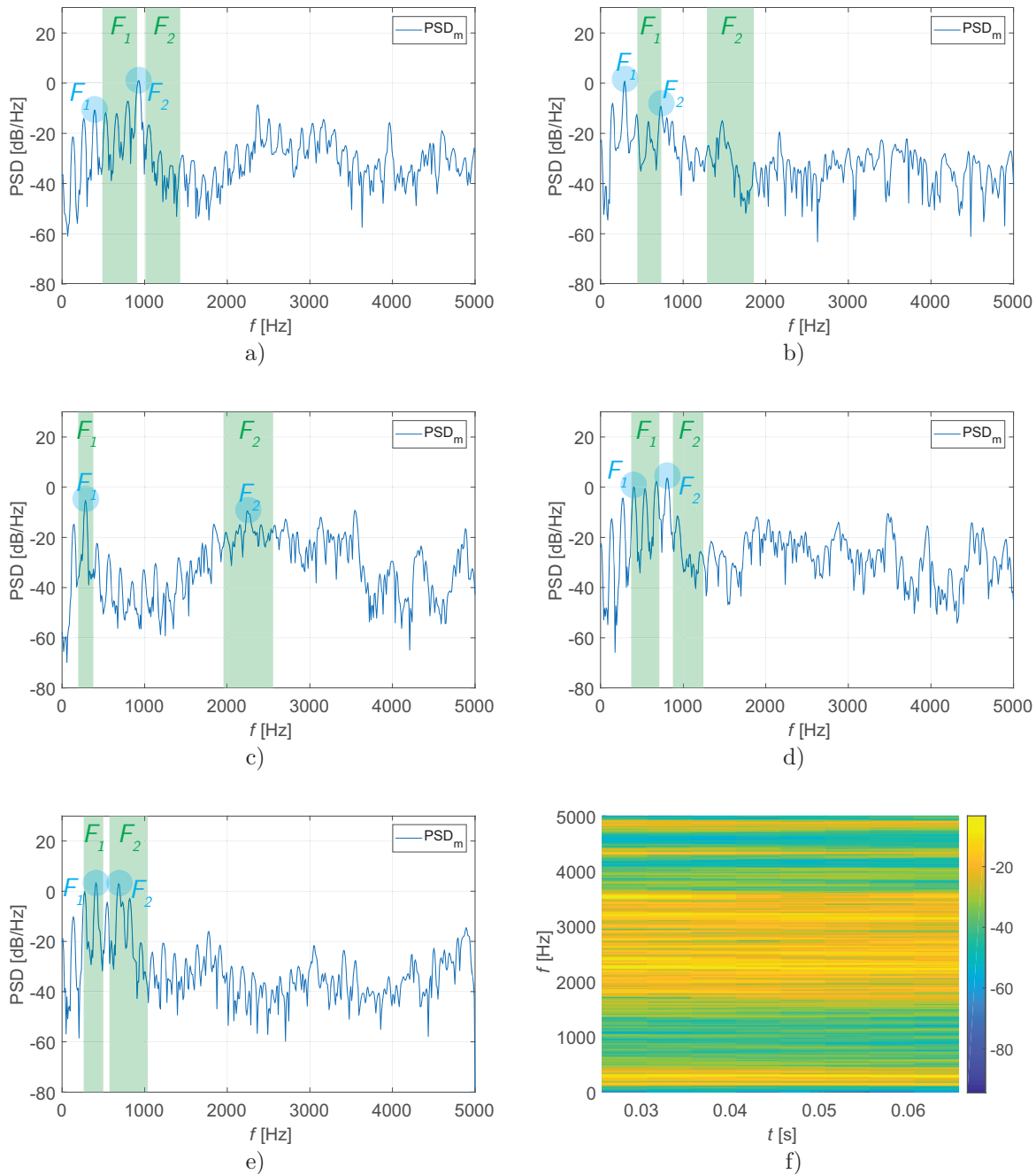
³⁹V minulosti měřil české formanty i Merhaut [244], naměřil podobné hodnoty s většími rozptyly.



Obr. 3.23. Typické výsledky z varianty 2D C1 T0 [I] ESLP2500 DAMPD: a) průběh subglotické (v_s), glotální (v_g) a epilaryngeální (v_e) rychlosti proudění, b) průběh rychlosti u úst (v_m), c) průběh subglotického (p_s), glotálního (p_g) a epilaryngeálního (p_e) tlaku, d) průběh tlaku u úst (p_m), e) průběh šířky *glottis* (W_g) a f) glotálního průtoku (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14) podle obr. 3.8 na s. 55.

Formantové frekvence zřejmě ovlivňuje i přítomnost fluidně-strukturně-akustické interakce. Podle teorie zdroje a filtru [8] by se dalo očekávat, že se formant objeví přibližně na frekvenci, u níž se setká harmonický násobek základní frekvence hlasivek f_o s vlastní frekvencí vokálního traktu. To se však děje pouze u samohlásky [i:] a [u:].

Tento jev se dá demonstrovat u samohlásky [i:]. Podle tab. 3.18 je frekvence hlasivek 143 Hz a podle tab. 3.12 jsou první dvě vlastní frekvence vokálního traktu rovny 318 a 1957 Hz. První formant F_1 byl tedy tvořen zesíleným druhým harmonickým násobkem f_o a leží těsně pod hranicí



Obr. 3.24. Výkonová spektrální hustota u úst pro variantu 2D C1 T0 ESLP2500 DAMPD: a) samohláska [a:], b) [e:], c) [i:], d) [o:] a e) [u:] s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61. Spektrogram: f) samohláska [i:].

300 Hz. Druhý formant F_2 zřejmě vznikl interferencí mezi rezonancemi na druhé vlastní frekvenci (1957 Hz, která leží mezi 13. a 14. násobkem f_o) a třetí vlastní frekvenci (2714 Hz, která leží na 19. násobku f_o), protože odpovídá 16. násobku f_o , viz obr. 3.24 c).

U samohlásky [a:] je situace odlišná. První formant F_1 by měl ležet mezi 4. a 5. násobkem f_o , ale podle obr. 3.24 a) leží na 3. násobku f_o . Druhý formant F_2 leží na 7. násobku f_o , přestože by

měl odpovídat 9. násobku. U samohlásek [e:] a [o:] jsou formanty položeny také níž než vlastní frekvence, tzn. podílí se na nich nižší harmonické násobky f_o .

Tento posun může být způsoben funkční fluidně-strukturně-akustickou interakcí, která se projevuje nelinearitou mezi zdrojem a filtrem úrovně 2 podle Titzeho [9]. Ta se týká stavů, kdy se první tři násobky f_o nachází blízko pod první vlastní frekvencí vokálního traktu, a ovlivňuje spektrum samohlásky [9].

Zdá se, že pro samohlásky [i:] a [u:] není problém, aby jejich první tři násobky f_o , které nesou nejvíce energie, rezonovaly na vlastní frekvenci. U ostatních samohlásek se formant realizuje níž tak, že se na něm podílí nižší (energeticky prominentnější) násobky f_o .

Bohužel, v případě našich výsledků lépe odpovídají naměřeným hodnotám v [239] nebo v [195] vlastní frekvence vokálního traktu (obdržené modální analýzou), než formanty (obdržené z fluidně-strukturně-akustické interakce). Na druhou stranu, posun formantů od vlastních frekvencí ukazuje na fungující fluidně-strukturně-akustickou interakci, která se zřejmě projevuje nelinearitou podle Titzeho [9] a ovlivňuje nejen spektrum samohlásky, ale i kmitání hlasivek⁴⁰. Vliv interakce na kmitání hlasivek bude ukázán v části 3.6.2 na s. 74.

3.6.2 Modelování Reinkeho edému a jeho vliv na české samohlásky

Vliv Reinkeho edému na české samohlásky byl studován pomocí změny tuhosti povrchového podslizničního vaziva E_{SLP} a změny jeho tlumení podle části 3.2.1. Výchozích 20 variant tuhosti a tlumení bylo shrnuto v tab. 3.5 na s. 45.

Vliv zvyšující se tuhosti povrchového podslizničního vaziva (SLP) byl sledován při konstantním tlumení DAMPD a vliv tlumení SLP na zbylých variantách DAMP1 až DAMPM podle tab. 3.17 na s. 66.

Ukázalo se, že změna těchto parametrů téměř nezasahuje polohu formantů, avšak mění jejich amplitudu a utlumuje nebo zvýrazňuje harmonické násobky obsažené ve spektru, čímž může ovlivňovat srozumitelnost samohlásky. Výrazně se mění základní frekvence kmitání hlasivek f_o i další parametry kmitů.

Změna tuhosti povrchového podslizničního vaziva

Vliv tuhosti SLP při konstantním tlumení DAMPD je pro všechny samohlásky ukázán v tab. 3.19. Při nejvyšší tuhosti SLP se u samohlásky [a:] hlasivky neotevřely, u samohlásky [e:] a [u:] výpočet při nejnižší tuhosti havaroval kvůli přílišné deformaci sítě.

Přestože jsou parametry kmitů ovlivněny samohláskami (tvarem vokálního traktu), trend změn je u každé samohlásky podobný. Se zvyšující se tuhostí klesá maximální šířka *glottis* W_g^{max} na třetinu až polovinu stejně jako koeficient uzavírání CIQ .

I u těchto výsledků je patrná závislost mezi koeficientem uzavírání CIQ , rychlostním koeficientem SQ a rychlostním indexem SI . Při zvyšování tuhosti SLP dochází ke snižování CIQ jednak z důvodu rychlejšího uzavírání hlasivek a jednak z důvodu prodlužování doby uzavření. Delší doba uzavření je způsobena vyšší tuhostí hlasivek, kterou musí překonat subglotický tlak, a je hlavní příčinou snižování frekvence kmitání f_o , protože doba otevření není na změnu tuhosti příliš citlivá. Tyto jevy se dají pozorovat u samohlásky [i:] na obr. 3.25 a) a b).

Prodlužování doby uzavření v důsledku vyšší tuhosti snižuje i koeficient otevření OQ , což potvrzují i aktuální výsledky z modelu Wanga [72]. Zkracování doby uzavírání potom ovlivňuje

⁴⁰Titze [9] tuto interakci popisuje na odpovídajících amerických samohláskách, na [i:] a [u:].

	Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohl. [a:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,39	0,24	0,76	0,09	1,71	0,26	125
			2500	116,5279	0,0003	0,34	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	125
			3000	116,5279	0,0003	0,28	0,23	0,77	0,07	2,17	0,37	119
			3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
Samohl. [e:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			2500	116,5279	0,0003	0,42	0,35	0,65	0,15	1,27	0,12	141
			3000	116,5279	0,0003	0,34	0,33	0,67	0,14	1,44	0,18	152
			3500	116,5279	0,0003	0,22	0,23	0,77	0,09	1,63	0,24	110
Samohl. [i:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,44	0,37	0,63	0,16	1,36	0,15	143
			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,37	0,63	0,14	1,60	0,23	143
			3000	116,5279	0,0003	0,33	0,34	0,66	0,13	1,67	0,25	143
			3500	116,5279	0,0003	0,21	0,20	0,80	0,06	2,50	0,43	97
Samohl. [o:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,42	0,23	0,77	0,10	1,38	0,16	122
			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,25	0,75	0,09	1,71	0,26	132
			3000	116,5279	0,0003	0,30	0,23	0,77	0,07	2,17	0,37	120
			3500	116,5279	0,0003	0,26	0,18	0,82	0,06	2,00	0,33	99
Samohl. [u:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			2500	116,5279	0,0003	0,35	0,27	0,73	0,08	2,33	0,40	135
			3000	116,5279	0,0003	0,29	0,24	0,76	0,08	1,86	0,30	119
			3500	116,5279	0,0003	0,24	0,21	0,79	0,07	2,17	0,37	111

Tab. 3.19. Parametry kmitů hlasivek pro všechny samohlásky, stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0), pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a výchozí tlumení (DAMPD).

symetrii fáze otevření, kterou demonstruje koeficient SQ^{41} .

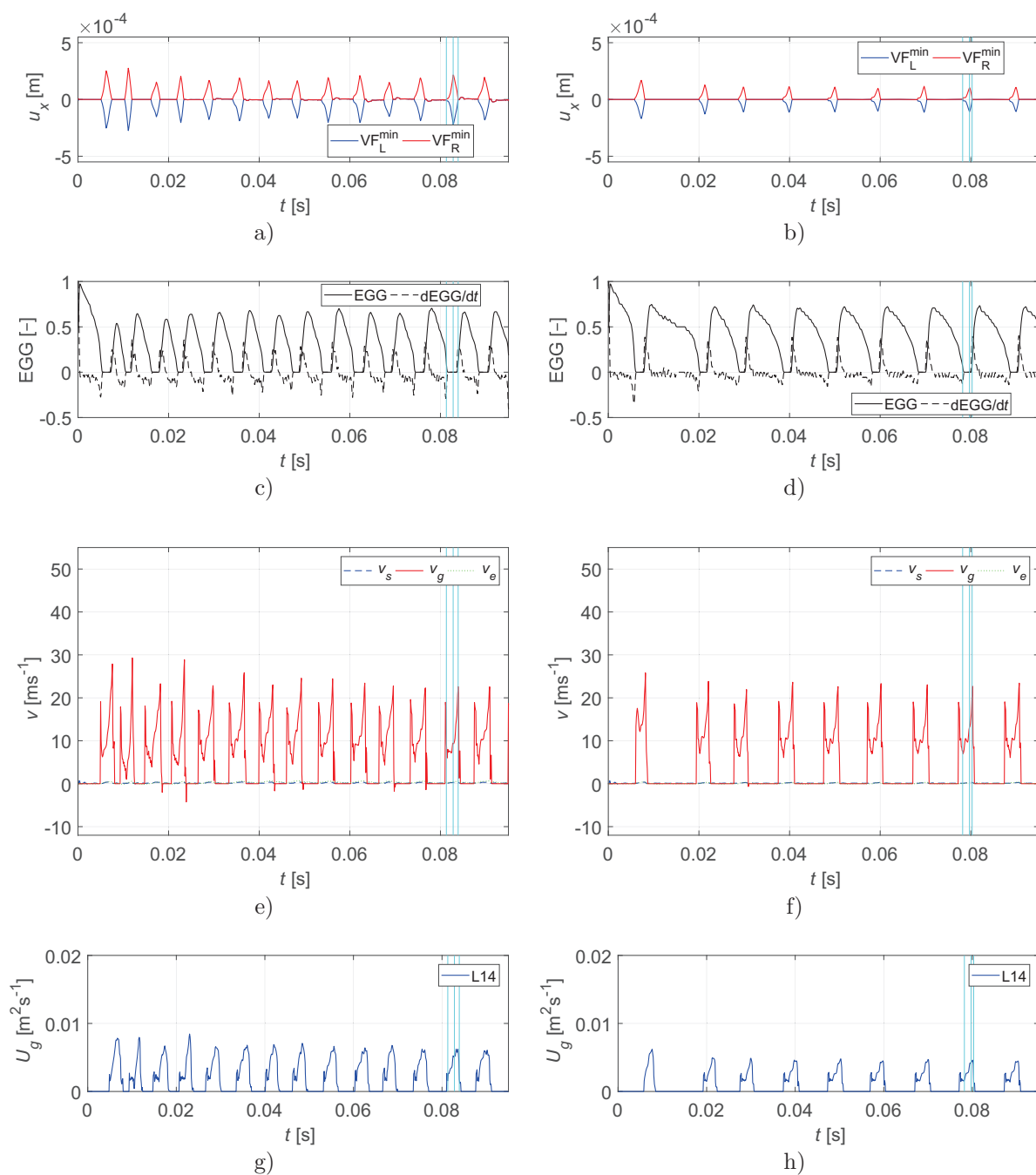
Periodu od periody se u poddajnějších variant mění míra jejich kontaktu, viz obr. 3.25 c). Ta je spojena s jistou dávkou neustálenosti, která se stabilizuje se zvyšující tuhostí, viz obr. 3.25 d).

Změna v kmitání hlasivek má vliv i na fluidní parametry. Ačkoliv se maximální rychlost proudění v *glottis* v_g spíše nemění (obr. 3.25 e) a f)), při nižší tuhosti se zvětšuje šířka otevření W_g^{max} , což vede k vyšším průtokům U_g (obr. 3.25 g) a h)). Toto zjištění také souhlasí s Wangem [72]. Rychlosti proudění mimo *glottis* (v_s , v_e) se pohybují v řádu jednotek $m \cdot s^{-1}$.

Podobně, jako se při zvyšující se tuhosti SLP nemění maximální rychlosti proudění mezi hlasivkami v_g , nemění se ani maximální tlaky mezi hlasivkami p_g , srov. obr. 3.26 a) a b). Tlaky pod hlasivkami p_s a nad nimi p_e dosahují při vyšší tuhosti nižších maxim zřejmě v důsledku prodlužování doby uzavření a zmenšování hlasivkové mezery. Na průběhu p_s a p_e lze u tužší SLP vidět vyšší počet zákmitů v každé periodě, což je také způsobeno prodlužováním doby uzavření.

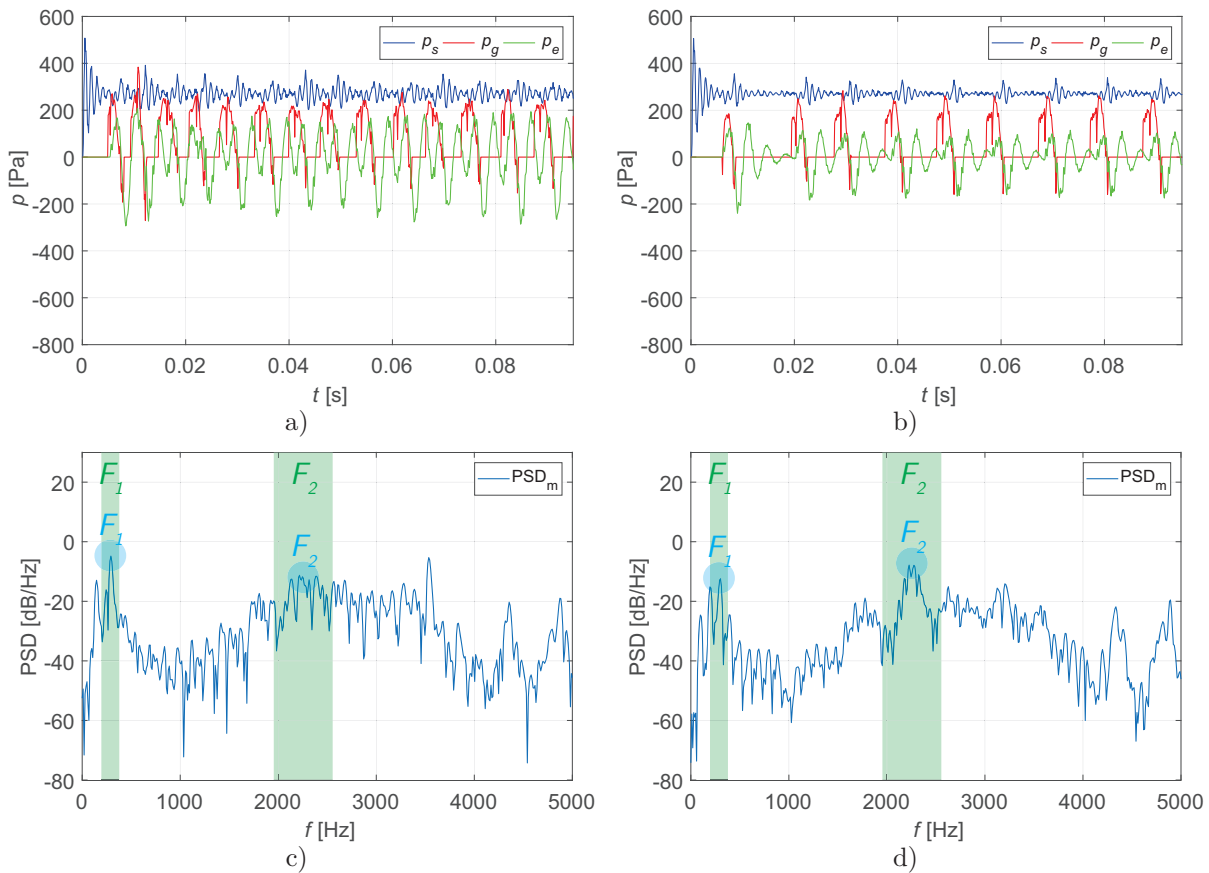
Srovnáme-li spektra samohlásky [i:] na obr. 3.26 c) a d), vidíme, že se zvyšováním tuhosti se zvyšuje amplituda druhého formantu F_2 na úkor prvního F_1 , čímž může být ovlivněna sro-

⁴¹Symetrická fáze otevření, při níž je stejně dlouhá doba otevírání a uzavírání, produkuje $SQ = 1$. Dvakrát delší doba otevírání než uzavírání vede k $SQ = 2$.



Obr. 3.25. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery pro samohlásku [i:], varianta 2D C1 T0 DAMPD: a) tuhost ESLP2000 a b) ESLP3500; EGG signál a jeho časová derivace: c) varianta ESLP2000 a d) ESLP3500; subglotická v_s , glotální v_g a epilaryngeální v_e rychlost proudění: e) varianta ESLP2000 a f) ESLP3500; glotální průtok U_g v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14) podle obr. 3.8 na s. 55: g) varianta ESLP2000 a h) ESLP3500. U každé varianty jsou tři svislémi azurovými čarami označeny časové okamžiky, v nichž se hlasivky otevřely, otevřely maximálně a uzavřely podle průběhu u_x .

zumitelnost samohlásky. Jejich poloha se nemění, do 1 kHz však silněji vystupují harmonické násobky f_o .



Obr. 3.26. Samohláska [i:], průběh subglotického (p_s), glotálního (p_g) a epilaryngeálního (p_e) tlaku: a) varianta 2D C1 TO ESLP2000 DAMPD, b) 2D C1 TO ESLP3500 DAMPD; samohláska [i:], výkonová spektrální hustota u úst: c) varianta 2D C1 TO ESLP2000 DAMPD, d) 2D C1 TO ESLP3500 DAMPD s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

Analogické změny jsou patrné i ve spektru samohlásky [a:], avšak poměr amplitud prvních dvou formantů se mění kvůli utlumení prvního. To se děje také u samohlásky [e:], ale bez zesilování harmonických násobků f_o . U samohlásek [o:] a [u:] jsou změny nejméně výrazné, dochází zejména ke tlumení harmonických násobků f_o . Vzhledem k tomu, že jsou násobky tlumeny vždy do frekvence 1 kHz, pod níž leží první formant všech samohlásek, ke snižování srozumitelnosti bude zřejmě docházet. Spektra všech samohlásek pro zvyšující se tuhost SLP jsou shrnuta v dodatku C.1 na s. 167 na obrázcích C.1 a C.2.

Změna tlumení povrchového podslizničního vaziva

Tlumení SLP ovlivňuje parametry kmitání hlasivek. To dokladuje tab. 3.20 u samohlásky [a:] a tab. 3.21 u samohlásky [i:]. Vliv tlumení na ostatní samohlásky je shrnut v tab. B.2 až B.11 v dodatku B na s. 153.

Stejně jako u všech samohlásek, se i u samohlásky [a:] a [i:] zhroutil síť u nejpoddajnější a nejméně tlumené SLP. Při nejtěžší a tlumenější SLP zůstaly hlasivky za konstantního budicího tlaku $p_L = 270$ Pa zavřené, viz tab. 3.20 a 3.21.

Tlumení SLP má obecně na parametry kmitání menší vliv než změna tuhosti. Tlumenější

		Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [a:]	C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
				1,0172	0,0004	2	0,39	0,26	0,74	0,08	2,33	0,40	130	
				60,3780	0,0006	3	0,39	0,30	0,70	0,09	2,29	0,39	130	
				119,7388	0,0007	4	0,37	0,33	0,67	0,11	2,12	0,36	132	
				178,0823	0,0004	5	0,40	0,25	0,75	0,09	1,86	0,30	127	
			2500	1,7917	0,0002	6	0,34	0,22	0,78	0,06	2,40	0,41	130	
				3,5834	0,0004	7	0,32	0,24	0,76	0,07	2,50	0,43	115	
				64,4495	0,0006	8	0,30	0,27	0,73	0,07	2,83	0,48	116	
				125,3155	0,0007	9	0,30	0,29	0,71	0,08	2,43	0,42	120	
				182,5982	0,0004	10	0,32	0,26	0,74	0,09	2,00	0,33	125	
			3000	2,7619	0,0002	11	0,29	0,20	0,80	0,06	2,40	0,41	119	
				5,5238	0,0004	12	0,29	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	128	
				67,5987	0,0006	13	0,27	0,23	0,77	0,07	2,14	0,36	103	
				129,6736	0,0007	14	0,26	0,23	0,77	0,08	1,87	0,30	99	
				186,2248	0,0004	15	0,27	0,20	0,80	0,06	2,33	0,40	100	
			3500	3,5317	0,0002	16	0,23	0,17	0,83	0,05	2,20	0,38	108	
				7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,05	2,17	0,37	85	
				70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
				133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
				189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	

Tab. 3.20. Parametry kmitů hlasivek pro samohlásku [a:], stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0), pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a zvyšující se tlumení (DAMP1 až DAMPM).

hlasivky se otvírají do menší šířky W_g^{max} a mírně se snižuje jejich frekvence kmitání f_o , což se s výjimkami opakuje u všech samohlásek. Přestože se hlasivky otvírají méně, fáze otevření se spíše prodlužuje, viz obr. 3.27. To v kombinaci s kratší fází uzavření prodlužuje koeficient otevření OQ , viz tab. 3.20 a 3.21.

V důsledku vyššího tlumení SLP pracují hlasivky ve fázi otevření zpomalně, což zasahuje i fázi uzavírání. Koeficient uzavírání CIQ se proto zvyšuje. Zvyšování tlumení má tedy u OQ a CIQ opačný účinek než zvyšování tuhosti. U samohlásky [i:] je patrný pomalejší náběh v počátku fáze otvírání hlasivek, což vede na zákmit viditelný u vyznačené periody na obr. 3.27 f).

Parametry asymetrie kmitů SQ a SI jsou silněji ovlivněny u samohlásky [i:] než u [a:]. To může být následkem fluidně-strukturálně-akustické interakce.

Na obr. 3.28 a 3.29 je průběh tlaku u úst p_m a z něho obdržená výkonová spektrální hustota PSD_m pro samohlásku [a:] a [i:], postupně. Zvyšování tlumení SLP má výraznější vliv na samohlásku [a:], srov. obr. 3.28 a) s b) a c) s d). Vyšší tlumení tkáně má tlumivé účinky na produkovaný průběh tlaku p_m , což se projevuje snížením amplitud (rozkmitu) na obr. 3.28 b). Menší amplitudy znamenají nižší hlasitost výsledného zvuku, kterou lze pozorovat na snížených amplitudách formantů na obr. 3.28 d). Harmonické násobky základní frekvence f_o jsou také utlumeny. To je nejvíce patrné v oblasti do 1 kHz.

Zajímavé je přiblížení formantů F_1 a F_2 u samohlásky [a:]. Zatímco formant F_2 zůstává zhruba na stejné frekvenci, formant F_1 je utlumen do té míry, že se jeho maximum posouvá do

		Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]	
Samohláska [i:]	C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
				1,0172	0,0004	2	0,45	0,38	0,62	0,18	1,08	0,04	141		
				60,3780	0,0006	3	0,43	0,42	0,58	0,15	1,82	0,29	137		
				119,7388	0,0007	4	0,43	0,44	0,56	0,16	1,75	0,27	133		
				178,0823	0,0004	5	0,39	0,38	0,62	0,16	1,36	0,15	147		
			2500	1,7917	0,0002	6	0,38	0,28	0,72	0,11	1,57	0,22	154		
				3,5834	0,0004	7	0,38	0,38	0,62	0,14	1,80	0,29	137		
				64,4495	0,0006	8	0,36	0,41	0,59	0,16	1,58	0,23	133		
				125,3155	0,0007	9	0,35	0,43	0,57	0,15	1,91	0,31	133		
				182,5982	0,0004	10	0,35	0,39	0,61	0,14	1,70	0,26	145		
			3000	2,7619	0,0002	11	0,33	0,30	0,70	0,11	1,75	0,27	137		
				5,5238	0,0004	12	0,35	0,31	0,69	0,14	1,30	0,13	135		
				67,5987	0,0006	13	0,27	0,24	0,76	0,09	1,88	0,30	106		
				129,6736	0,0007	14	0,25	0,27	0,73	0,08	2,43	0,42	112		
				186,2248	0,0004	15	0,31	0,32	0,68	0,14	1,27	0,12	128		
			3500	3,5317	0,0002	16	0,21	0,14	0,86	0,05	1,80	0,29	100		
				7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,05	1,86	0,30	78		
				70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
				133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
				189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		

Tab. 3.21. Parametry kmitů hlasivek pro samohlásku [i:], stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0), pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a zvyšující se tlumení (DAMP1 až DAMPM).

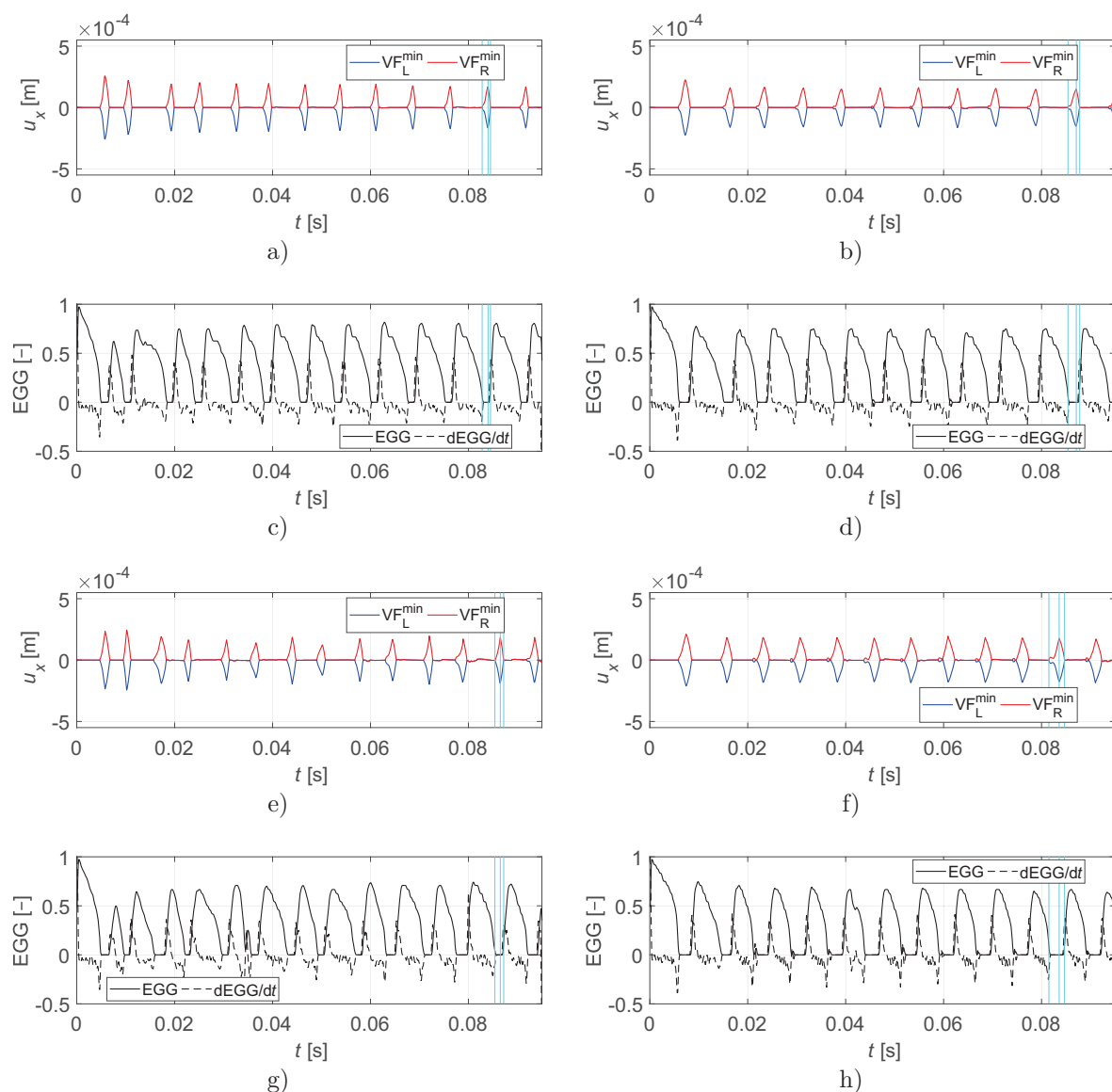
vyšších frekvencí, tedy blíž k formantu F_2 . Snižování hlasitosti obou formantů i změna polohy prvního formantu může mít podstatný vliv na srozumitelnost této samohlásky.

Samohláska [i:] je zvyšováním tlumení SLP zasažena mnohem méně (srov. obr. 3.29 a) s b) a c) s d)), dokonce se zdá, že formanty jsou mírně zesíleny. Spektrum je však méně bohaté, což je projevem úbytku některých násobků základní frekvence hlasivek f_o ⁴².

U ostatních samohlásek se účinkem zvyšování tlumení SLP objevují podobné změny. U samohlásky [e:] se zesiluje druhý formant na úkor prvního. U samohlásky [o:] se, už tak velmi blízké, první dva formanty přibližují k sobě, že téměř splývají a do 1 kHz jsou výraznější celočíselné násobky f_o . U samohlásky [u:] jsou tyto násobky naopak méně výrazné a ztlumeny jsou také oba formanty, navíc se vytrácí neceločíselné násobky f_o . K výrazným frekvenčním posuvům formantových frekvencí obecně nedochází, i když mají tendenci se spíše přibližovat. Spektra všech samohlásek pro zvyšující se tlumení SLP jsou shrnuta v dodatku C.2 na s. 169 na obrázcích C.3 a C.4.

U neceločíselných násobků f_o není ani tak pozoruhodné jejich vytrácení při tlumenější SLP, jako spíš jejich existence. Tyto násobky se ve spektru objevují vždy zhruba uprostřed mezi

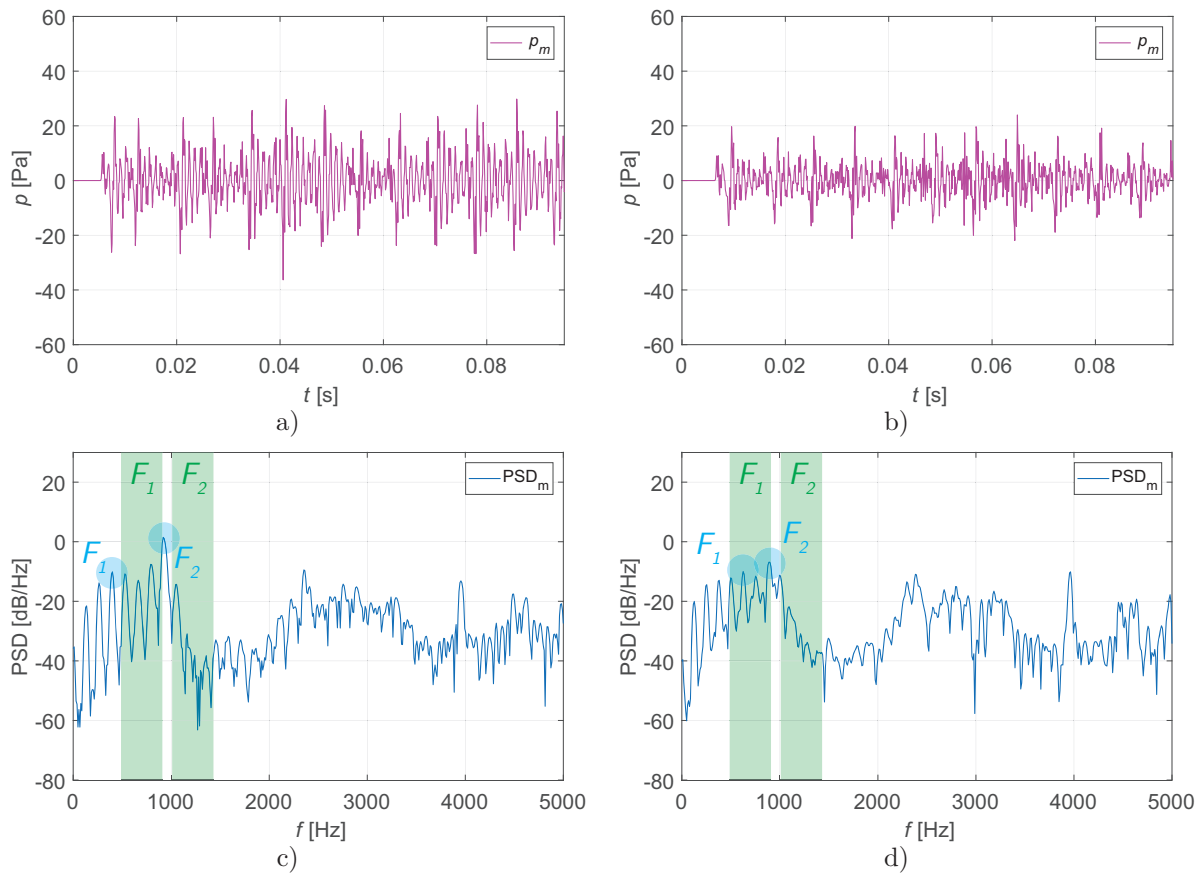
⁴²Celočíselné násobky f_o jsou u tlumenější SLP mírně zesíleny, kdežto neceločíselné jsou téměř úplně zeslabeny. Na obr. 3.29 d) je vidět mizení násobku $\frac{3}{2}f_o$, tedy frekvence, která je od celočíselného násobku f_o vzdálena vždy o čistou kvintu. Vzhledem k tomu, že kvinta je po čisté oktávě nejsouzvučnějším hudebním intervalem, hlas může ztratit svou bohatost a znít mdlé nebo dutě.



Obr. 3.27. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery pro samohlásku [a:]: a) varianta 2D C1 TO ESLP2500 DAMP1 a b) 2D C1 TO ESLP2500 DAMP4; EGG signál a jeho časová derivace pro samohlásku [a:]; c) varianta 2D C1 TO ESLP2500 DAMP1 a d) 2D C1 TO ESLP2500 DAMP4. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery pro samohlásku [i:]: e) varianta 2D C1 TO ESLP2500 DAMP1 a f) 2D C1 TO ESLP2500 DAMP4; EGG signál a jeho časová derivace pro samohlásku [i:]; g) varianta 2D C1 TO ESLP2500 DAMP1 a h) 2D C1 TO ESLP2500 DAMP4. U každé varianty jsou třemi svislými azurovými čarami označeny časové okamžiky, v nichž se hlasivky otevřely, otevřely maximálně a uzavřely podle průběhu u_x .

celočíslnými násobky⁴³ a pouze u nejméně tlumené SLP u samohlásek [i:] (obr. C.3 e)) a [u:] (obr. C.4 c)). Zdá se, že i tento jev souvisí s interakcí 2. úrovně podle Titzeho [9]: v případě, že se frekvence kmitání hlasivek f_o nachází blízko prvního formantu F_1 , jak je tomu u samohlásky [i:] a [u:], mohou se ve spektru objevit nestability včetně subharmonických oscilací nebo nové

⁴³Uprostřed mezi celočíslnými násobky f_o znamená o frekvenci $\frac{3}{2}f_o$, tedy o čistou kvintu od nejbližšího nižšího celočíslného násobku f_o .



Obr. 3.28. Samohláska [a:], průběh tlaku u úst (p_m): a) varianta 2D C1 T0 ESLP2500 DAMP1, b) 2D C1 T0 ESLP2500 DAMP4; samohláska [a:], výkonová spektrální hustota u úst: c) varianta 2D C1 T0 ESLP2500 DAMP1, d) 2D C1 T0 ESLP2500 DAMP4 s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

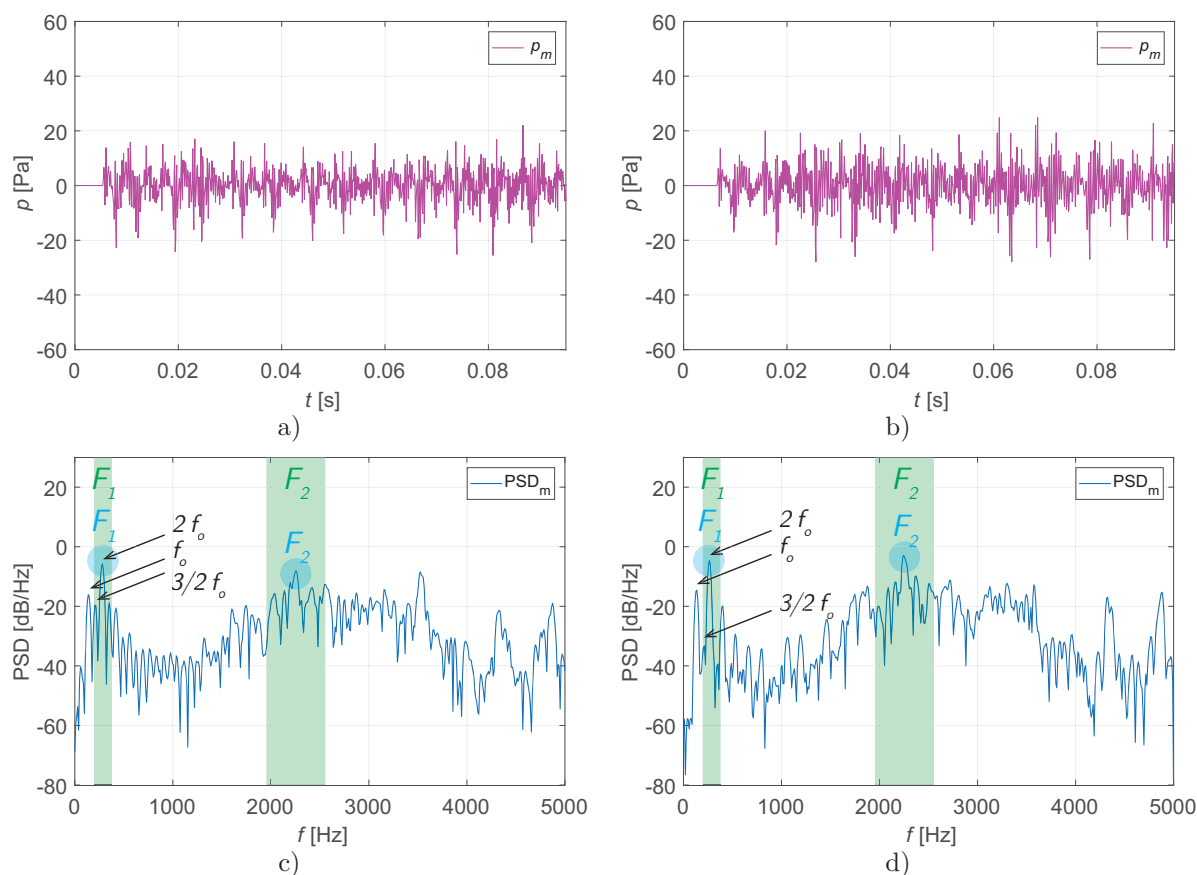
zdrojové frekvence [9], tedy i neceločíselné násobky f_o .

Subharmonické oscilace jsou viditelné na průbězích posuvů na čele hlasivky u_x (obr. 3.27 e)) a EGG (obr. 3.27 g)) jako střídající se nestejně dlouhé periody se střídající se amplitudou. Periody mají tendence se v čase spíše ustalovat.

3.6.3 Srovnání stlačitelného a nestlačitelného modelu proudění

Mezi všemi výpočtovými variantami byla pro srovnání stlačitelného a nestlačitelného proudění vybrána jako výchozí 2D ESLP2000 DAMP3 u samohlásky [a:] a [i:]. Samohláska [a:] bude brána spíše jako referenční s menšími rozdíly mezi výsledky z nestlačitelného a stlačitelného výpočtu, samohláska [i:] je vybrána jako typická pro střední rozdíly.

Parametry kmitů hlasivek pro obě samohlásky jsou srovnány v tabulkách 3.22 a 3.23, postupně. Výsledky z nestlačitelného i stlačitelného proudění všech variant všech samohlásek jsou shrnuty v dodatku B na s. 153 v tab. B.2 až B.11 a B.12 a B.13. Řešení stlačitelného proudění bylo obecně citlivější na volbu parametrů materiálu, proto nejméně tuhé a tlumené varianty většinou havarovaly a u nejtušších a nejtluменějších variant se neotevřely hlasivky.



Obr. 3.29. Samohláska [i:], průběh tlaku u úst (p_m): a) varianta 2D C1 TO ESLP2500 DAMP1, b) 2D C1 TO ESLP2500 DAMP4; samohláska [i:], výkonová spektrální hustota u úst: c) varianta 2D C1 TO ESLP2500 DAMP1, d) 2D C1 TO ESLP2500 DAMP4 s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61. Šipkami jsou označeny násobky základní frekvence hlasivek f_o .

Na první pohled jsou v tab. 3.23 pro samohlásku [i:] viditelné rozdíly, že stlačitelnost pozitivně ovlivňuje maximální šířku otevření *glottis* W_g^{max} a koeficient otevření OQ , tedy že hlasivky se otvírají do větší šíře a fáze otevření trvá déle. Stlačitelnost naopak negativně zasahuje symetrii kmitu, což ukazuje vyšší rychlostní koeficient SQ a rychlostní index SI , které by se u symetrické fáze otevření měly blížit 1 a 0, postupně. Symetrie kmitu je zřejmě ovlivněna klesajícím koeficientem uzavírání ClQ , který se stlačitelností klesá. Frekvence kmitání hlasivek f_o je ovlivněna nejméně, příp. obecně velmi lehce klesá, takže stále odpovídá vyššímu mužskému hlasu [12, 128]. U samohlásky [a:] v tab. 3.22 jsou rozdíly skutečně malé a spíše náhodné.

Vliv stlačitelnosti na parametry kmitání hlasivek

Při studování vlivu stlačitelnosti na parametry kmitů hlasivek srovnáme pro přehlednost pouze výpočtové varianty s tlumením DAMP1 až DAMP4 (viz tab. 3.17 na s. 66) u obou vybraných samohlásek. Z parametrů kmitů hlasivek sledujeme vliv na maximální šířku otevření *glottis* W_g^{max} , koeficient otevření OQ a frekvenci kmitání hlasivek f_o .

Na obr. 3.30 jsou srovnány typické posuvy čela hlasivky při fonaci samohlásky [i:]. Maximální šířka otevření W_g^{max} je v případě stlačitelného proudění o 7,97 % větší (0,426 mm vs. 0,395 mm)

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
C0	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,42	0,22	0,78	0,13	0,78	-0,13	139
			1,0172	0,0004	2	0,41	0,26	0,74	0,14	0,90	-0,05	139
			60,3780	0,0006	3	0,40	0,29	0,71	0,15	1,00	0,00	133
			119,7388	0,0007	4	0,39	0,30	0,70	0,13	1,30	0,13	132
			178,0823	0,0004	5	0,40	0,28	0,72	0,14	1,00	0,00	139
		1,7917	0,0002	6	0,35	0,23	0,77	0,11	1,00	0,00	141	
		3,5834	0,0004	7	0,33	0,26	0,74	0,12	1,11	0,05	137	
		64,4495	0,0006	8	0,31	0,28	0,72	0,11	1,62	0,24	135	
		125,3155	0,0007	9	0,29	0,30	0,70	0,12	1,56	0,22	132	
		182,5982	0,0004	10	0,32	0,25	0,75	0,11	1,38	0,16	133	
	2,7619	0,0002	11	0,28	0,21	0,79	0,11	1,00	0,00	132		
	5,5238	0,0004	12	0,25	0,26	0,74	0,11	1,38	0,16	135		
	67,5987	0,0006	13	0,24	0,27	0,73	0,10	1,63	0,24	130		
	129,6736	0,0007	14	0,21	0,34	0,66	0,13	1,56	0,22	149		
	186,2248	0,0004	15	0,25	0,25	0,75	0,10	1,38	0,16	130		
	3,5317	0,0002	16	0,23	0,16	0,84	0,07	1,14	0,07	104		
	7,0633	0,0004	17	0,23	0,16	0,84	0,06	1,57	0,22	88		
	70,1593	0,0005	18	0,21	0,20	0,80	0,08	1,71	0,26	108		
	133,2554	0,0007	19	0,18	0,31	0,69	0,14	1,20	0,09	139		
	189,2880	0,0004	20	0,21	0,20	0,80	0,08	1,57	0,22	110		
C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,39	0,26	0,74	0,08	2,33	0,40	130
			60,3780	0,0006	3	0,39	0,30	0,70	0,09	2,29	0,39	130
			119,7388	0,0007	4	0,37	0,33	0,67	0,11	2,12	0,36	132
			178,0823	0,0004	5	0,40	0,25	0,75	0,09	1,86	0,30	127
		1,7917	0,0002	6	0,34	0,22	0,78	0,06	2,40	0,41	130	
		3,5834	0,0004	7	0,32	0,24	0,76	0,07	2,50	0,43	115	
		64,4495	0,0006	8	0,30	0,27	0,73	0,07	2,83	0,48	116	
		125,3155	0,0007	9	0,30	0,29	0,71	0,08	2,43	0,42	120	
		182,5982	0,0004	10	0,32	0,26	0,74	0,09	2,00	0,33	125	
	2,7619	0,0002	11	0,29	0,20	0,80	0,06	2,40	0,41	119		
	5,5238	0,0004	12	0,29	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	128		
	67,5987	0,0006	13	0,27	0,23	0,77	0,07	2,14	0,36	103		
	129,6736	0,0007	14	0,26	0,23	0,77	0,08	1,87	0,30	99		
	186,2248	0,0004	15	0,27	0,20	0,80	0,06	2,33	0,40	100		
	3,5317	0,0002	16	0,23	0,17	0,83	0,05	2,20	0,38	108		
	7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,05	2,17	0,37	85		
	70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
	133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
	189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		

Tab. 3.22. Samohláska [a:]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné (C0) a stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

než v případě nestlačitelného a základní frekvence hlasivek f_o je (u této výpočtové varianty) o 2,74 % vyšší (137,0 Hz vs. 133,3 Hz). Rozšiřování W_g^{max} je zřejmě umožněno poddajnějším prostředím stlačitelné tekutiny a interakcí mezi strukturou a akustikou pod první rezonanční frekvencí vokálního traktu nastaveného pro samohlásku [i].

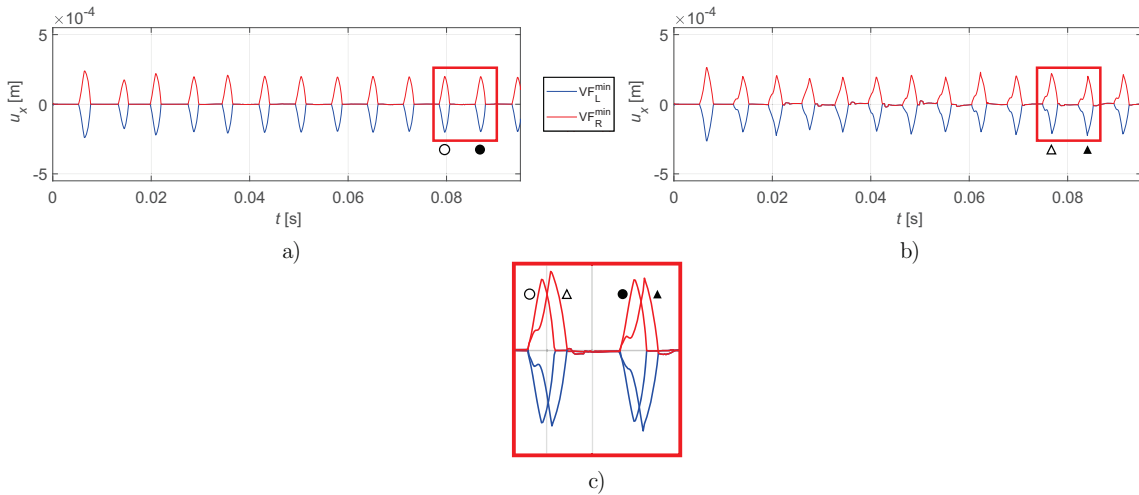
Celkově se šířka W_g^{max} drží u všech variant pod hranicí 0,5 mm, což je asi 2×–4× menší

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	Q	C	CI	S	SI	f_o [Hz]
							Q [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	
CO	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,39	0,25	0,75	0,13	0,89	-0,06	145
			1,0172	0,0004	2	0,41	0,26	0,74	0,12	1,11	0,05	135
			60,3780	0,0006	3	0,39	0,28	0,72	0,13	1,10	0,05	133
			119,7388	0,0007	4	0,39	0,30	0,70	0,13	1,30	0,13	132
			178,0823	0,0004	5	0,39	0,27	0,73	0,14	1,00	0,00	137
	2500	1,7917	0,0002	6	0,34	0,24	0,76	0,12	1,00	0,00	147	
		3,5834	0,0004	7	0,32	0,26	0,74	0,11	1,38	0,16	135	
		64,4495	0,0006	8	0,30	0,29	0,71	0,11	1,63	0,24	137	
		125,3155	0,0007	9	0,29	0,30	0,70	0,11	1,88	0,30	132	
		182,5982	0,0004	10	0,32	0,26	0,74	0,11	1,37	0,16	135	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,27	0,21	0,79	0,09	1,29	0,12	133	
		5,5238	0,0004	12	0,26	0,24	0,76	0,09	1,57	0,22	135	
		67,5987	0,0006	13	0,23	0,27	0,73	0,10	1,63	0,24	128	
		129,6736	0,0007	14	0,20	0,36	0,64	0,17	1,18	0,08	152	
		186,2248	0,0004	15	0,25	0,24	0,76	0,10	1,38	0,16	128	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,22	0,19	0,81	0,09	1,14	0,07	123	
		7,0633	0,0004	17	0,22	0,18	0,82	0,08	1,25	0,11	100	
		70,1593	0,0005	18	0,19	0,26	0,74	0,11	1,37	0,16	135	
		133,2554	0,0007	19	0,17	0,40	0,60	0,19	1,09	0,04	175	
		189,2880	0,0004	20	0,18	0,22	0,78	0,09	1,38	0,16	114	
C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,45	0,38	0,62	0,18	1,08	0,04	141
			60,3780	0,0006	3	0,43	0,42	0,58	0,15	1,82	0,29	137
			119,7388	0,0007	4	0,43	0,44	0,56	0,16	1,75	0,27	133
			178,0823	0,0004	5	0,39	0,38	0,62	0,16	1,36	0,15	147
	2500	1,7917	0,0002	6	0,38	0,28	0,72	0,11	1,57	0,22	154	
		3,5834	0,0004	7	0,38	0,38	0,62	0,14	1,80	0,29	137	
		64,4495	0,0006	8	0,36	0,41	0,59	0,16	1,58	0,23	133	
		125,3155	0,0007	9	0,35	0,43	0,57	0,15	1,91	0,31	133	
		182,5982	0,0004	10	0,35	0,39	0,61	0,14	1,70	0,26	145	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,33	0,30	0,70	0,11	1,75	0,27	137	
		5,5238	0,0004	12	0,35	0,31	0,69	0,14	1,30	0,13	135	
		67,5987	0,0006	13	0,27	0,24	0,76	0,09	1,88	0,30	106	
		129,6736	0,0007	14	0,25	0,27	0,73	0,08	2,43	0,42	112	
		186,2248	0,0004	15	0,31	0,32	0,68	0,14	1,27	0,12	128	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,21	0,14	0,86	0,05	1,80	0,29	100	
		7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,05	1,86	0,30	78	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	

Tab. 3.23. Samohláska [i]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné (CO) a stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α, β).

hodnota než hodnota udávaná v literatuře [1, 97]. Tento jev je způsoben použitým nízkým budícím tlakem p_L , který podobně ovlivňuje i ostatní výsledky.

Na začátku fáze otevření se při uvažování stlačitelné tekutiny objevuje drobný zákmit viditelný na obr. 3.30 c). Je pravděpodobně způsoben interakcí akustického vlnění s kmitajícími hlasivkami. V první periodě (obr. 3.30 b)) zcela chybí, protože akustická vlna šířící se rychlostí



Obr. 3.30. Srovnání posuvů čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery pro samohlásku [i:]: a) varianta 2D CO TO ESLP2000 DAMP3, b) 2D C1 TO ESLP2000 DAMP3, c) detail dvou zarovnaných fází otevření. Prázdný a plný kroužek označuje periody z nestlačitelného proudění, prázdný a plný trojúhelník periody obdržené ze stlačitelného proudění.

$353 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ se ještě nestihla odrazit zpět ke hlasivkám. Rozvlnění ve fázi uzavření při stlačitelném proudění je způsobeno algoritmem, který zajišťuje zastavení deformace fluidní sítě během uzavírání hlasivek.

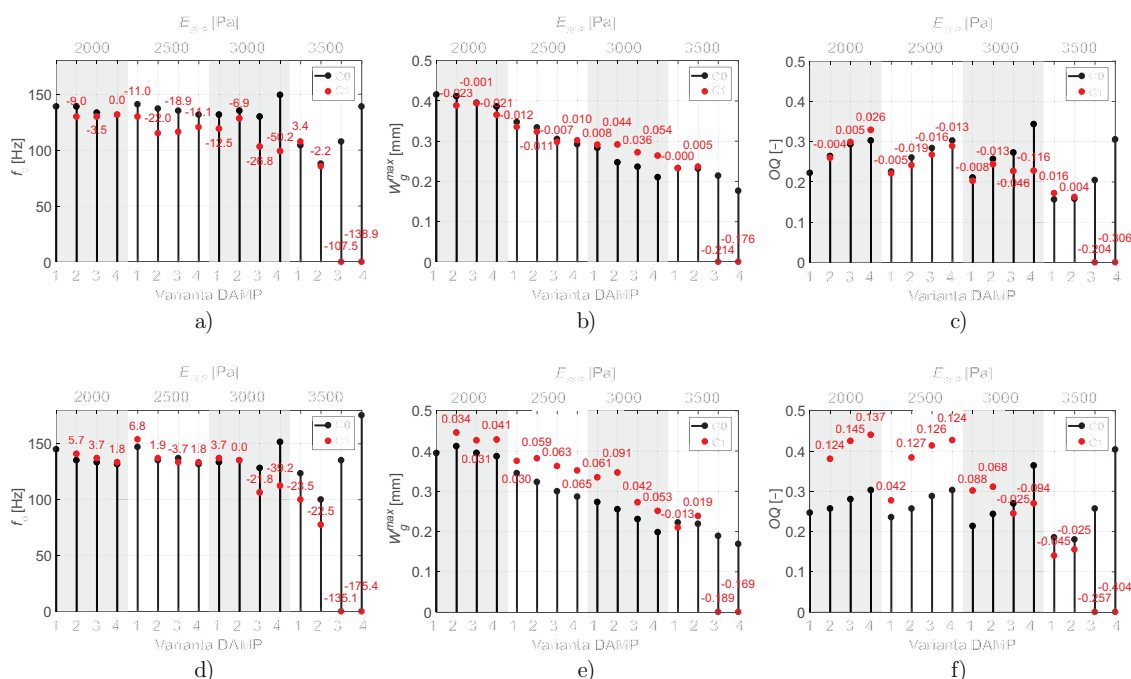
Obr. 3.31 graficky srovnává tři důležité parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné (CO) a stlačitelné proudění (C1): frekvenci jejich kmitání f_o , maximální šířku otevření *glottis* W_g^{max} a koeficient otevření OQ . Výsledky pro samohlásku [a:] jsou nahoře (obr. 3.31 a)–c)), pro samohlásku [i:] dole (obr. 3.31 d)–f)). Všechny tři parametry jsou stlačitelností ovlivněny. Podobně jako v tab. 3.22 a 3.23, i zde jsou nefunkční varianty, u nichž se hroubí síť nebo neotevírají hlasivky, označeny nulou (tzn. $f_o = W_g^{max} = OQ = 0$).

Zdá se, že stlačitelností jsou silněji ovlivněny výsledky samohlásky [i:], konkrétně W_g^{max} (srov. obr. 3.31 b) s e)) a OQ (srov. obr. 3.31 c) s f)). Míra ovlivnění může být spojena s interakcí 2. úrovně podle Titzeho [9], která má vliv na kmitání hlasivek podle polohy formantů konkrétní samohlásky [10, 246]. Samohlásky [i:] by měla být stlačitelností (tedy fluidně-strukturně-akustickou interakcí oproti fluidně-strukturní interakci) ovlivněna více, protože její první formant F_1 leží blíž k frekvenci kmitání hlasivek f_o . Určitou roli zde může hrát i užší vstup do epilaryngeální oblasti u samohlásky [i:], který usměrňuje víry nad hlasivkami, jež podle [61, 62, 65, 67, 90] úzce souvisí s pohybem hlasivek.

U samohlásky [i:] stlačitelnost zvětšuje W_g^{max} a prodlužuje OQ zejména u poddajnějších a méně tlumených variant. To ilustruje důležitost strukturně-akustické interakce, která u nich zasahuje chování zdroje, jak už bylo diskutováno u spekter samohlásky [i:] (viz obr. 3.29 c) a d)).

U samohlásky [a:] se naopak OQ pohyboval kolem hodnoty 0,3 (viz obr. 3.31 c)) u stlačitelného i nestlačitelného proudění. To naznačuje, že akustické vlnění zde ovlivňuje pohyb hlasivek slaběji než u samohlásky [i:].

Obr. 3.32 vznikl pouze přeskupením obr. 3.31 tak, aby vynikly rozdíly mezi samohláskami při uvažování nestlačitelného (obr. 3.32 a)–c)) a stlačitelného proudění (obr. 3.32 d)–f)). Dá se očekávat, že rozdíly mezi výsledky nestlačitelného proudění budou malé v důsledku absence strukturně-akustické a fluidně-akustické interakce. Přesto se zde drobné odchylky mohou objevit, protože tvar vokálního traktu ovlivňuje proudění, tedy fluidně-strukturní interakci.



Obr. 3.31. Vliv stlačitelnosti na parametry kmitů hlasivek z řešení samohlásky [a:] (nahore) a [i:] (dole): a) [a:], základní frekvence hlasivek f_0 ; b) [a:], maximální šířka *glottis* W_g^{max} ; c) [a:], koeficient otevření *OQ*; d) [i:], základní frekvence hlasivek f_0 ; e) [i:], maximální šířka *glottis* W_g^{max} ; f) [i:], koeficient otevření *OQ*. Nestlačitelné proudění je označeno černými sloupci (C0), stlačitelné červenými body (C1), červená čísla značí rozdíl mezi stlačitelnými a nestlačitelnými výsledky. Šedá pole ohraničují varianty s konstantní tuhostí E_{SLP} , pro každou jsou vyneseny 4 verze tlumení DAMP1 až DAMP4.

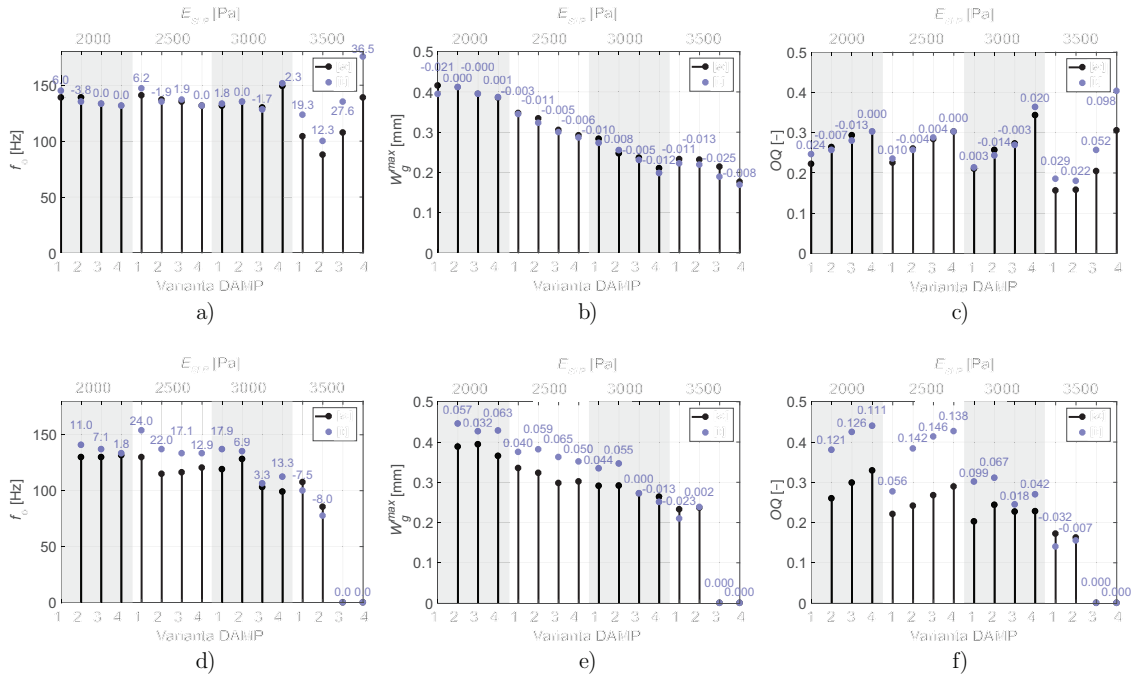
Srovnání stlačitelných výsledků (obr. 3.32 d)–f)) ukazuje díky interakci mezi strukturou a akustikou rozdíly až v desítkách procent. Vliv fluidně-strukturní interakce je zde samozřejmě také, avšak nedá se od strukturně-akustické odlišit, protože ve stlačitelných Navier-Stokesových rovnicích jsou akustika a proudění spojeny. Znamená to, že akustické tlaky a tlaky od proudění nemůžeme separovat. Ve většině případů jsou hodnoty f_0 , W_g^{max} a *OQ* u samohlásky [i:] vyšší (maximálně do 60 %).

Srovnání vibrací hlasivek, aerodynamických a akustických charakteristik a EGG

Rozdíly v důsledku stlačitelnosti tekutiny jsou vyšší u samohlásky [i:], proto srovnáme pouze její charakteristiky u výpočtové varianty 2D TO [I] ESLP2000 DAMP3, viz obr. 3.33, který zachycuje poslední ustálené periody. Na něm jsou vlevo výsledky z nestlačitelného proudění a vpravo výsledky ze stlačitelného proudění. Odlišnosti mezi stlačitelným a nestlačitelným prouděním jsou nejvíce patrné na průbězích tlaků (obr. 3.33 a), b), k), l)) a výkonové spektrální hustotě (obr. 3.33 m), n)).

V případě stlačitelného proudění se zvukové vlny projevují jako oscilace na průběhu subglottického (p_s) a epilaryngeálního (p_e) tlaku, které mohou být spojeny s interakcí 2. úrovně [9], protože se jedná o změnu zdrojového spektra. Špičky objevující se na průbězích p_s a p_e u nestlačitelného proudění jsou způsobeny výhradně pohybem hlasivek – jejich otvíráním a zavíráním.

Nezávisle na stlačitelnosti kmitají hlasivky s fázovým zpožděním mezi horním a dolním okrajem *glottis*, viz obr. 3.33 c) a d). Převracují se tedy z konvergentního do divergentního tvaru,



Obr. 3.32. Vliv stlačitelnosti na parametry kmitů hlasivek z řešení nestlačitelného (nahore) a stlačitelného proudění (dole): a) nestlačitelné, základní frekvence hlasivek f_0 ; b) nestlačitelné, maximální šířka *glottis* W_g^{max} ; c) nestlačitelné, koeficient otevření OQ ; d) stlačitelné, základní frekvence hlasivek f_0 ; e) stlačitelné, maximální šířka *glottis* W_g^{max} ; f) stlačitelné, koeficient otevření OQ . Samohláska [a:] je označena černými sloupci, samohláska [i:] světle fialovými body, světle fialová čísla značí rozdíl mezi samohláskami [i:] a [a:]. Šedá pole ohraničují varianty s konstantní tuhostí E_{SLP} , pro každou jsou vyneseny 4 verze tlumení DAMP1 až DAMP4.

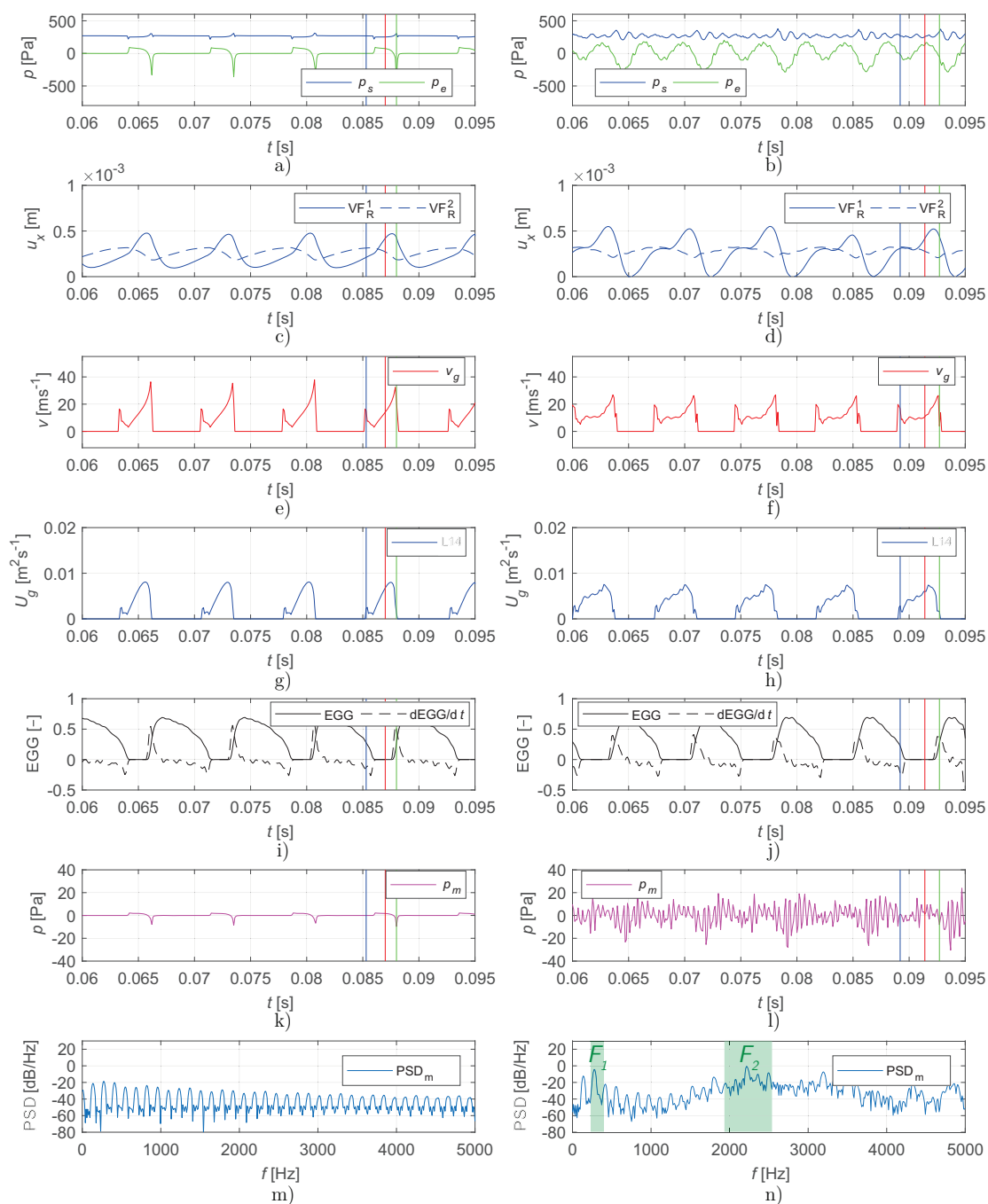
což je zásadní pro přenos energie mezi prouděním a kmitajícími hlasivkami [23, 53–55].

Průběhy rychlosti proudění mezi hlasivkami (v_g) jsou si u nestlačitelného (obr. 3.33 e) a stlačitelného (obr. 3.33 f) proudění velmi podobné, s vyššími maximy u nestlačitelné varianty. Tato maxima se objevují na konci fáze otevření, kdy je šířka *glottis* nejmenší. Průběhy jsou tvarem velmi podobné těm, které obdrželi Alipour a Scherer [97] s rozdílem, že maxima z jejich výsledků jsou zhruba 2× vyšší. To je pochopitelné, protože autoři [97] použili asi 4× vyšší budicí tlak. Ze stejného důvodu vychází v našem případě 4× nižší maxima glotálního průtoku U_g na obr. 3.33 g) a h) oproti [97].

EGG signál a jeho časová derivace na obr. 3.33 i), j) ukazují, že fáze uzavření je delší než fáze otevření. Podle tab. 3.23 můžeme srovnat koeficienty otevření $OQ = 0,28$ pro nestlačitelné proudění a $OQ = 0,42$ pro stlačitelné proudění, které podávají informaci, že fáze uzavření je v rámci jedné periody delší než dvoutřetinová, respektive delší než poloviční. Přestože použitý budicí tlak p_L u našeho modelu odpovídá spíše jemnější fonaci, OQ ze stlačitelného výpočtu spadá do rozmezí uváděného pro normální zdravou mužskou fonaci, pro niž se uvádí 95% konfidenční interval $OQ = 0,36$ až $0,76$ (měřeno uprostřed *glottis*) [177, 178].

Tlaky u úst (p_m) jsou na obr. 3.33 k) a l). Zatímco průběh p_m u nestlačitelného proudění je podobný průběhu p_e (obr. 3.33 a)), u stlačitelného proudění zachycuje tlakové fluktuace související s akustickými rezonancemi vokálního traktu samohlásky [i:].

Výkonová spektrální hustota obdržená z průběhu p_m je vidět na obr. 3.33 m) a n). Formanty (první dva pro srovnání s [239] označeny zeleně) jsou pozorovatelné pouze ve spektru obdrže-

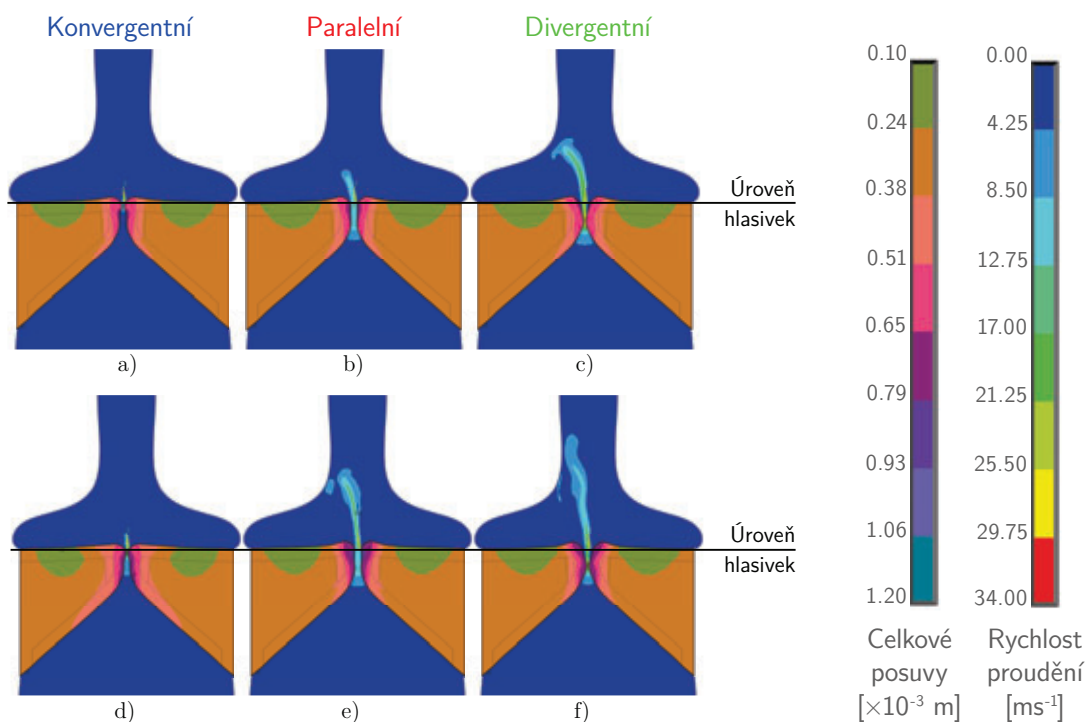


Obr. 3.33. Srovnání výsledků varianty 2D TO [I] ESLP2000 DAMP3 z řešení nestlačitelného (vlevo) a stlačitelného proudění (vpravo): a), b) subglotický (p_s) a epilaryngeální tlak (p_e); c), d) posuvy na čele hlasivky v ose x (u_x) v uzlech VF_R^1 a VF_R^2 ; e), f) rychlost proudění mezi hlasivkami (v_g); g), h) glotální průtok (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14); i), j) EGG signál a jeho časová derivace; k), l) průběh tlaku u úst (p_m) a m), n) výkonová spektrální hustota u úst (PSD_m). Časové okamžiky označené modrou, červenou a zelenou svislou čarou v grafech a)–l) odpovídají fázím, v nichž *glottis* prochází konvergentním, paralelním a divergentním tvarem, postupně. Stejně časové okamžiky jsou barevně označeny i na obr. 3.34 a 3.35. V grafu n) jsou zeleným polem vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

ném ze stlačitelného proudění (obr. 3.33 n)). Spektrum z nestlačitelného proudění (obr. 3.33 m)) formanty neobsahuje, protože zde nedochází k propagaci zvukového vlnění. Obsahuje pouze harmonické násobky zdroje – hlasivek.

Vliv stlačitelnosti na průběh tlaku a rychlosti proudění

Na obr. 3.34 jsou ukázány rychlosti proudění v oblasti mezi hlasivkami a kolem nich ve třech časových okamžicích, v nichž se hlasivky dostávají do konvergentního, paralelního a divergentního tvaru při uvažování nestlačitelné (nahore) a stlačitelné tekutiny (dole). Stejně časové okamžiky jsou vyznačeny i na obr. 3.33. Fázeový posuv mezi horním a dolním okrajem hlasivky na obr. 3.33 c), resp. d) souhlasí s jejich převrácením z konvergentního do divergentního tvaru na obr. 3.34 a)–c), resp. d)–f).



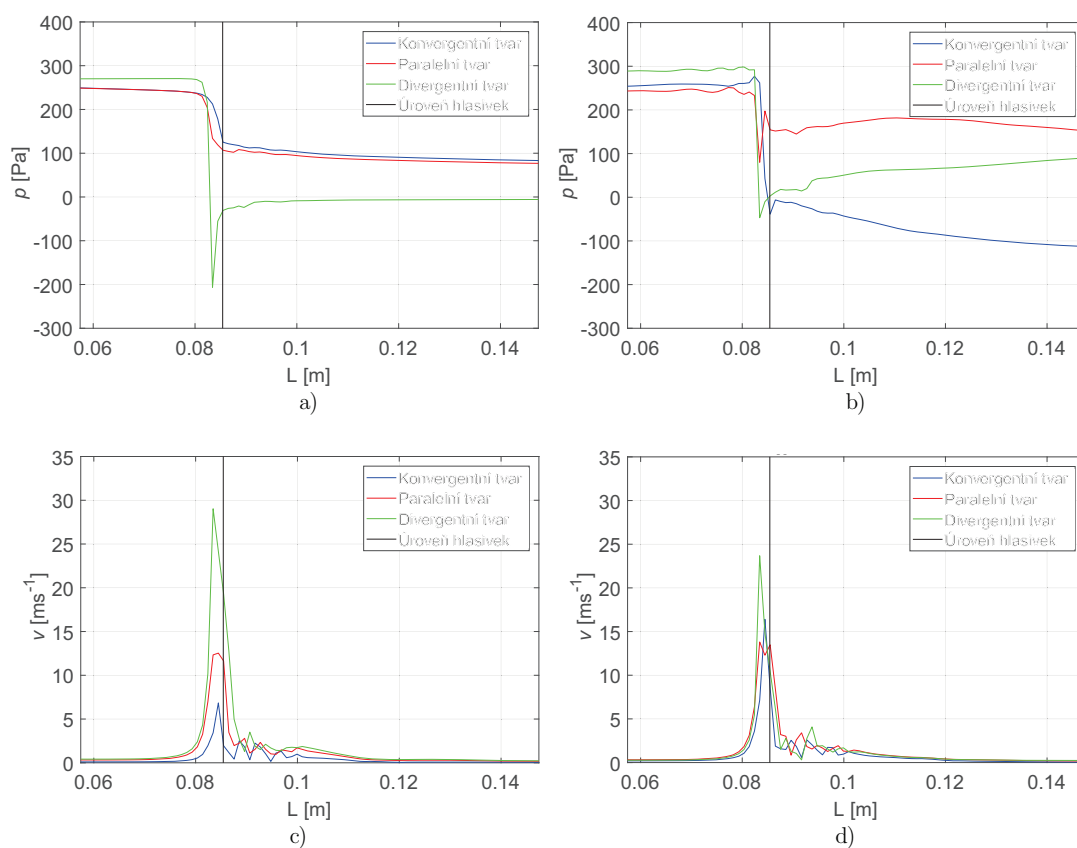
Obr. 3.34. Celkové posuvy hlasivek a rychlost proudění mezi nimi z výpočtové varianty 2D T0 [I] ESLP2000 DAMP3 pro: a) nestlačitelné proudění, konvergentní tvar hlasivek; b) nestlačitelné proudění, paralelní tvar; c) nestlačitelné proudění, divergentní tvar; d) stlačitelné proudění, konvergentní tvar; e) stlačitelné proudění, paralelní tvar a f) stlačitelné proudění, divergentní tvar. Horní hrana hlasivek je vyznačena také na obr. 3.35.

Rychlosti proudění na obr. 3.34 ukazují, že v případě nestlačitelného i stlačitelného proudění dochází k ohýbání vzdušného proudu v důsledku vzniku asymetrických vírových struktur v rozšířené části nad úrovní hlasivek (stejně jako na obr. 3.5 na s. 49). Podobná pozorování učinili i v [63–65, 247]. U nestlačitelné tekutiny je proud vzduchu nad hlasivkami rozvlněný kvůli postupujícím zvukovým vlnám, viz obr. 3.34 f).

Změna tvaru hlasivek v průběhu jednoho cyklu ovlivňuje tlaky a rychlosti proudění po ose symetrie modelu, viz obr. 3.35. Průběh tlaku vykazuje po ose podobnou závislost při uvažování nestlačitelného (obr. 3.35 a)) i stlačitelného (obr. 3.35 b)) proudění. V průdušnici se tlak drží kolem předepsaných 270 Pa a rychle klesá při průchodu hlasivkami. Největší pokles tlaku nastává u obou variant při divergentním postavení hlasivek, což souhlasí s [61, 93, 97, 98] a lokální

minimum se objevuje vždy těsně pod horní hranou hlasivek. Přetlak pod hlasivkami a podtlak nad nimi zajišťuje proudění vzduchu, které hlasivkám umožňuje dosáhnout jejich oscilací [97].

Rychlosti proudění po ose modelu jsou vyneseny na obr. 3.35 c) pro nestlačitelné proudění a na obr. 3.35 d) pro stlačitelné. Dá se očekávat, že maximálních rychlostí bude podle zákona zachování energie dosaženo přibližně v místě nejnižšího tlaku, tedy pod horní hranou hlasivek v nejužší části *glottis* [97, 98]. Průběh rychlostí, stejně jako poloha jejich maxima, zůstává podobný nezávisle na výpočtové variantě. Hlubší pokles tlaku způsobuje vyšší rychlosti v *glottis*. Jakmile proudění překročí horní hranu hlasivek, je ovlivněno vířením v rozšířené části vokálního traktu, které způsobuje špičky na obr. 3.35 c) a d) mezi úrovní hlasivek a vzdáleností $L = 0,1$ m. Mimo *glottis*, kde rychlost přesahuje $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, jsou rychlosti nízké, kolem $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Vyšších rychlostí je obvykle dosaženo u nestlačitelného proudění, což dokladuje obr. 3.35 c), 3.34 c) i obr. 3.33 e).



Obr. 3.35. Tlaky (p) a rychlosti proudění (v) po ose symetrie fluidního modelu výpočtové varianty 2D TO [I] ESLP2000 DAMP3: a) tlak, nestlačitelné proudění; b) tlak, stlačitelné proudění; c) rychlost, nestlačitelné proudění a d) rychlost, stlačitelné proudění. Tři časové okamžiky odpovídající konvergentnímu, paralelnímu a divergentnímu tvaru hlasivek souhlasí s obr. 3.33 a 3.34. Souřadnice L osy modelu je na obr. 3.4 na s. 47, analyzovaná oblast je vybrána podobně jako v [97]. Úroveň hlasivek je vyznačena na obr. 3.34.

Subharmonické oscilace hlasivek u samohlásky [i:]

V části 3.6.2 se objevily subharmonické oscilace hlasivek u nejméně tlumené varianty povrchového podslizničního vaziva (SLP). Vzhledem k tomu, že první formant F_1 samohlásky [i:] leží blízko základní frekvence hlasivek f_0 , u zdroje (hlasivek) se mohou objevit nestability, např.

nové zdrojové frekvence nebo subharmonické oscilace [9, 10]. Jedná se tedy o ovlivnění zdroje díky funkční interakci mezi akustikou (rezonančními vlastnostmi vokálního traktu) a strukturou (kmitajícími hlasivkami).

Uvažujeme-li, že je tekutina proudící mezi hlasivkami stlačitelná, může v ní docházet k propagaci zvukové vlny a ta může interagovat s kmitajícími hlasivkami. U nestlačitelné tekutiny se zvuková vlna šíří nekonečnou rychlostí, proto by zde ke strukturně-akustické interakci nemělo docházet. Zapřičiňuje-li tato interakce skutečně subharmonické oscilace hlasivek, neměly by být u výsledků z nestlačitelného proudění patrné.

Pokusme se tento jev ukázat na výpočtové variantě 2D TO [I] ESLP2500 DAMP1, která byla použita v části 3.6.2. Posuvy u_x a EGG signál u nestlačitelného proudění (obr. 3.36 vlevo) by měly ukázat pravidelné periody střídajících se stejně dlouhých fází otevření, resp. uzavření. Na posuvech u_x a EGG signálu by se u stlačitelného proudění (obr. 3.36 vpravo) měly subharmonické oscilace projevit ve změně periody kmitání. V tomto případě se mezi fázemi otevření střídají fáze uzavření dvou různých délek. Znamená to, že hlasivky kmitají nejen na základní frekvenci f_o , ale také na frekvenci odlišné. Na výkonové spektrální hustotě (obr. 3.36 f)) se tato odlišná frekvence objeví jako špička vměstnaná mezi celočíselné násobky f_o , což už bylo ukázáno na obr. 3.29 c) na s. 79. Na spektrální hustotě z nestlačitelného proudění (obr. 3.36 e)) jsou tyto špičky oproti celočíselným násobkům f_o asi třetinové. Hlasivky tedy oscilují dominantně na své základní frekvenci kmitání f_o .

Srovnání výsledků ze stlačitelného a nestlačitelného proudění odhaluje, že u stlačitelného proudění skutečně dochází k interakci mezi strukturou a akustikou, která je podstatná, protože zásadně ovlivňuje kmitání hlasivek a souvisí s interakcí 2. úrovně podle Titzeho [9, 10].

Význam stlačitelného proudění při modelování lidské fonace

Ve většině prací publikovaných v literatuře je vzduch v průdušnici a vokálním traktu uvažován jako nestlačitelný, viz podkapitolu 2.1. Takový přístup sice zkracuje dobu výpočtu, ale nezahrnuje interakci mezi akustikou a strukturou ani mezi akustikou a prouděním. Odhlédneme-li na chvíli od akustických interakcí, úloha by měla obecně splňovat dvě podmínky, aby bylo možné uvažovat proudění jako nestlačitelné:

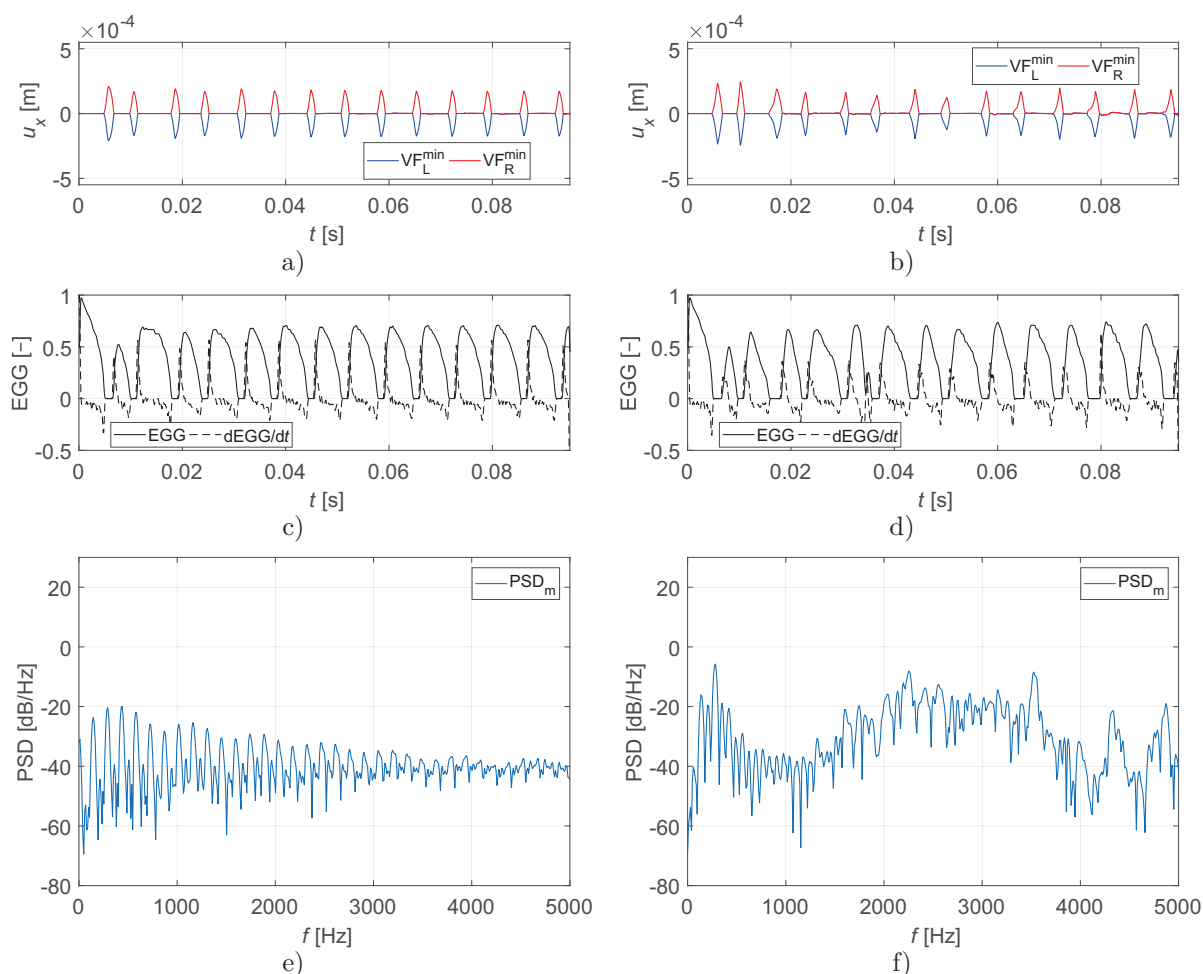
1. Rychlost proudění by měla být nízká – pod 0,3 Ma (asi $106 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) [47].
2. Změny hustoty vzduchu by měly být minimální [88].

Maximální rychlosti proudění, které můžeme nalézt mezi našimi výsledky, se objevují v *glottis* a leží pod $35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (asi 0,1 Ma), splňují tedy podmínku (1). Tak nízká rychlost je spojena s použitým nízkým budicím tlakem p_L . Budicí tlak bývá při lidské fonaci až $4 \times$ vyšší, což vede na $2 \times$ vyšší rychlosti (asi $60 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ nebo 0,2 Ma) [1, 97, 118–121]. I v takovém případě je podmínka (1) splněna.

Podmínka (2) je v našich výpočtech splněna také. U stlačitelného proudění jsou fluktuace hustoty asi $1000 \times$ menší než uvažovaná hustota vzduchu.

Přestože bývají obě podmínky při lidské fonaci obvykle splněny, uvažováním nestlačitelného proudění jsou z výpočtu vypuštěny interakce s akustikou. Naše výsledky naznačují, že tyto interakce jsou v některých případech významné, obzvlášť v těch, u nichž by se mohly objevit nelinearity podle Titzeho [9, 10], tedy silné interakce mezi akustikou a ostatními prostředími.

Vliv akustických interakcí je různý u odlišných samohlásek. Potvrdila se očekávání, že nejsilnější jsou u těch samohlásek, jejichž první formant leží blízko prvních násobků frekvence kmitání hlasivek, tedy u samohlásky [i:], příp. [u:] [10, 29, 159, 248]. Zahrnutí těchto vlivů do počítačových simulací by mohlo v budoucnu přispět k objasnění některých jevů, které se objevují nejen u zmíněných samohlásek, ale i při zpěvu nebo hlasových terapiích [249–254].



Obr. 3.36. Samohláska [i:], varianta 2D TO [I] ESLP2500 DAMP1, nestlačitelné proudění (vlevo), stlačitelné proudění (vpravo): a), b) posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery; c), d) EGG signál a jeho časová derivace; e), f) výkonová spektrální hustota u úst.

3.6.4 Vliv turbulentního modelu na kmitání hlasivek a výsledné spektrum zvuku

Přestože bylo snahou naladit výpočtovou síť ve vokálním traktu tak, aby v něm byl charakter proudění podobný pro řešení s turbulentním modelem i bez něj, rozdílly se ve výsledcích u některých variant přece objevily. Nezávisle na samohlásce byly rozdílly většinou spíše malé, což se dá ukázat např. na samohlásce [a:] a [i:] v tab. 3.24. Vliv turbulentního modelu na ostatní samohlásky je shrnut v dodatku B na s. 153 v tab. B.2 až B.11 a B.12 a B.13.

Trend změn parametrů kmitů je pro zvyšující se tuhost E_{SLP} u obou samohlásek velice podobný, protože turbulentní model ovlivňuje povahu kmitání hlasivek téměř nezatelně. Jediná větší změna je patrná v rychlostním koeficientu SQ a rychlostním indexu SI u samohlásky [i:]. Zdá se, že zde turbulentní model ovlivňuje symetrii kmitu. Samohláska [i:] je na změny v modelu citlivá, protože jsou u ní nejsilnější interakce mezi prostředními [9, 10]. Silnější interakce by měly probíhat i u samohlásky [u:] (viz tab. B.13 na s. 165), u jejíž nejpoddajnější varianty je také odchylka v symetrii kmitu.

Na obr. 3.37 jsou v grafech a) až d) vyneseny posuvy u_x na čele hlasivky pro samohlásku [a:] (nahore) a [i:] (dole) bez turbulentního modelu (vlevo) a s ním (vpravo). Ani podrobnější

		Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [a:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,39	0,24	0,76	0,09	1,71	0,26	125	
			2500	116,5279	0,0003	0,34	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	125	
			3000	116,5279	0,0003	0,28	0,23	0,77	0,07	2,17	0,37	119	
			3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,40	0,23	0,77	0,08	2,00	0,33	128		
		2500	116,5279	0,0003	0,33	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	128		
		3000	116,5279	0,0003	0,29	0,22	0,78	0,06	2,60	0,44	120		
		3500	116,5279	0,0003	0,25	0,20	0,80	0,06	2,60	0,44	111		
Samohláska [i:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,44	0,37	0,63	0,16	1,36	0,15	143	
			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,37	0,63	0,14	1,60	0,23	143	
			3000	116,5279	0,0003	0,33	0,34	0,66	0,13	1,67	0,25	143	
			3500	116,5279	0,0003	0,21	0,20	0,80	0,06	2,50	0,43	97	
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,40	0,37	0,63	0,13	1,89	0,31	141		
		2500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
		3000	116,5279	0,0003	0,31	0,26	0,74	0,11	1,25	0,11	143		
		3500	116,5279	0,0003	0,21	0,20	0,80	0,06	2,50	0,43	97		

Tab. 3.24. Parametry kmitů hlasivek pro samohlásku [a:] a [i:], stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1), pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a tlumení (DAMPD).

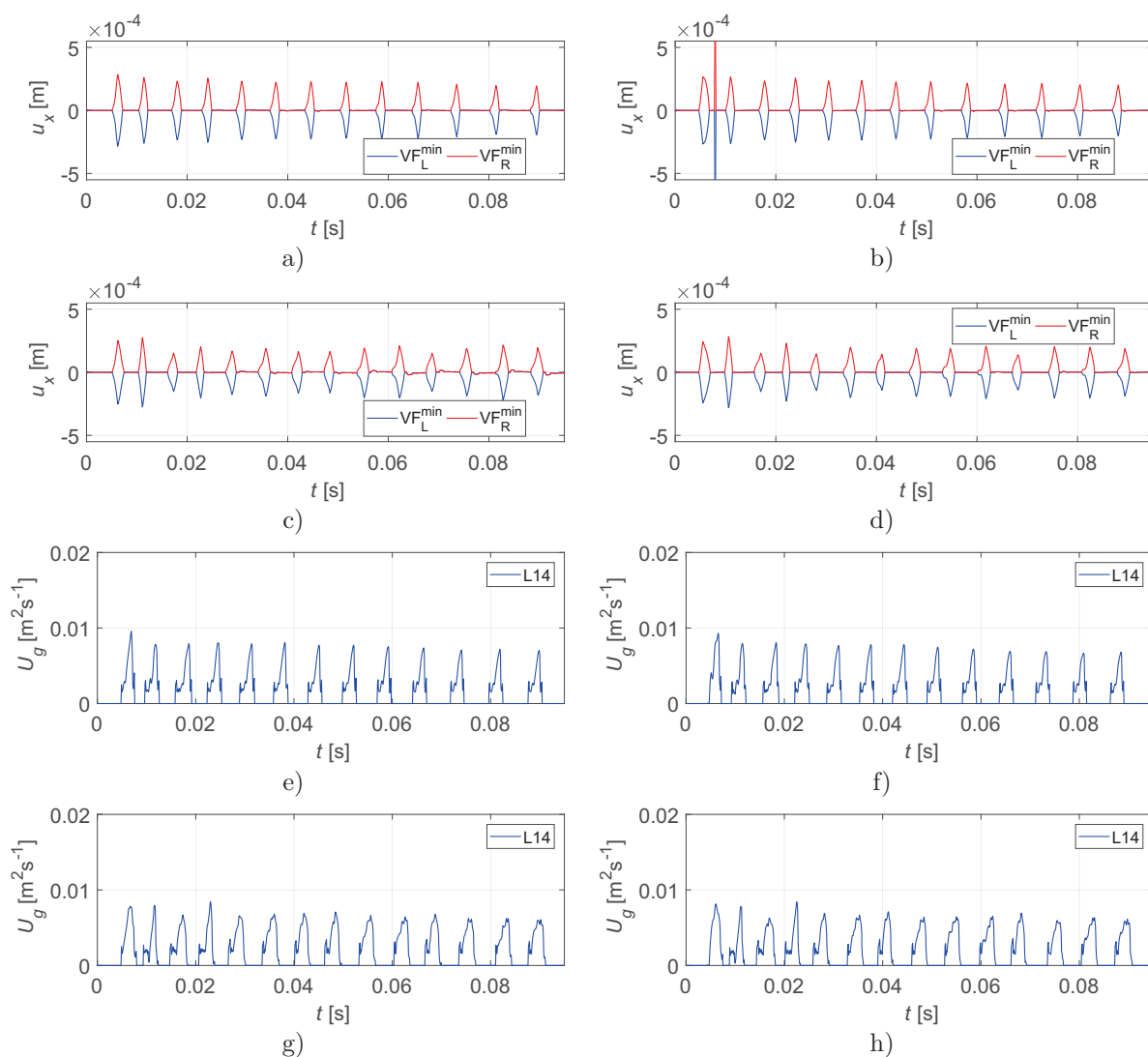
zkoumání neukáže významné rozdíly, snad jen, že závěrečné periody mají s turbulentním modelem rychlejší tendence se ustálit. Použití turbulentního modelu tedy má na strukturní výsledky minimální vliv.

Fluidní výsledky uvnitř *glottis* jsou turbulentním modelem ovlivněny také málo. To se dá ukázat na průběhu glotálního průtoku U_g , který je na obr. 3.37. V grafech e) až h) jsou průtoky pro samohlásku [a:] (nahore) a [i:] (dole) bez turbulentního modelu (vlevo) a s ním (vpravo). Drobné rozdíly jsou vidět pouze u počátečních neustálených period.

Proudění ve vokálním traktu turbulentním modelem ovlivněno je. To je vidět na obr. 3.38 pro samohlásku [a:] (srov. a) s c) pro stav při konvergentním postavení *glottis* a b) s d) při divergentním postavení) a obr. 3.39 pro samohlásku [i:] (srov. a) s c) pro stav při konvergentním postavení *glottis* a b) s d) při divergentním postavení).

Vzduch, který unikne mezi otevírajícími se hlasivkami, vytvoří kolem hlavního proudu postranní víry, z nichž dva jsou dominantní, a ostatní, menší, se realizují v rozšířené části vokálního traktu těsně nad hlasivkami. Jeden ze dvou dominantních vírů v průběhu periody převládne a z něj se vytvoří centrální vír těsně nad hlasivkami. Ten se objeví během fáze uzavírání (při divergentním tvaru *glottis*) a zůstává po celou fázi uzavření. Tento centrální vír je patrnější u samohlásky [a:], která má širší vstup do vokálního traktu. Centrální vír se při dalším výtrysku mezi hlasivkami stáhne a uvolní místo pro děj v další periodě. Přestože se vírové struktury mezi samohláskami liší, tento opakující se vzor je patrný při všech ustálených periodách.

Spektrum samohlásky [a:] (nahore) a [i:] (dole) je na obr. 3.40 pro proudění bez turbulentního modelu (vlevo) i s ním (vpravo). Proudění ve vokálním traktu je spojeno s postupující zvukovou

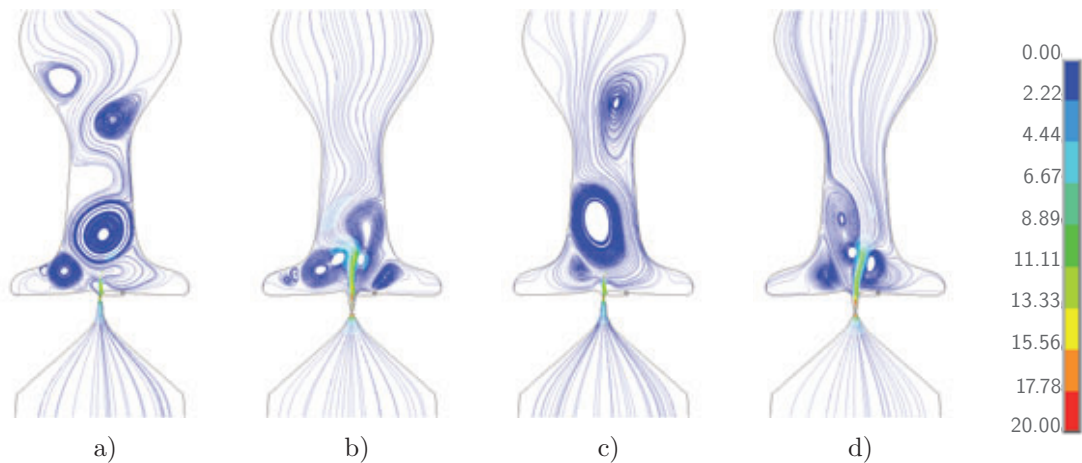


Obr. 3.37. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery (u_x), varianta: a) 2D C1 TO [A] ESLP2000 DAMPD, b) 2D C1 T1 [A] ESLP2000 DAMPD, c) 2D C1 TO [I] ESLP2000 DAMPD a d) 2D C1 T1 [I] ESLP2000 DAMPD. Glotální průtok (U_g) v místě na úrovni bodů $V_F^{\min_L}$ a $V_F^{\min_R}$ (L14), varianta: e) 2D C1 TO [A] ESLP2000 DAMPD, f) 2D C1 T1 [A] ESLP2000 DAMPD, g) 2D C1 TO [I] ESLP2000 DAMPD a h) 2D C1 T1 [I] ESLP2000 DAMPD.

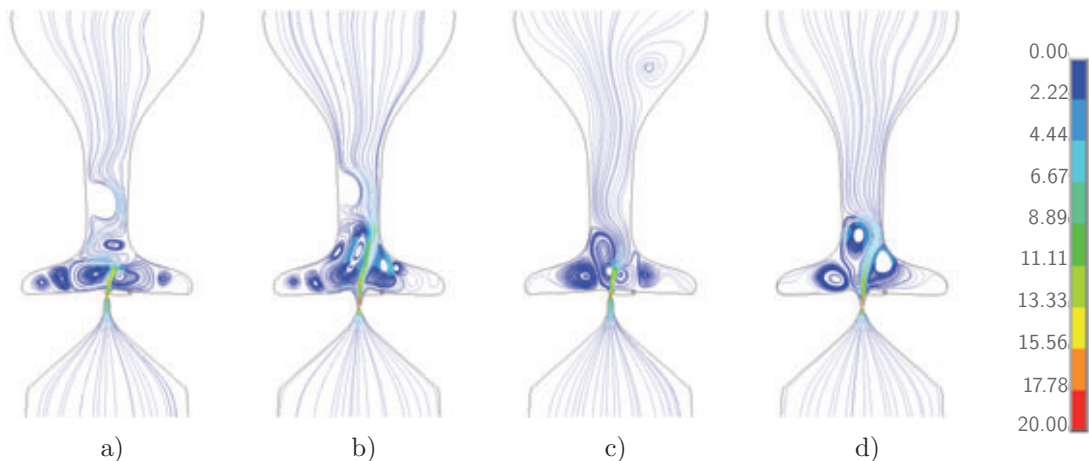
vlnou, která je turbulentním modelem také ovlivněna. Protože se téměř nemění frekvence kmitání hlasivek f_o , nemění se ani poloha formantů. U některých formantů v pásmu 3 až 5 kHz se zvyšuje či snižuje jejich amplituda o 5 až 10 dB/Hz, což odpovídá asi dvojnásobnému rozdílu v hlasitosti. Do 1 kHz jsou většinou vidět rozdíly v amplitudě u harmonických násobků f_o . Amplituda prvního formantu F_1 se u žádné ze samohlásek nemění, u samohlásek [a:], [e:] a [i:] se amplituda druhého formantu F_2 zvyšuje, u ostatních zůstává na stejné úrovni. Spektra všech samohlásek jsou k nalezení v dodatku C.3 na s. 171.

3.6.5 Odklánění vzdušného proudu nad hlasivkami

Dříve [86, 255, 256] se připisovalo odklánění vzdušného proudu nad hlasivkami tzv. Coandovu efektu [66], který se objevuje při vytékání tekutiny ze statické trysky do volného pole. Podle



Obr. 3.38. Proudnic a rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$], samohláska [a:], varianta: a) 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD, konvergentní tvar *glottis*; b) 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD, divergentní tvar; c) 2D C1 T1 [A] ESLP2000 DAMPD, konvergentní tvar; d) 2D C1 T1 [A] ESLP2000 DAMPD, divergentní tvar.

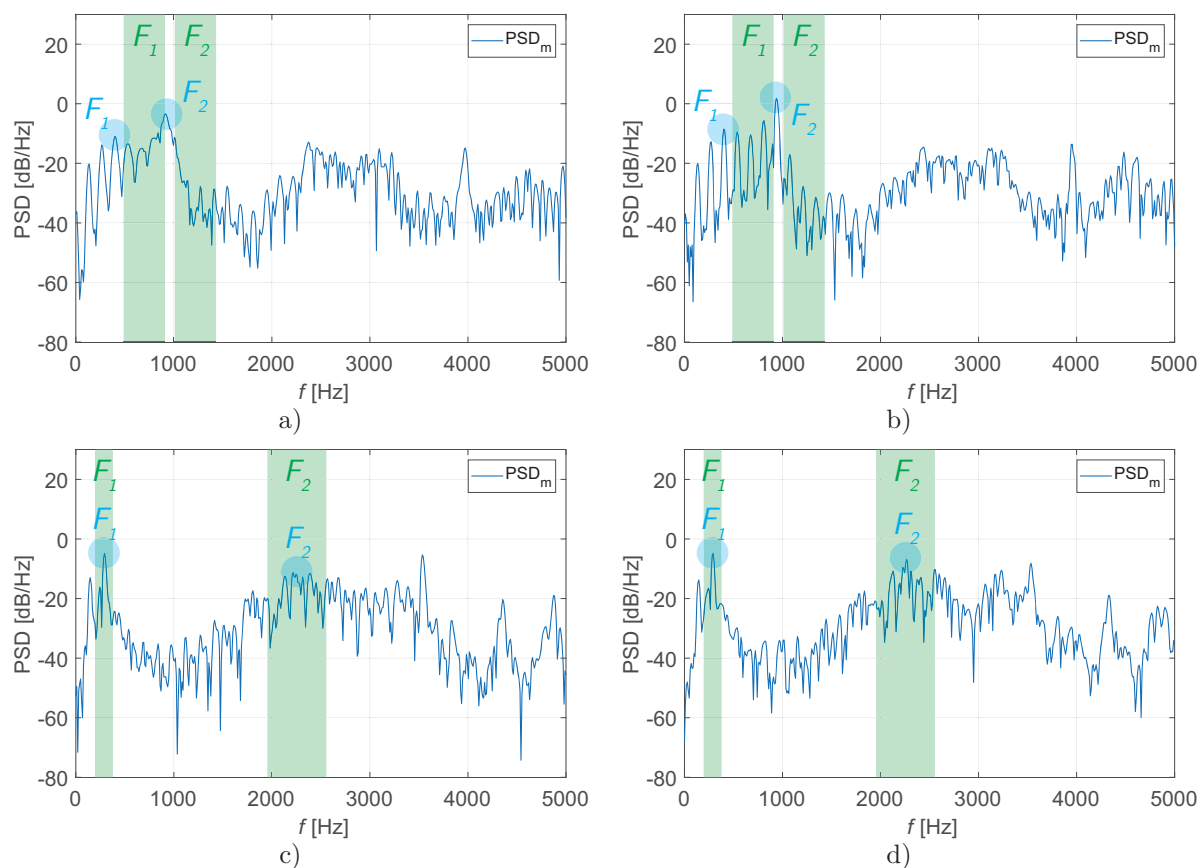


Obr. 3.39. Proudnic a rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$], samohláska [i:], varianta: a) 2D C1 T0 [I] ESLP2000 DAMPD, konvergentní tvar *glottis*; b) 2D C1 T0 [I] ESLP2000 DAMPD, divergentní tvar; c) 2D C1 T1 [I] ESLP2000 DAMPD, konvergentní tvar; d) 2D C1 T1 [I] ESLP2000 DAMPD, divergentní tvar.

něj dochází k přiklání výtékajícího proudu k jedné nebo druhé straně trysky. Podmínky pro Coandův efekt [66] však nejsou u kmitajících hlasivek splněny, proto současné výzkumy [63–65, 247] spíše uznávají variantu, že k odklání vzdušného proudu nad hlasivkami dochází kvůli obtékání asymetrických vzdušných vírů, které se nad nimi tvoří, což už bylo vidět na obrázcích 3.5 na s. 49, 3.21 na s. 65, 3.38 na s. 92 a 3.39 na s. 92.

K tomuto závěru vedou i výsledky z našeho výpočtového modelu, u nějž se (nezávisle na stlačitelnosti proudění nebo turbulentním modelu) proud nad hlasivkami odklání kvůli vírům, které nad nimi vznikají. Tento jev je ukázán u samohlásky [a:] (vpravo) a [i:] (vlevo) na obr. 3.41.

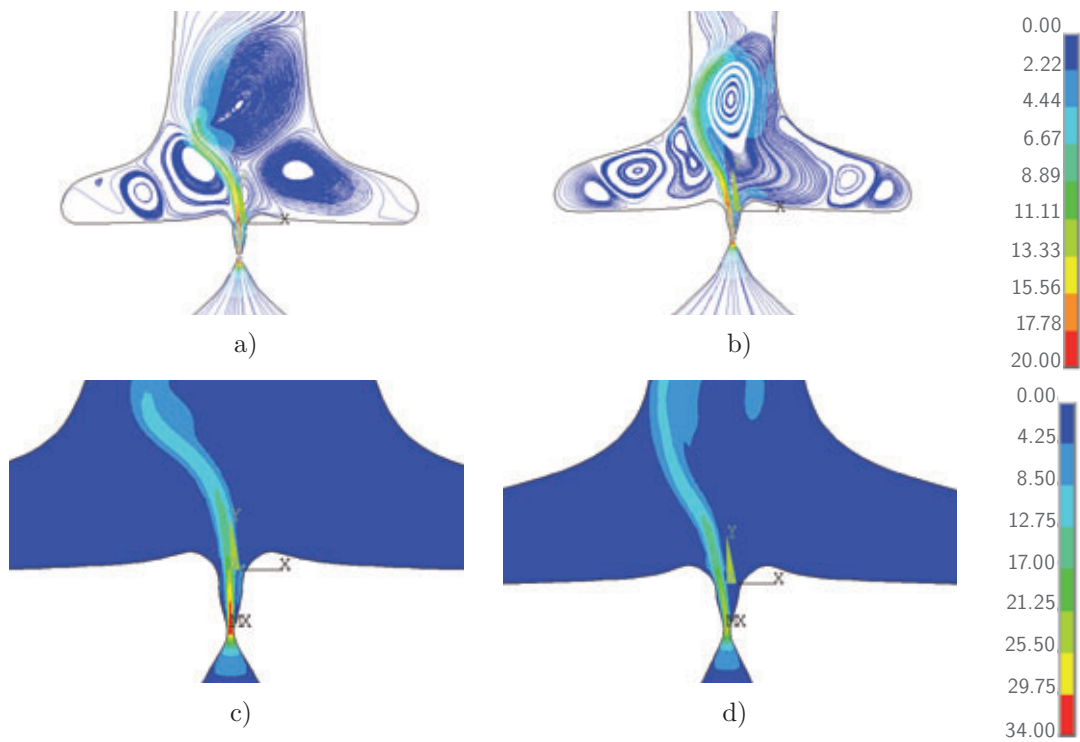
U obou samohlásek skutečně k odklání vzdušného proudu nad hlasivkami dochází. U samohlásky [a:] je odklon silnější kvůli geometrii centrálního víru. Rozdíl mezi hláskami se však zejména ukazuje u proudění mezi hlasivkami. Zatímco u samohlásky [a:] směřuje výtrysk kolmo nahoru zhruba v ose symetrie modelu, u samohlásky [i:] přiléhá k levé hlasivce ještě, než se



Obr. 3.40. Výkonová spektrální hustota u úst, varianta: a) 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD, b) 2D C1 T1 [A] ESLP2000 DAMPD, c) 2D C1 T0 [I] ESLP2000 DAMPD a d) 2D C1 T1 [I] ESLP2000 DAMPD s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

odpojí do vokálního traktu. Toto přiléhání může způsobovat lehké asymetrie v kmitání hlasivek viditelné na obr. 3.30 c) na s. 82 a může být zapříčiněno Coandovým efektem [66].

Zdá se, že na odklápění vzdušného proudu se mohou podílet oba známé mechanismy: Coandův efekt [66] mezi hlasivkami a odklápění proudu v důsledku vzniku asymetrických vírů nad hlasivkami.



Obr. 3.41. Proudnice a rychlosti proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] mezi hlasivkami u varianty: a) 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD a b) 2D C1 T0 [I] ESLP2000 DAMPD. Detail na rychlosti proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] mezi hlasivkami u varianty: c) 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD a d) 2D C1 T0 [I] ESLP2000 DAMPD.

4 Výpočtové modelování a prezentace výsledků: prostorový model

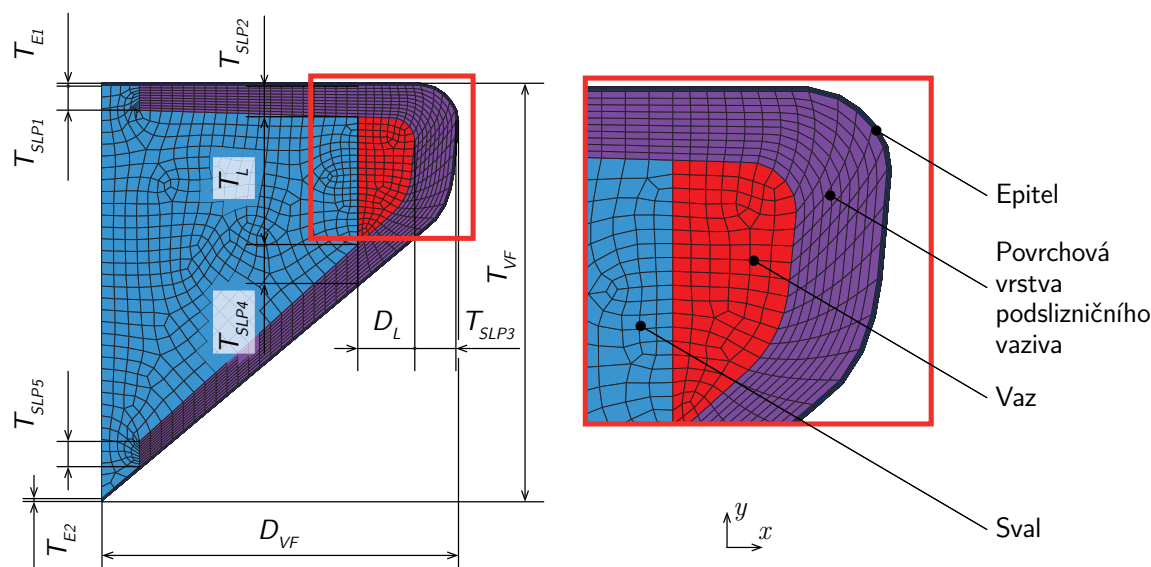
Prostorový (3D) výpočtový model vychází z rovinného, s nímž sdílí geometrii, materiál, okrajové podmínky i algoritmus fluidně-strukturálně-akustické interakce. V několika drobnostech se však liší. Ty budou rozebrány v následujících podkapitolách.

4.1 Model geometrie

Prostorová geometrie výpočtového modelu vznikla vytažením rovinné geometrie do třetího rozměru o 12 mm. Tato délka přibližně odpovídá slaběji napjatým mužským hlasivkám ve fonačním postavení [1, 12, 134, 217], které produkují běžný konverzační hlas. V předchozích pracích (např. v poslední [115]) byly hlasivky vytaženy o 16 mm. Tato hodnota byla obdržena z výpočtového modelu hlasivek s lidskými chrupavkami [112], jejichž pohyby byly hlasivky nastaveny, avšak odpovídala spíše silně protaženým mužským hlasivkám.

4.1.1 Hlasivky

U prostorových hlasivek bylo použito mírně pozměněné čtyřvrstvé schéma podle obr. 4.1, které i v tomto případě vychází ze Schererova M5 parametrického modelu [99]. Jedná se o starší vývojový model s tenčím povrchovým podslizničním vazivem. Vzhledem k tomu, že výsledky jsou na drobné úpravy geometrie málo citlivé, byl tento model ponechán. Rozměry jsou uvedeny v tab. 4.1 a celkový pohled na levou hlasivku je na obr. 4.3.



Obr. 4.1. Prostorový geometrický model hlasivky, čtyřvrstvé schéma.

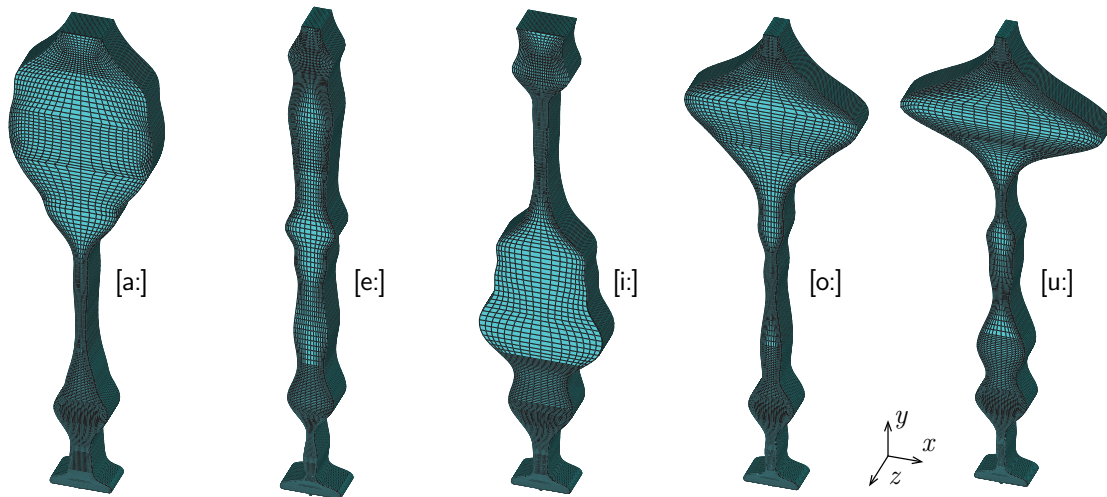
4.1.2 Vokální trakt a průdušnice

Geometrie vokálních traktů všech českých samohlásek byla ponechána zcela beze změn podle tab. A.2 na s. 152. Jedinou úpravou bylo vytažení ploch do prostoru o 12 mm, tedy na délku hlasivek ve fonačním postavení. Modely vokálních traktů jsou na obr. 4.2.

Rozměr	Hodnota	Rozměr	Hodnota
T_{E1} [mm]	0,05	T_{SLP5} [mm]	0,66
T_{E2} [mm]	0,07	T_L [mm]	3,37
T_{SLP1} [mm]	0,66	D_L [mm]	1,50
T_{SLP2} [mm]	0,83	T_{VF} [mm]	11,00
T_{SLP3} [mm]	1,06	D_{VF} [mm]	9,40
T_{SLP4} [mm]	1,02	Z_{VF} [mm]	12,00

Tab. 4.1. Rozměry prostorového modelu hlasivky.

Geometrický model průdušnice vznikl analogicky k vokálním traktům – vytažením rovinné průdušnice do prostoru o 12 mm.



Obr. 4.2. Prostorové modely vokálních traktů postupně pro české samohlásky [a:], [e:], [i:], [o:] a [u:]. Délky vokálních traktů jsou na obr. 3.4 na s. 47 a v tab. 3.8 na s. 47.

4.2 Model materiálu

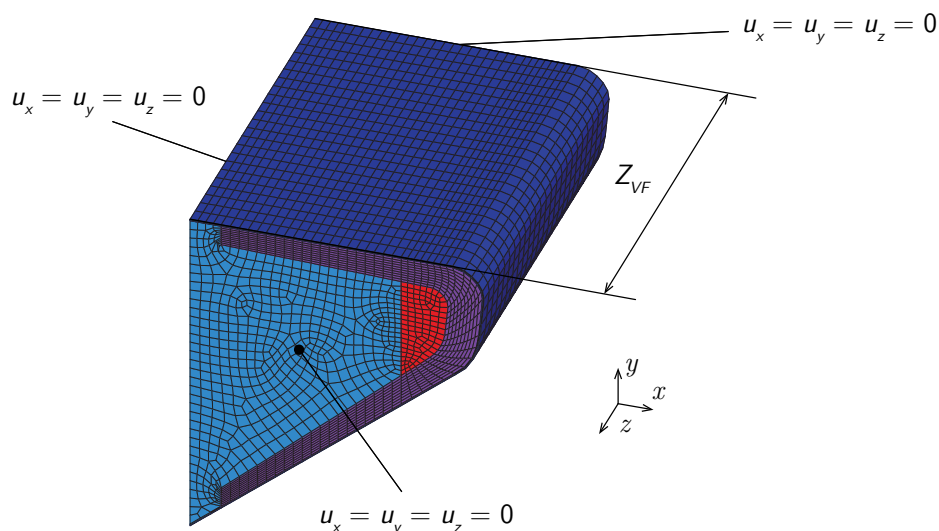
Model materiálu hlasivek i vzduchu byl ponechán identický s materiálem použitým v rovinném modelu. Parametry modelu materiálu hlasivek ve výchozím stavu jsou uvedeny v tab. 3.4 na s. 43, vlastnosti vzduchu v tab. 3.6 na s. 45.

4.3 Model zatížení a vazeb

Model zatížení a vazeb je v prostorovém modelu navržen podobně jako v rovinném na obr. 3.3 na s. 46. Hlasivky jsou uloženy nepohyblivě (posuvy v osách x , y a z u_x , u_y a u_z jsou nulové) na laterálních, anteriorních a posteriorních plochách podle obr. 4.3 tak, jako by byly uloženy v hrtanu.

Okrajové podmínky průdušnice a vokálního traktu jsou rovněž analogické s rovinným modelem. Model je u vstupu do průdušnice buzen konstantním tlakem $p_L = 165$ Pa, který musel

být oproti tlaku v rovinném modelu snižen z důvodu přílišné deformace sítě. Přestože je tato hodnota velmi nízká, stále spadá do rozmezí v literatuře [1, 224, 243]. Otevřená ústa jsou modelována tlakovým uzlem. Na stěnách modelu je předepsána nulová rychlost proudění a absolutní odrazivost, viz obr. 3.3 na s. 46.



Obr. 4.3. Prostorový geometrický model levé hlasivky s okrajovými podmínkami, šikmý pohled.

4.4 Výpočtový model

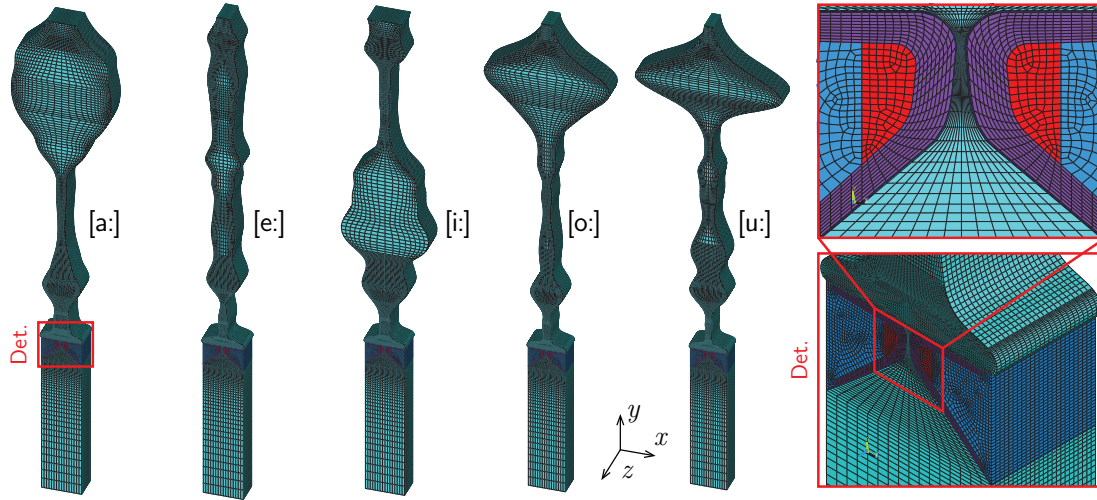
Aktuální verze prostorového výpočtového modelu lidské fonace je řešená pomocí metody konečných prvků (MKP) v programovém systému *ANSYS®Academic Research Mechanical, Release 15.0*. Stejně jako v případě rovinného modelu se jedná o interakci mezi dvěma prostředím: strukturním (hlasivky) a fluidním (vokální trakt a průdušnice). Ve výchozím nastavení je vzduch ve fluidním prostředí uvažován jako stlačitelný, proto jsou součástí řešení i akustické tlaky, tedy akustické prostředí.

Model je připraven pro simulaci fonace všech českých samohlásek, viz obr. 4.4. Algoritmus fluidně-strukturně-akustické interakce je totožný s algoritmem rovinného modelu, který byl popsán v části 3.4.2 na s. 49. Časový krok mohl být z důvodu sledování delšího časového okamžiku prodloužen na $t_{inc} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ s. Znamená to, že po 950 krocích obdržíme výsledky pro počáteční 0,1425 s fonace.

Před výpočtem interakce jsou od sebe hlasivky vzdáleny 0,2 mm. Z tohoto výchozího bodu jsou přitlačeny do kontaktu o 0,1 mm, aby se v nejužším místě *glottis* dotkly. Během interakce je kontakt hlasivek kontrolován: přiblíží-li se k sobě hlasivky na 0,2 mm, je deformace fluidní sítě v *glottis* zastavena a mezi hlasivkami je předepsána nulová rychlost proudění.

Řídící rovnice stojící v pozadí algoritmu jsou analogické s rovinným modelem, jen rozšířené do třetího rozměru. Strukturní model (hlasivky) popisují rovnice (3.8) a (3.9) na s. 49. Fluidní model (průdušnice a vokální trakt) s uvažováním stlačitelného proudění s turbulentním modelem je popsán následujícími rovnicemi, jejichž nomenklatura je stejná, jako v odvození v části 3.4.2.

Navier-Stokesovy rovnice a energetické rovnice se dají odvodit z transportní rovnice (4.1), tab. 4.2 a rov. (4.2a) na následujících stranách a z rovnic (3.11b) a (3.11c) na s. 51:



Obr. 4.4. Prostorové výpočtové modely postupně pro české samohlásky [a:], [e:], [i:], [o:] a [u:]. Detail (červeně) na výpočetní síť hlasivek a *glottis*.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_f \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_f v_x \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_f v_y \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_f v_z \mathbf{C}_\alpha \boldsymbol{\alpha}) = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\alpha \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\alpha \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\alpha \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial z} \right) + \mathbf{S}_\alpha, \quad (4.1) \end{aligned}$$

α	Proměnná	\mathbf{C}_α	Γ_α	\mathbf{S}_α
v_x	Rychlost proudění ve směru x	1	μ_e	$\rho_f g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + R_x$
v_y	Rychlost proudění ve směru y	1	μ_e	$\rho_f g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + R_y$
v_z	Rychlost proudění ve směru z	1	μ_e	$\rho_f g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + R_z$
T	Teplota	C_p	K	$\mu_t \Phi / \eta - \rho_f \varepsilon + C_4 \beta \mu_t g_i (\partial T / \partial x_i) \sigma_t$
k	Turbulentní kinetická energie	1	μ_t / σ_k	$Q_v + E_k + W_v + \eta \Phi + \partial p / \partial t$
ε	Míra disipace kinetické energie	1	$\mu_t / \sigma_\varepsilon$	$\frac{C_1 \mu_t \varepsilon \Phi}{k} - \frac{C_2 \rho_f \varepsilon^2}{k} + \frac{C_1 C_\mu C_3 \beta k g_i (\partial T / \partial x_i)}{\sigma_t}$

Tab. 4.2. Koefficienty a neznámé v prostorových transportních rovnicích podle [203].

$$\begin{aligned} E_k = - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{K}{C_p} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{K}{C_p} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right] \right\} - \\ - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{K}{C_p} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right] \right\}. \quad (4.2a) \end{aligned}$$

Rovnice kontinuity:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_f v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_f v_z)}{\partial z} = 0, \quad (4.3)$$

a rovnice termodynamické rovnováhy:

$$T = T_{air} - \frac{1}{2} \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{C_p}, \quad (4.4a)$$

musí být také rozšířeny do třetího rozměru. Stavová rovnice pro ideální plyn zůstává zachována podle vztahu (3.12a) na s. 51.

Po diskretizaci se řídicí rovnice rozpadnou na soustavu lineárních rovnic (3.13) na s. 51.

4.4.1 Síť konečných prvků a stupně volnosti

Výpočtová síť byla vytvořena tak, aby splňovala stejná kritéria jako v případě rovinného modelu uvedená v části 3.4.1 na s. 46. Rovinná síť obdržená podobným algoritmem jako u 2D modelu byla vytažena do prostoru ve 24 vrstvách elementů, viz obr. 4.4, detail. Počet vrstev byl oproti původní variantě modelu [115] $2 \times$ zvýšen kvůli modelování předpětí hlasivek, jež bude představeno v kap. 5.

Uvedený postup vedl na 305664 elementů s 324650 uzly. Fluidní část modelu (vokální trakt a průdušnice) je sestavena z 232992 elementů s 250550 uzly, strukturní část (hlasivky) z 71904 elementů s 77750 uzly. Kontakt na čelech hlasivek je realizován 2×425 elementy s 2×384 uzly. Uzly na hranicích mezi fluidním a strukturním modelem jsou sdíleny, stejně jako uzly kontaktních a strukturních elementů.

Ve fluidním modelu je využit lineární osmiuzlový element FLUID142 se sedmi stupni volnosti [47]: rychlostmi proudění ve třech osách x (VX), y (VY) a z (VZ), tlakem (PRES), teplotou (TEMP) a kinetickou (ENKE) a disipativní (ENDS) energií. Strukturní model je tvořen lineárními osmiuzlovými elementy SOLID185 se třemi stupni volnosti [47]: posuvy v osách x (UX), y (UY) a z (UZ). Stejně stupně volnosti mají i kontaktní elementy CONTA174 a TARGE170. Ty jsou sice primárně určeny, aby pokrývaly kvadratické elementy, ale bez omezení se mohou spojit i s lineárními [47].

4.4.2 Vyhodnocení výsledků

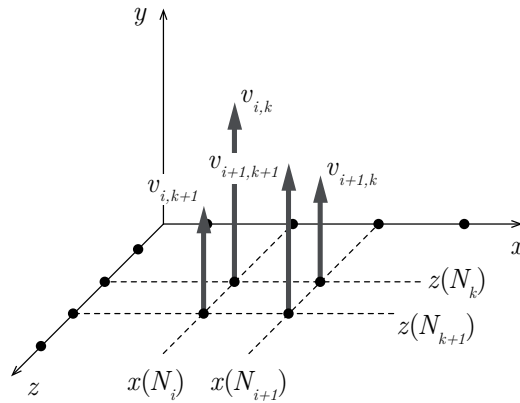
Výsledky z prostorového modelu byly vyhodnoceny tak, aby byly srovnatelné s rovinným modelem, tedy ve střední frontální rovině kolmé k ose z (k délce *glottis*). Body VF_L, VF_L¹, VF_L² i body VF_R, VF_R¹, VF_R² jsou umístěny jako na obr. 3.8 vlevo na s. 55. Ve střední rovině jsou hledány také body VF_L^{min} a VF_R^{min}, z jejichž výsledků jsou dopočítány parametry kmitů hlasivek stejným algoritmem jako u rovinného modelu.

Ve fluidním modelu jsou vyhodnocovací body umístěny jako na obr. 3.8 vpravo na s. 55. Bod u úst (m) je 5 mm pod nimi. Epilaryngeální bod (e) je 30 mm nad horní hranou hlasivek, glotální bod (g) je 1 mm pod ní a subglotický bod (s) 20 mm pod ní. Výkonová spektrální hustota i spektrogram jsou obdrženy stejným algoritmem jako u rovinného modelu. Vzhledem k délce časového kroku jsme však schopni obdržet frekvence pouze do 3500 Hz. Toto rozpětí je pro první dva formanty českých samohlásek zcela dostatečné [239, 244].

Vyhodnocení průtoku $U(t)$ bylo pro použití v prostorovém modelu upraveno. Lichoběžníkové pravidlo muselo být aktualizováno pro proudění skrze plochu elementu podle následujícího vztahu:

$$U(t) = \sum_{i=1}^{17} \sum_{k=1}^{25} \frac{v_{i,k}(t) + v_{i+1,k}(t) + v_{i,k+1}(t) + v_{i+1,k+1}(t)}{4} \cdot |x(N_{i+1}, t) - x(N_i, t)| \cdot |z(N_{k+1}, t) - z(N_k, t)|, \quad (4.5)$$

kde $x(N_i, t)$ je poloha uzlu N_i v ose x v čase t , $x(N_{i+1}, t)$ je poloha sousedního uzlu N_{i+1} v ose x v čase t , $z(N_k, t)$ je poloha uzlu N_k v ose z v čase t a $z(N_{k+1}, t)$ je poloha sousedního uzlu N_{k+1} v ose z v čase t . Rychlosti proudění v těchto uzlech jsou označeny jako $v_{i,k}(t)$, $v_{i+1,k}(t)$, $v_{i,k+1}(t)$ a $v_{i+1,k+1}(t)$ podle obr. 4.5. Vztah (4.5) je odvozen pro 17 vrstev uzlů po šířce *glottis* (osa x) a 25 vrstev po délce (osa z).



Obr. 4.5. Rychlosti proudění v sousedních uzlech v rovině *glottis* v jednom časovém okamžiku t .

4.5 Testování základních vlastností modelu

Geometrie hlasivek a vokálních traktů byla oproti poslednímu stadiu modelu [115] změněna. Rozměr modelu v ose z byl zúžen z 16 na 12 mm (viz část 4.1), což ovlivnilo modální vlastnosti modelu.

4.5.1 Modální analýza hlasivky

Oproti výsledkům Matuga [115] se vlastní frekvence hlasivky zvýšily v desítkách Hz, protože byly hlasivky o čtvrtinu zkráceny v ose z . Jejich první vlastní frekvence teď odpovídá běžnému mužskému hlasu [12, 128]. V tab. 4.3 jsou tyto frekvence uvedeny pro hlasivku bez uvažování tlumení a s ním. Tlumením klesají v řádu jednotek Hz.

Vlastní frekvence byly z rovinného modelu (viz tab. 3.11 na s. 57) obdrženy nižší. Tyto hodnoty jsou však obtížně srovnatelné v důsledku odlišných okrajových podmínek: rovinná hlasivka byla uchycena na laterálním konci a prostorová na laterálním, anteriorním i posteriorním.

Tučně jsou v tabulce označeny ty vlastní frekvence, jejichž vlastní tvary (viz obr. 4.6) se podílí na převracení z konvergentního do divergentního tvaru. Protože se na kmitání prostorové hlasivky podílí také vlastní tvary v ose z , charakter kmitání je u prostorového a rovinného modelu odlišný. U rovinného modelu se na převracení hlasivek podílel 1., 2. a 4. vlastní tvar,

N -tá vlastní frekvence pro	1.	2.	3.	4.	5.
netlumenou hlasivku [Hz]	97,77	125,01	146,74	159,33	181,59
tlumenou hlasivku [Hz]	96,04	122,68	143,73	155,83	177,05

Tab. 4.3. Prvních pět vlastních frekvencí netlumené a tlumené hlasivky.

kdežto u prostorového 1. a 5. První vlastní tvar u obou modelů odpovídal kývání hlasivky nahoru a dolů, srov. obr. 3.11 na s. 58 s obr. 4.6.

Uvažování tlumení mělo, podobně jako u rovinného modelu, na vlastní tvary téměř neznamenný vliv, proto jsou na obr. 4.6 ukázány pouze tvary pro tlumenou hlasivku. Při kmitání účinkem proudění se zdá, že se realizuje dominantně 1. a 5. vlastní tvar, tedy kývavý pohyb a pohyb konvergentně-divergentní. To je dáno tím, že 2. až 4. vlastní tvar odpovídají tvarům s více uzlovými body (2. a 4.) nebo podélným tvarům v ose z (3.).

4.5.2 Modální analýza vokálních traktů

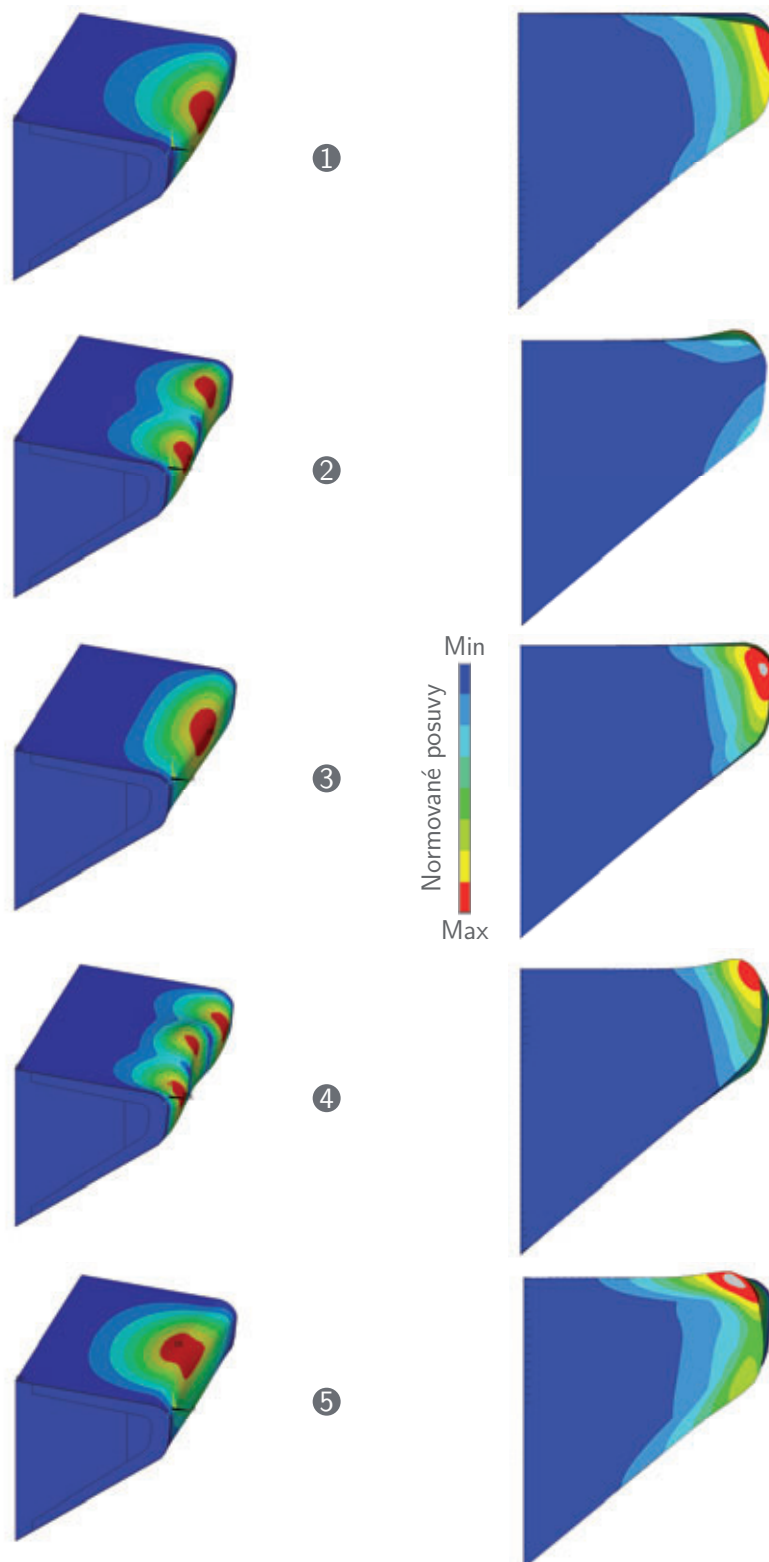
Modální analýza k určení vlastních frekvencí a vlastních tvarů prostorových vokálních traktů byla provedena analogicky k analýze rovinných traktů. K tomuto účelu byl vybrán lineární čtyřuzlový prostorový prvek FLUID30, kterým se dá diskretizovat vlnová rovnice pro akustické tlaky v prostoru [47]. Materiál vzduchu a výpočetní síť zůstaly nezměněné. Otevřená ústa byla modelována tlakovým uzlem a na stěnách vokálního traktu a hlasivek byla uvažována strukturně-akustická interakce mezi akustickým prostředím a nepoddajnou strukturou a absolutní odrazivost.

Stejně jako se vzhledem k Matugovi [115] zvýšily vlastní frekvence hlasivek, se z důvodu zúžení v ose z zvýšily i vlastní frekvence vokálních traktů. Oproti [115] se zvýšily v desítkách Hz, čímž se dostaly na úroveň výsledků z rovinných vokálních traktů, od nichž se liší v jednotkách Hz (srov. tab. 4.4 s tab. 3.12 na s. 60). Tyto vlastní frekvence souhlasí s formantovými frekvencemi, které naměřil Skarnitzl [239].

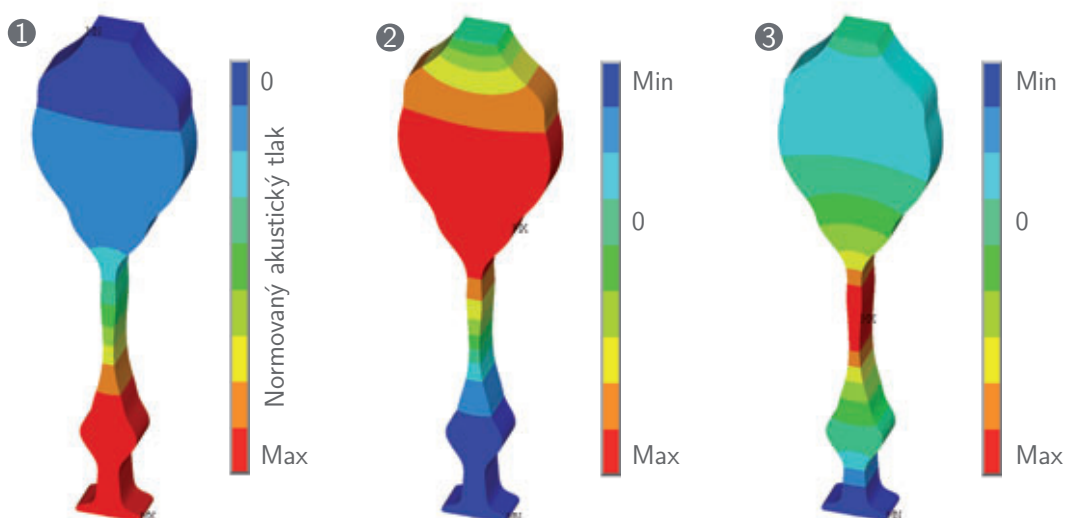
N -tá vlastní frekvence pro	1.	2.	3.
samohlásku [a:] [Hz]	580,77	1121,64	2898,28
samohlásku [e:] [Hz]	543,59	1449,24	2220,32
samohlásku [i:] [Hz]	318,52	1957,11	2717,89
samohlásku [o:] [Hz]	517,63	928,68	2223,80
samohlásku [u:] [Hz]	432,49	892,98	1930,04

Tab. 4.4. První tři vlastní frekvence prostorových vokálních traktů mužských českých samohlásek.

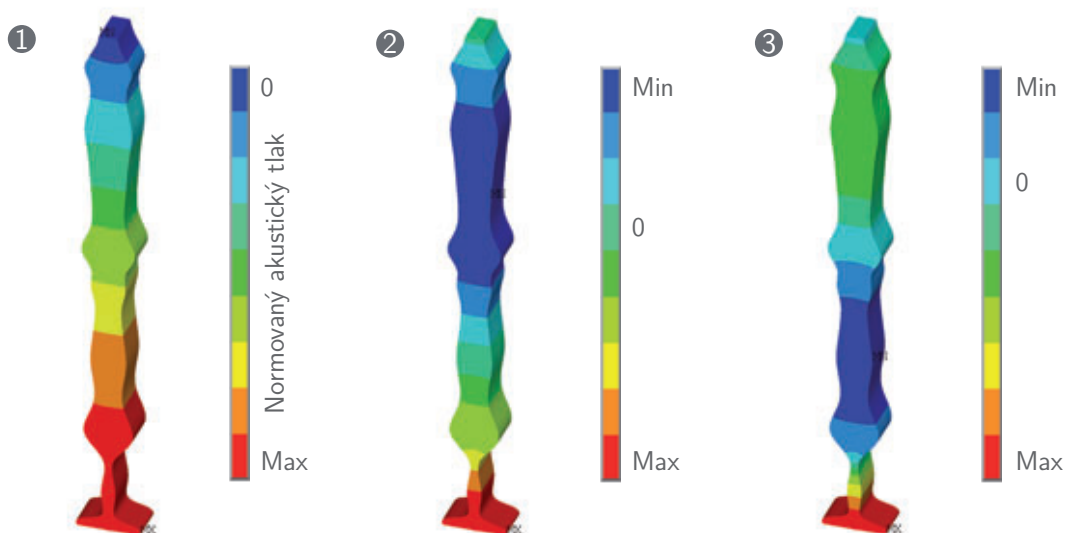
Na prvních třech vlastních frekvencích se vždy realizují podélné vlastní tvary, které jsou postupně pro všechny české samohlásky na obr. 4.7 až 4.11. První vlastní tvar, který závisí na tloušťce modelu v ose z , se u všech samohlásek objevuje až mezi 20. a 30. vlastní frekvencí. Neobjevuje se tedy mezi nejnižšími vlastními tvary stejně jako tvary, které závisí na šířce modelu v ose x . Ty u všech samohlásek leží nad 5. vlastní frekvencí.



Obr. 4.6. Prvních pět vlastních tvarů tlumené hlasivky pod sebou. Vlevo: prostorový pohled, vpravo: řez střední frontální rovinou kolmou k ose z .



Obr. 4.7. První tři vlastní tvary rozložení akustického tlaku pro samohlásku [a].

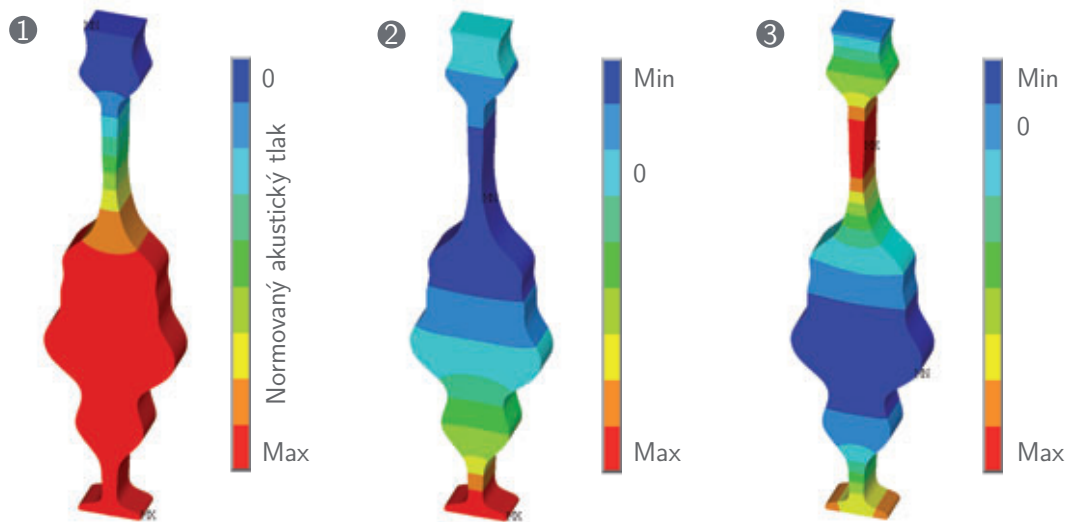


Obr. 4.8. První tři vlastní tvary rozložení akustického tlaku pro samohlásku [e].

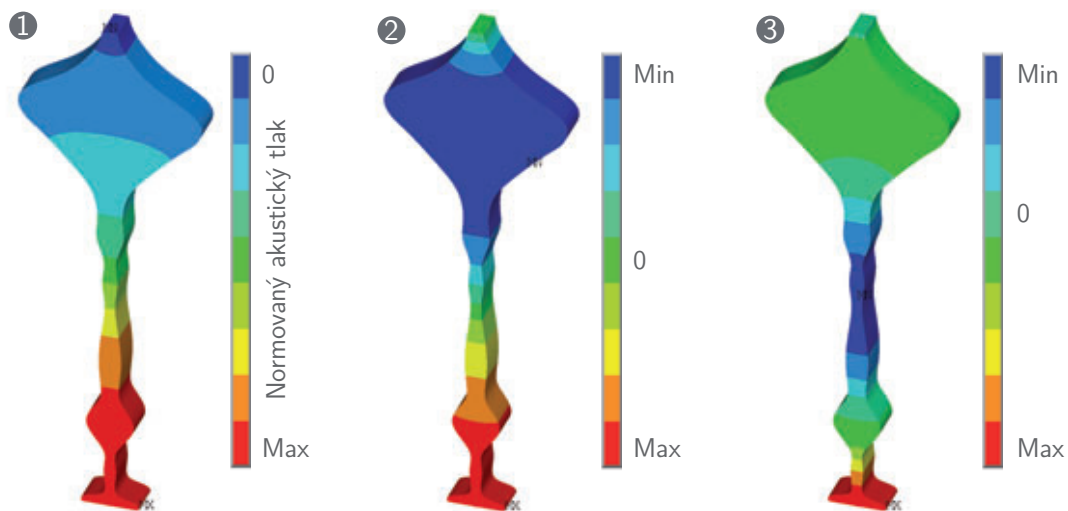
4.6 Výsledky z prostorového modelu

Vzhledem k obrovské časové náročnosti výpočtů prostorového modelu byla provedena parametrická studie vlivu patologických změn hlasivkové tkáně na zvuk českých samohlásek pouze u vybraných samohlásek. Všechny samohlásky byly vyřešeny pro model ve výchozím stavu popsaný v částech 4.1 až 4.4. Typický výpočet lidské fonace o délce 0,1425 s (tedy 950 výpočetních kroků) trval v závislosti na dostupných počítačích od 15 do 40 dní¹.

¹K výpočtům byl použit hardware MetaCentra (procesory řady Intel® Xeon® a AMD Opteron™ a Ryzen™, 24 fyzických jader, 32 GB RAM, SSD disky), hardware dostupný na našem ústavu (Intel® Core™ i7-7700K, 4 fyzická jádra, 32 GB RAM DDR4, HDD disk) a hardware dostupný na Univerzitě Palackého v Olomouci (pracovní stanice HP Z640 s Intel® Xeon® CPU E5-2650 v4, 2×12 fyzických jader, 128 GB RAM DDR4, HDD disk).



Obr. 4.9. První tři vlastní tvary rozložení akustického tlaku pro samohlásku [i:].

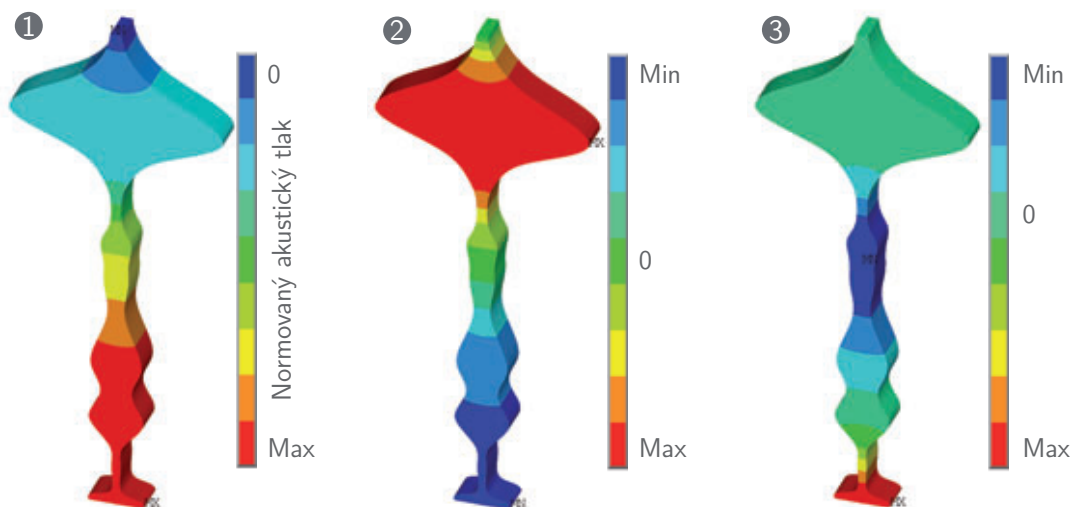


Obr. 4.10. První tři vlastní tvary rozložení akustického tlaku pro samohlásku [o:].

4.6.1 Modelování českých samohlásek

Parametry kmitání hlasivek jsou pro všechny samohlásky shrnuty v tab. 4.5. Srovnáme-li tyto výsledky s parametry rovinného modelu v tab. 3.18 na s. 67, můžeme vidět, že změna tvaru prostorového vokálního traktu nemá na parametry kmitů hlasivek tak silný vliv jako u rovinného modelu, přestože i u prostorového modelu dochází k interakci mezi prouděním, akustikou a kmitajícími hlasivkami. Tento jev je zřejmě způsoben tuhostí hlasivek v ose z a okrajovými podmínkami prostorové hlasivky, které ji drží nepohyblivou na anteriorní i posteriorní straně.

Frekvence kmitání hlasivek f_o se zvýšila a odpovídá teď vyššímu mužskému hlasu [12, 128]. To má zřejmě příčinu v jejich zkrácení a v nižším budícím tlaku p_L , který hlasivkám nedovolí doširoka kmitat, takže dosahují menší šířky otevření *glottis* W_g^{max} při vyšší f_o .



Obr. 4.11. První tři vlastní tvary rozložení akustického tlaku pro samohlásku [u:].

Stabilnější prostorové hlasivky kmitají symetricky: fáze otevření a uzavření jsou přibližně stejně dlouhé, což odráží koeficient otevření a uzavření $OQ \approx CQ \approx 0,5$. Fáze otevření je také téměř symetrická jako u zdravých hlasivek [12, 128, 177, 178, 181, 182], proto vychází koeficient uzavírání $CIQ \approx 0,25$, rychlostní koeficient SQ se blíží 1 a rychlostní index SI se blíží 0.

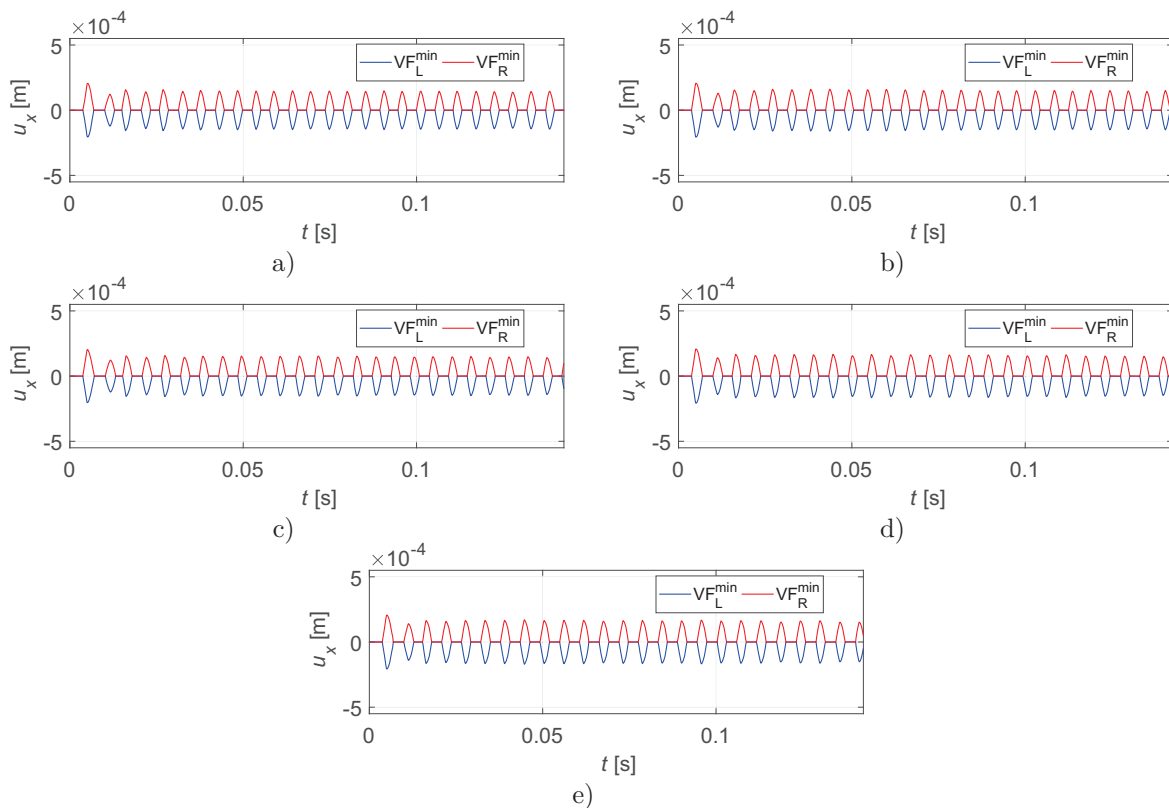
Samohl.	Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
[a:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,29	0,47	0,53	0,25	0,89	-0,06	185
[e:]			2000	116,5279	0,0003	0,29	0,50	0,50	0,25	1,00	0,00	185
[i:]			2000	116,5279	0,0003	0,30	0,47	0,53	0,28	0,70	-0,18	185
[o:]			2000	116,5279	0,0003	0,31	0,49	0,51	0,27	0,80	-0,11	180
[u:]			2000	116,5279	0,0003	0,30	0,47	0,53	0,26	0,80	-0,11	175

Tab. 4.5. Parametry kmitů prostorových hlasivek pro všechny samohlásky, stlačitelné proudění (C1) bez modelu turbulence (T0), pro $E_{SLP} = 2000$ Pa a výchozí tlumení (DAMPD).

Parametry kmitů hlasivek byly vyhodnoceny z některé ze závěrečných period posuvů v ose x z minimální hlasivkové mezery, které jsou na obr. 4.12. Po několika počátečních periodách se kmitání velmi rychle ustálí a ani při bližším zkoumání nejsou mezi symetrickými periodami vidět rozdíly.

Frekvence kmitání f_o ovlivňuje polohu formantů na obr. 4.13. Kmitání kolem 180 Hz znamená velké rozestupy mezi harmonickými násobky f_o , které v interakci s rezonancemi vokálního traktu vytváří formanty kolem těchto izolovaných frekvencí. To může způsobovat značný posun formantů od rezonančních frekvencí vokálního traktu, které jinak výborně souhlasí s měřením v [239].

První dvě formantové frekvence, vyjma samohlásek [i:] a [u:], byly u rovinného modelu položeny níž než formanty naměřené Skarnitzlem [239]. Formanty obdržené z prostorového modelu u všech samohlásek mírně klesly, zřejmě protože se přimkly k některému nižšímu násobku f_o .



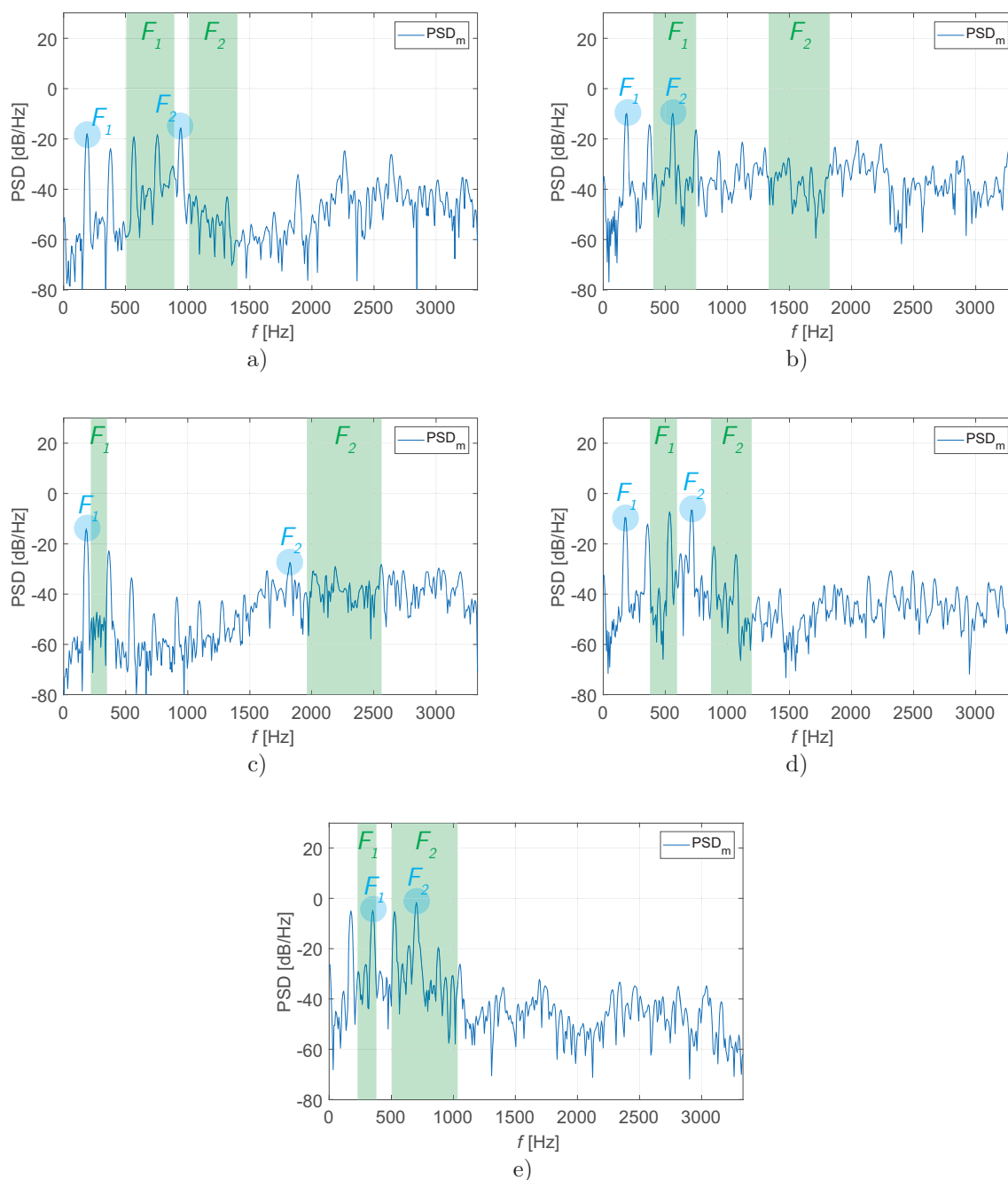
Obr. 4.12. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery pro samohlásky a) [a:], b) [e:], c) [i:], d) [o:], e) [u:].

Srovnáme-li formanty z rovinného modelu (obr. 3.24 na s. 70) s formanty z prostorového modelu (obr. 4.13), je snížení formantů nejzřetelnější u samohlásek [e:], [i:] a [o:]. Snížením se bohužel formanty samohlásky [i:] dostaly mimo oblast udávanou měřením v [239], formanty samohlásek [e:] a [o:] už nižší byly. Jedinou samohláskou, jejíž formanty zůstaly ve shodě, je samohláska [u:]. Samohláska [u:] má totiž první dva formanty F_1 a F_2 položené vhodně nízko a zároveň do jejich rozsahů spadá druhý a čtvrtý násobek f_o , postupně.

Přestože první dva formanty většiny samohlásek nesouhlasí s měřením [239] a frekvence kmitání hlasivek odpovídá vyššímu mužskému hlasu, zvukové záznamy obdržené z modelu zní věrohodně a jsou na nich zřetelně rozeznatelné samohlásky. Zvuky jsou přiloženy na CD, viz přílohu F.

V dalším textu si ukažme výsledky typické pro samohlásku [u:], jejíž první dva formanty měření českých samohlásek odpovídají. Parametry kmitů hlasivek jsou u všech samohlásek podobné (viz tab. 4.5), proto jsou strukturní výsledky přibližně platné pro jakoukoli samohlásku. I mezi fluidními výsledky jsou spíše menší rozdíly.

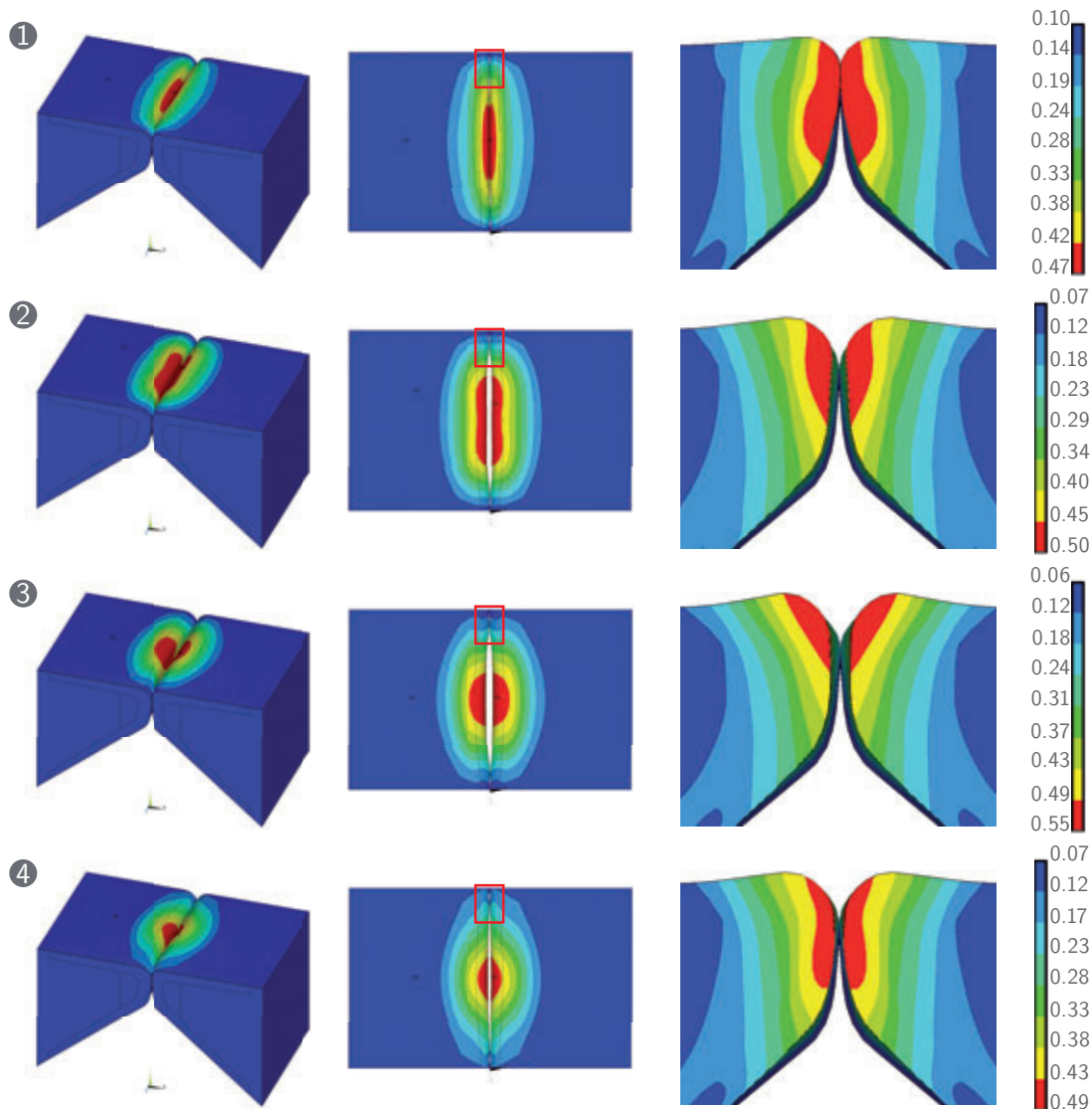
Kmitání hlasivek pro některou ze závěrečných stabilizovaných period je na obr. 4.14 ukázáno pro čtyři stavy, v jakých se hlasivky během jedné periody nachází (srov. s obr. 2.16 b) na s. 37). Díky tuhosti vrstev tkáně a nízkému budicímu tlaku p_L je převrácení z konvergentního do divergentního tvaru *glottis* málo výrazné (fáze (2)–(4) na obr. 4.14). Obzvláště divergentní tvar (fáze (4) na obr. 4.14) je díky tuhosti a okrajovým podmínkám hlasivek obtížně dosažitelný, protože hlasivka kmitá dominantně ve střední části, zatímco laterální, anteriorní a posteriorní okraje se téměř nepohybují. Během celé periody má hlasivka tendence zachovat si svůj profil



Obr. 4.13. Výkonová spektrální hustota u úst pro samohlásky a) [a:], b) [e:], c) [i:], d) [o:], e) [u:] s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

bez viditelné slizniční vlny.

Maximální otevření *glottis* většinou nastává ve střední části a dosahuje asi 0,5 mm. V ose x se hlasivka od roviny symetrie vychyluje asi o 0,25 mm, viz obr. 4.17 a). Na tomto obrázku je patrné i malé fázové zpoždění mezi horním a dolním okrajem hlasivky, tedy nevýrazné převrácení z konvergentního do divergentního tvaru. V ose y výchylky dosahují 0,15 mm, viz obr. 4.17 b).

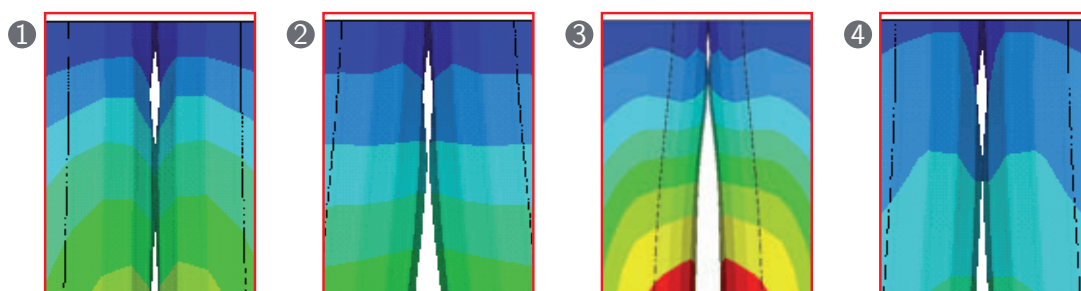


Obr. 4.14. Fáze pohybu hlasivek při fonaci samohlásky [u:], po řádcích: (1) fáze uzavření, (2) konvergentní tvar *glottis*, (3) paralelní tvar a (4) divergentní tvar. Sloupce: šikmý pohled, pohled shora (detail na obr. 4.15), *glottis* v řezu ve střední frontální rovině kolmé k ose z , měřítko celkových posuvů pro daný řádek [10^{-3} m].

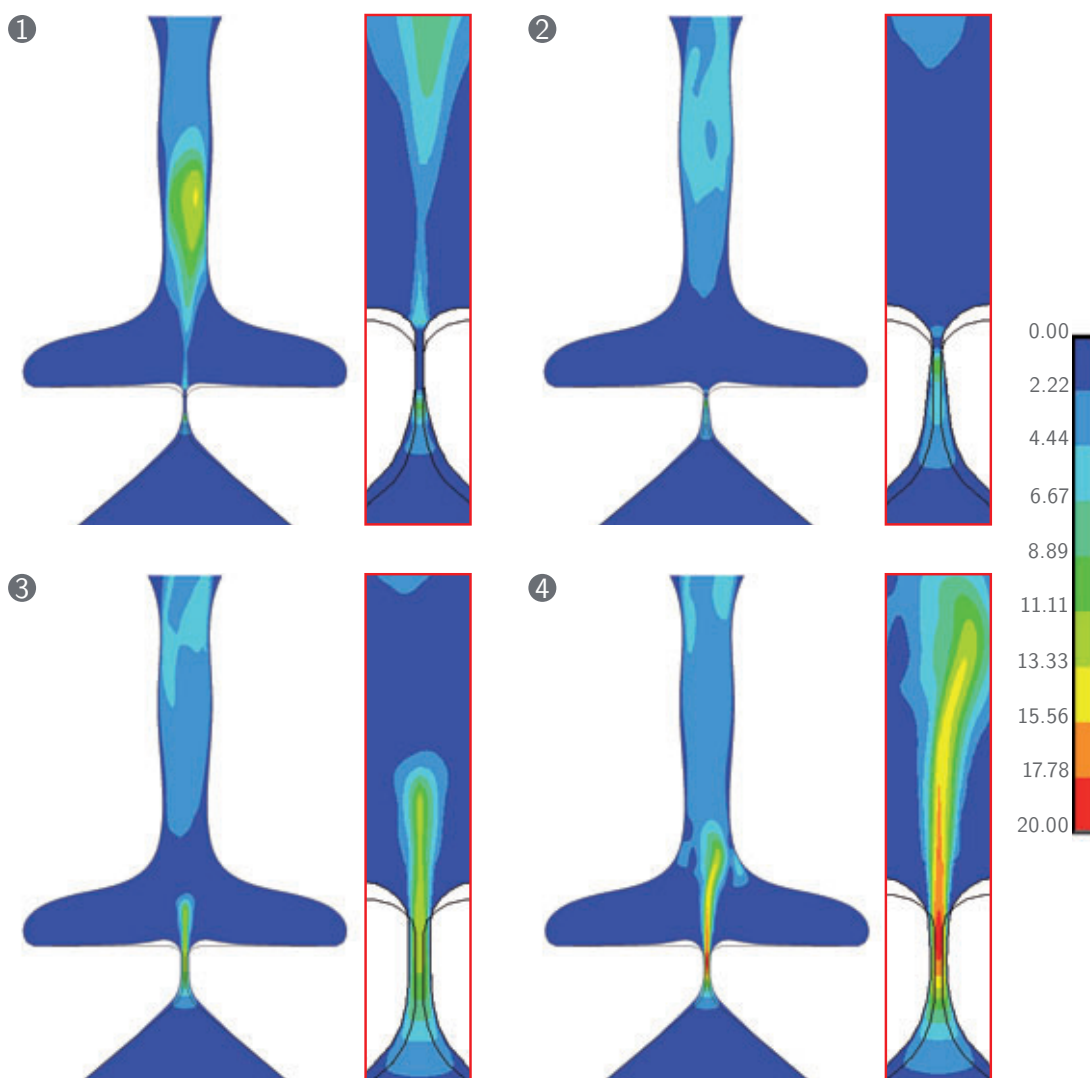
Kmitající hlasivky trpí nedokonalým uzavíráním *glottis*², což je viditelné na obr. 4.14 a v detailu na obr. 4.15. Mezery na obou krajích vznikají už ve fázi algoritmu, v níž jsou hlasivky přitlačeny k sobě do kontaktu, přestože jsou k sobě addukovány pouze těsně na dotyk. Mezery jsou však menší než podmínka, při níž dochází k zastavení proudění v *glottis*, proto je ve fázi uzavření skutečně proudění pod a nad hlasivkami odděleno, jak je vidět na průběhu glotálního průtoku na obr. 4.17 c) a d). Při silnějším přitlačení hlasivek k sobě se mezery zvětšují, proto jsou hlasivky přitlačeny letmo.

U většiny period se první výtrysk vzduchu mezi hlasivkami objevuje ve střední frontální rovině. U některých period, jako např. na obr. 4.16 (1), se objeví v mezerách na krajích hlasivek. To lze na obr. 4.16 (1) v detailu pozorovat jako slabý výtrysk nad zavřenými hlasivkami

²K nedokonalému dovírání *glottis* docházelo i u prvního prostorového modelu de Oliveiry Rosy [61].

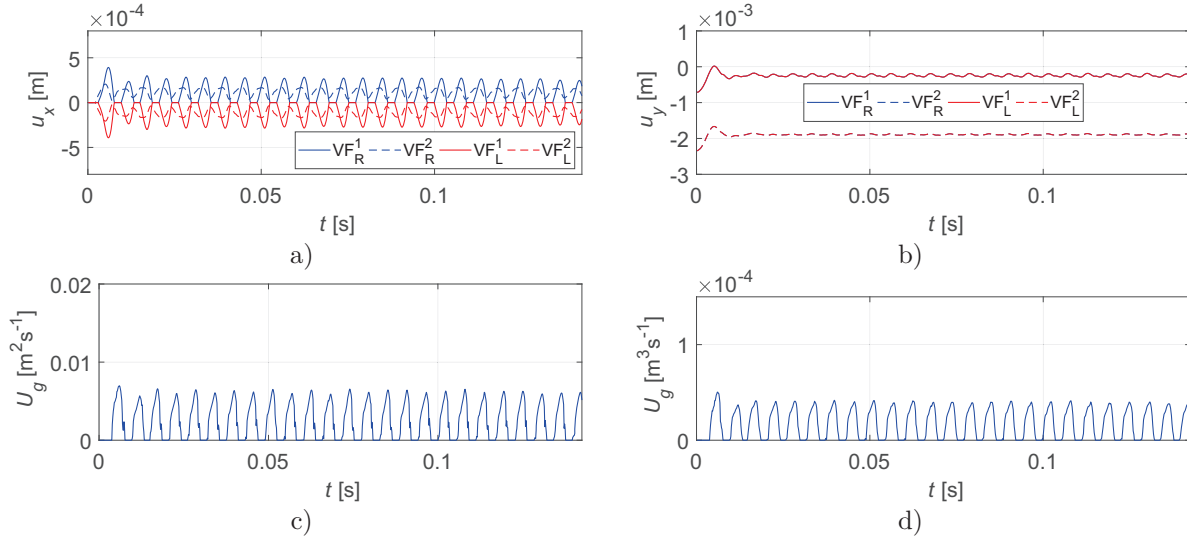


Obr. 4.15. Detail na nedokonalé uzavírání *glottis* z obr.4.14: (1) fáze uzavření, (2) konvergentní tvar *glottis*, (3) paralelní tvar a (4) divergentní tvar.



Obr. 4.16. Rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] ve střední frontální rovině kolmé k ose z mezi hlasivkami při fonaci samohlásky [u]: (1) fáze uzavření, (2) konvergentní tvar *glottis*, (3) paralelní tvar a (4) divergentní tvar. Fáze pohybu hlasivek souhlasí s obr. 4.14.

chvilku před otevřením. Nejvyšší rychlosti se v *glottis* objevují při divergentním postavení hlasivek (obr. 4.16 (4)), což souhlasí s výsledky z rovinného modelu i s [97, 98], a díky nízkému budicímu tlaku p_L nepřesahují $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. V této fázi dochází i k odklánění proudu nad hlasivkami. Při konvergentním a paralelním postavení hlasivek (obr. 4.16 (2), resp. (3)) je výtrysk ještě krátký a neinteraguje s víry nad hlasivkami, takže k jeho odklonu nedochází.



Obr. 4.17. Posuvy čela hlasivky v obou osách v bodech VF_L^1 , VF_L^2 , VF_R^1 a VF_R^2 při fonaci samohlásky [u]: a) posuvy v ose x (u_x), b) posuvy v ose y (u_y). Glotální průtok (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R při fonaci samohlásky [u]: c) průtok ve střední frontální rovině kolmé k ose z ke srovnání s rovinným modelem, d) průtok přes celou plochu *glottis*.

Přestože se maximum otevření hlasivek W_g objevuje v polovině fáze otevření (obr. 4.17 a)), největší glotální průtok U_g odpovídá divergentnímu postavení hlasivek (obr. 4.17 c) a d)), kdy je v *glottis* nejvyšší rychlost proudění.

Na obr. 4.17 c) je pro srovnání s rovinným modelem průtok ve střední frontální rovině na úrovni bodů VF_L a VF_R . Vzhledem k tomu, že v této úrovni dosahuje šířka otevření v *glottis* W_g asi $0,5 \text{ mm}$ a rychlost proudění $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, dosahuje i průtok U_g stejných nebo mírně nižších maxim jako v rovinném modelu (srov. s obr. 3.23 f) na s. 69).

Průtok přes celou plochu *glottis* na obr. 4.17 d) těmito špičkám odpovídá. Maxima se pohybují těsně pod $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, což je asi $0,051 \cdot \text{s}^{-1}$, tedy stejně, jako bylo odhadnuto u rovinného modelu. Znamená to, že i v prostorovém modelu dostáváme průtok $4\times$ až $8\times$ menší než při běžné lidské fonaci [97, 242, 243].

Prostorový model se bohužel potýká s podobnými nedostatky jako rovinný model a výsledky z obou modelů si řádově odpovídají. Přestože se formanty blíže shodují s měřením [239] u rovinného modelu, zvuk výsledné samohlásky zní věrohodněji u prostorového modelu. To je zřejmě způsobeno polohou vyšších formantů, které určují barvu hlasu [1]. Jejich naměřené hodnoty pro české samohlásky však literatura neuvádí.

4.6.2 Modelování Reinkeho edému

V části 3.2.1 na s. 43 bylo uvedeno, že Reinkeho edém, jedna z hlasivkových patologií, zasahuje vlastnosti povrchového podslizničního vaziva³ [16, 222, 223]. Tato patologie byla v předchozích

³Povrchové podslizniční vazivo – tzv. Reinkeho prostor [221, 222], superficial lamina propria, SLP.

kapitolách simulována pomocí změny tuhosti vrstvy SLP a jejího tlumení na rovinném modelu.

Z důvodu časové náročnosti výpočtů byly pro simulaci této patologie na prostorovém modelu vybrány pouze dvě varianty parametrů materiálu SLP: materiál se sníženým tlumením a materiál s vyšší tuhostí podle tab. 4.6, v níž je i srovnání s výchozí variantou materiálu. Jedná se o varianty parametrů vybrané podle základního nastavení rovinného modelu v části 3.6.2 na s. 71. Parametry neuvedené v tab. 4.6 zůstávají na výchozích hodnotách.

Varianta materiálu SLP	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]
ve výchozím stavu	2000	116,5279	0,0003
se sníženým tlumením	2000	0,5083	0,0002
se zvýšenou tuhostí	3500	116,5279	0,0003

Tab. 4.6. Varianty kombinací parametrů materiálu patologické hlasivky prostorového modelu.

U varianty s menším tlumením bylo nutno snížit také budicí tlak na $p_L = 150$ Pa z důvodu přílišné deformace fluidní sítě. Z realizovaných výpočtů víme, že nižší budicí tlak bude provázen zmenšením maximální šířky otevření *glottis* W_g^{max} a nižší oscilační frekvencí f_o , což pro tuto variantu znemožní kvantitativně posoudit parametry kmitů hlasivek z tab. 4.7.

U varianty se zvýšenou tuhostí SLP dochází podle tab. 4.7 ke snížení maximálního otevření *glottis* W_g^{max} , zvýšení oscilační frekvence f_o a zkrácení doby uzavření hlasivek, které se projevuje zvýšením koeficientu otevření OQ . To je viditelné při srovnání čárkovaných grafů označených plným kroužkem a plnou hvězdičkou na obr. 4.18 g). Zvýšením tuhosti je ovlivněna i symetrie kmitu vyjádřená rychlostním koeficientem SQ a indexem SI . Poměr doby uzavírání ku délce periody zůstává přes všechny varianty přibližně stejný.

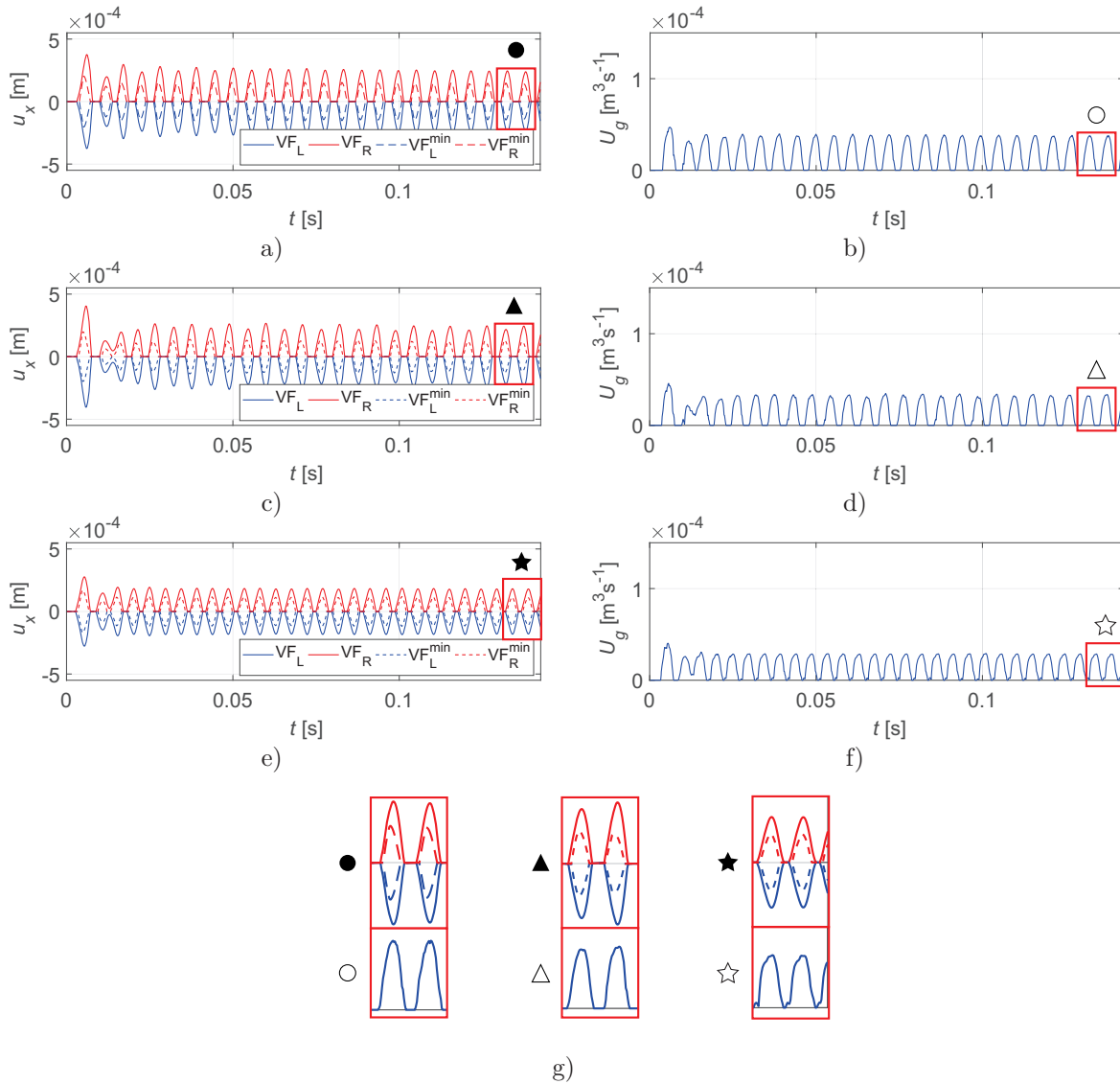
Samohl.	Stlačitel- nost	Turbu- lentní model	p_L [Pa]	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
[i:]	C1	T0	165	2000	116,5279	0,0003	0,30	0,47	0,53	0,28	0,70	-0,18	185
			150	2000	0,5083	0,0002	0,24	0,48	0,53	0,27	0,73	-0,16	167
			165	3500	116,5279	0,0003	0,23	0,65	0,35	0,29	1,22	0,10	215

Tab. 4.7. Parametry kmitů prostorových hlasivek pro samohlásku [i:], stlačitelné proudění (C1) bez modelu turbulence (T0) při výchozích vlastnostech materiálu hlasivky (1. řádek), při sníženém tlumení vrstvy SLP (2. řádek) a při zvýšené tuhosti vrstvy SLP (3. řádek).

Popsané závislosti jsou vystopovatelné na obr. 4.18, protože vychází z poměrů daných posuvy v ose x v minimální hlasivkové mezeře mezi body VF_L^{\min} a VF_R^{\min} . Mimo to grafy na obr. 4.18 potvrzují, že hodnoty tlumení jsou u všech variant v rozmezí přirozeném pro hlasivku, protože k přibližnému ustálení kmitání dochází asi po třech periodách [218]. Snížené tlumení SLP prodlužuje dobu ustálení na čtvrtou periodu a způsobuje střídavou šířku otevření *glottis*, viz obr. 4.18 c). Střídající se šířka má vliv na kolísavou frekvenci kmitů, která se projevuje ve změně spektra samohlásky, viz obr. 4.20 b). Na střídání šířky *glottis* zřejmě působí i tuhost SLP, protože u nejtuzší a nejtluštější varianty na obr. 4.18 e) ke kolísání nedochází.

Šířka *glottis* má dominantní vliv na maxima průtoku mezi hlasivkami viditelná v detailu na obr. 4.18 g). Maximum průtoku je vždy vyšší v periodě o větší šířce *glottis*, viz druhou periodu průtoku na detailu označeném prázdným trojúhelníkem. Totéž je vidět i při srovnání výchozí

varianty označené kroužkem a varianty s tužší SLP označené hvězdičkou – širší otevření *glottis* ústí ve větší průtok mezi hlasivkami. K tomuto jevu dochází i přesto, že se u varianty s tužší SLP objevují vyšší rychlosti proudění mezi hlasivkami, viz obr. 4.19.

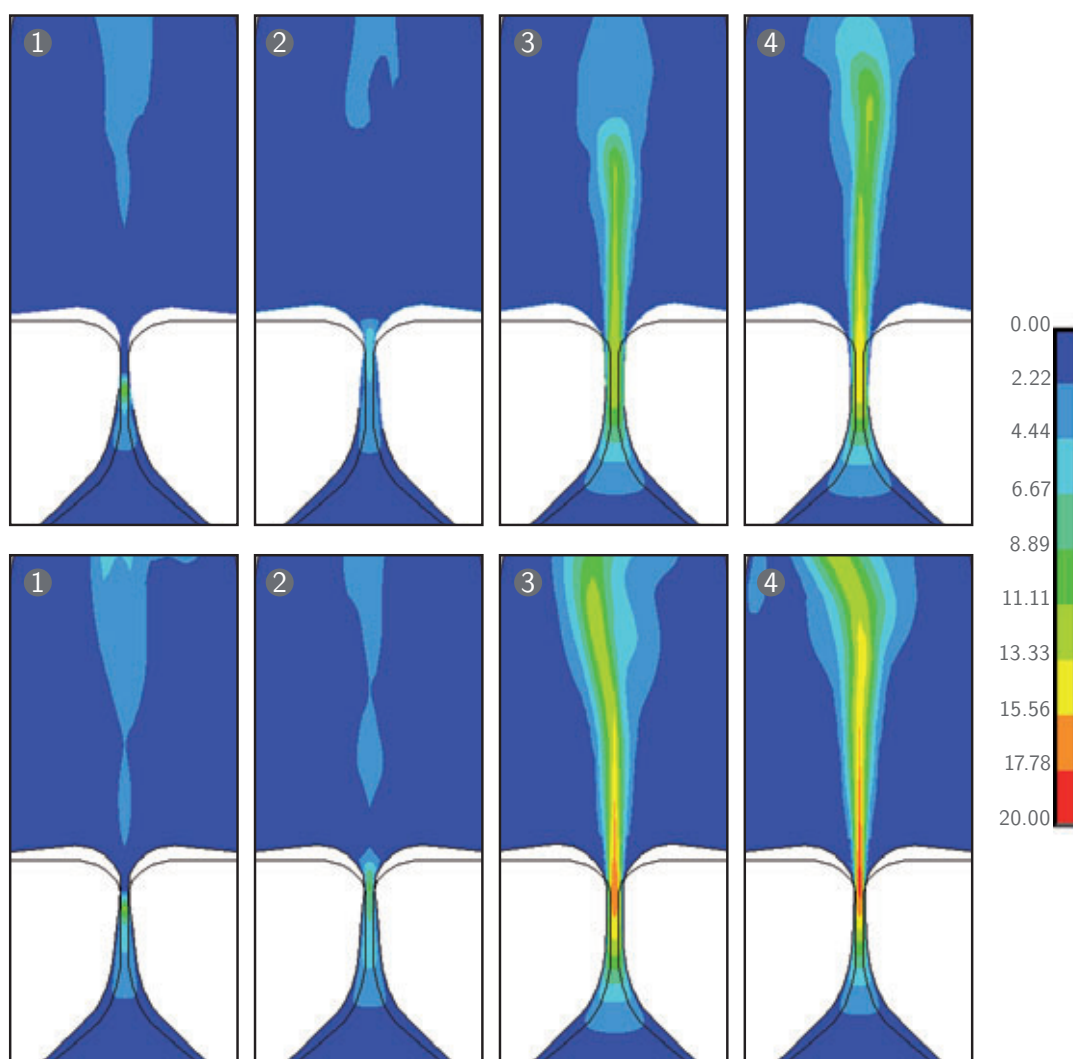


Obr. 4.18. Simulace fonace samohlásky [i:] při výchozích vlastnostech materiálu hlasivky: a) posuvy čela hlasivky v ose x v bodech VF_L a VF_R a v minimální hlasivkové mezeře VF_L^{\min} a VF_R^{\min} a b) glotální průtok v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R . Simulace fonace samohlásky [i:] při sníženém tlumení vrstvy SLP: c) posuvy čela hlasivky v ose x v bodech VF_L a VF_R a v minimální hlasivkové mezeře VF_L^{\min} a VF_R^{\min} a d) glotální průtok v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R . Simulace fonace samohlásky [i:] při zvýšené tuhosti vrstvy SLP: e) posuvy čela hlasivky v ose x v bodech VF_L a VF_R a v minimální hlasivkové mezeře VF_L^{\min} a VF_R^{\min} a f) glotální průtok v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R . g) Detail na vybrané periody posuvů a průtoků, průběhy jsou zarovnané v čase.

Na obr. 4.19 dole je také vidět, že u varianty s vyšší tuhostí téměř nedochází k převrácení z konvergentního do divergentního tvaru, ale pouze do paralelního, protože hlasivky se uzavírají konvergentním tvarem. Režim kmitání připomíná spíše *false* – hlasivky s tužší SLP se při

kmitání dotýkají letmo horní částí, což je patrné i z krátké doby uzavření a nízkého koeficientu uzavření CQ v tab. 4.7. Převrácení z konvergentního do divergentního tvaru bylo u prostorového modelu vždy nevýrazné a tento projev byl zvýšením tuhosti SLP posílen.

Snížením tlumení SLP byl naopak zvýrazněn divergentní tvar. Při porovnání fáze (4) na obr. 4.19 nahoře s toutéž fází na obr. 4.16 na s. 109 můžeme zpozorovat, že u méně tlumené varianty na obr. 4.19 je čelo hlasivky v divergentním postavení spíše rovné, kdežto u výchozí varianty na obr. 4.16 je spíše vypouklé. To ukazuje na snadnější postup slizniční vlny při menším tlumení, a tedy na efektivnější převrácení *glottis*.



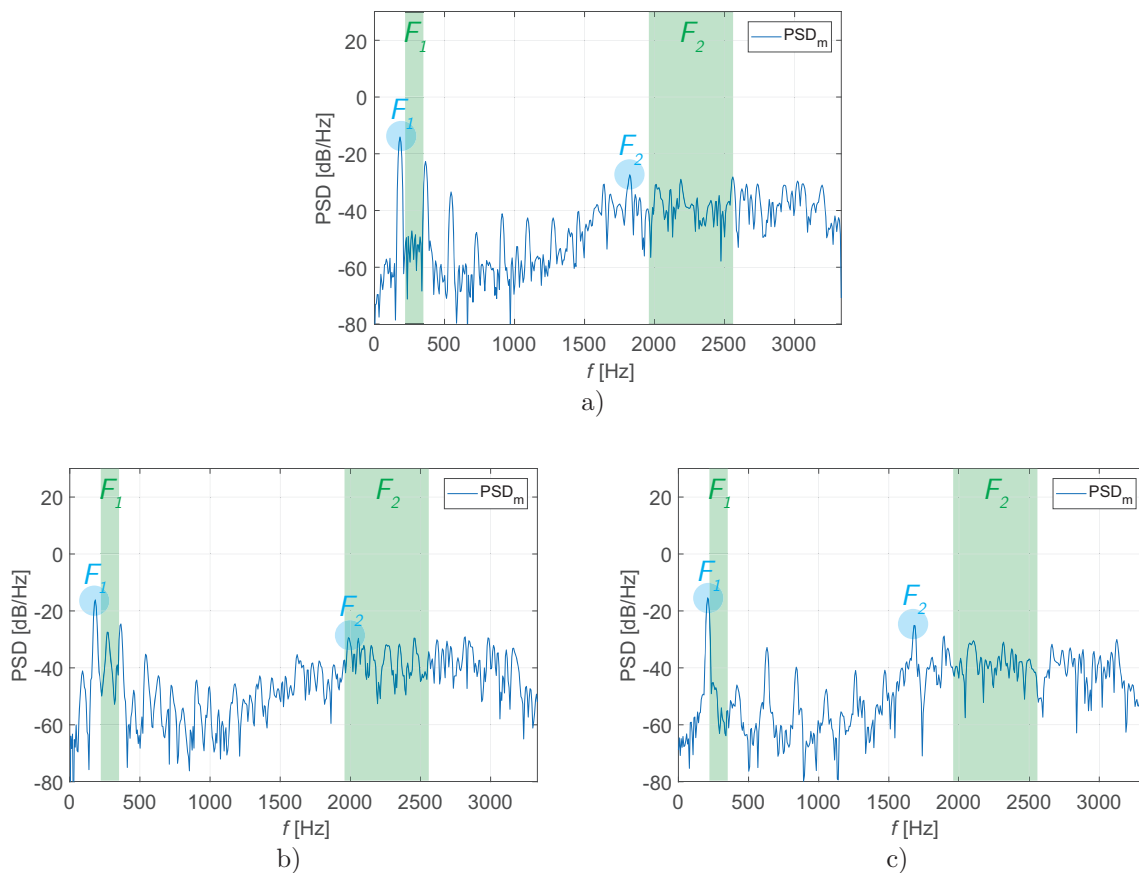
Obr. 4.19. Rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] ve střední frontální rovině kolmé k ose z při fonaci samohlásky [i:] a detail na tvar *glottis*, nahoře při sníženém tlumení vrstvy SLP, dole při zvýšené tuhosti vrstvy SLP: (1) fáze uzavření, (2) konvergentní tvar *glottis*, (3) paralelní tvar a (4) divergentní tvar. Tytéž fáze u hlasivek při výchozím nastavení materiálu jsou na obr. 4.16 na s. 109.

Povaha kmitů úzce souvisí s vlivem zdroje na výsledné spektrum samohlásky, které je pro všechny varianty na obr. 4.20. Vyšší oscilační frekvence f_o u varianty s vyšší tuhostí posouvá frekvenci prvního formantu F_1 na obr. 4.20 c) téměř do rozmezí naměřeného Skarnitzlem [239].

Druhý formant F_2 ale posouvá dále od rozmezí, protože rezonanční frekvence vokálního traktu interaguje s nižším násobkem f_o .

Snížené tlumení SLP působí na spektrum samohlásky na obr. 4.20 b) odlišně. Formant F_1 se kvůli snížení f_o také snížil, to je však důsledkem nižšího budicího tlaku p_L . V důsledku subharmonických oscilací hlasivek⁴, které se na průběhu posouvů v ose x na obr. 4.18 c) projevily jako střídající se šířky otevření, se mohl formant F_2 volněji posouvat po násobcích f_o , čímž se dostal do intervalu naměřeného v [239].

Obecně můžeme napsat, že patologické změny v tkáni SLP projevující se variací jejich mechanických vlastností mají vliv na polohu formantů a plnost hlasu, a ovlivňují proto srozumitelnost samohlásky.



Obr. 4.20. Výkonová spektrální hustota u úst pro samohlásku [i:] s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře: a) při výchozích vlastnostech materiálu hlasivky, b) při sníženém tlumení vrstvy SLP, a c) při zvýšené tuhosti vrstvy SLP. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

⁴Subharmonické oscilace hlasivek, které souvisí se vznikem neceločíselných násobků f_o ve spektru samohlásek, se objevily také u nejméně tlumených variant rovinného modelu, srov. např. s obr. 3.29 na s. 79.

5 Výpočtové modelování a prezentace výsledků: předpětí hlasivek

Kvalitu hlasu dominantně ovlivňují tři parametry [73, 161]: tlak z plic, míra addukce hlasivek a jejich podélné napětí. Přestože jsou tyto parametry většinou nevědomě řízeny mluvcím a jsou na sobě závislé, můžeme zjednodušeně říci, že tlakem z plic ovládáme hlasitost, addukcí drsnost a podélným napětím výšku hlasu. První dva parametry byly v předchozích kapitolách odladěny, poslední mechanismus však v modelu uvažován nebyl.

Lidské hlasivky jsou před začátkem fonace addukovány účinkem hlasivkových chrupavek a současnými pohyby štítné chrupavky jsou napnuty po délce v anteriorně-posteriorním směru [11, 79, 139, 143]. Toto podélné napětí (předpětí) hlasivek je přítomno i během fonace a umožňuje hlasivce kmitat jako struně. Většinu napětí nesou vaz¹ a sval [130, 217], čímž dovolují postup slizniční vlny v poddajné povrchové vrstvě slizničního vaziva [1].

Velikost podélného napětí v hlasivce nebo vazuu v minulosti zjišťovala řada autorů. Van den Berg a Tan [130] určovali podélné napětí ve vazuu na vyoperovaných lidských hrtanech. Modálnímu rejstříku² podle nich odpovídá 10% protažení vazuu při napětí asi 100 kPa.

Skupina kolem doktora Horáčka [131–133] se pokusila zjistit sílu po délce obou hlasivek za jejich současného kmitání. Amplitudy síly v závislosti na průtoku mezi hlasivkami od 0,20 do 0,451 · s⁻¹ vycházely v rozmezí 3 až 8 N. Uvažujeme-li plochu průřezu jedné hlasivky M5 geometrie [99] jako 6,59 · 10⁻⁵ m², dostaneme napětí odpovídající zhruba 20 až 60 kPa.

Na základě Storcka *et al.* [143] zrekonstruoval pohyb chrupavek do fonačního postavení Šíbl [112]. Ten ukázal, že se hlasivky po délce protáhnou asi o 2 mm při maximálním podélném napětí těsně pod hranicí 9 kPa, které se objevuje na rozhraní vazuu a svalu. Realizujeme-li pouze pohyb štítné chrupavky, hlasivky se protáhnou o 5 · 10⁻⁴ mm při maximálním napětí kolem 5 kPa.

Titze [134, 217, 257] připodobňuje hlasivkový vaz k napjaté jednorozměrné struně, která je na obou koncích vetknuta. Při uvažování homogenního izotropního lineárně elastického materiálu³ a malých deformací je možno určit první vlastní frekvenci vazuu ze vztahu

$$f_o = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_s}}, \quad (5.1)$$

kde f_o je první vlastní frekvence vazuu, L je jeho délka, σ podélné napětí a ρ_s jeho hustota [217]. Titze shledal, že pro první vlastní frekvenci je toto přiblížení dostatečné, přestože pro vyšší vlastní frekvence poskytuje neuspokojivé hodnoty [217]. Vyšší vlastní frekvence, které odpovídaly jeho řešení provedenému metodou konečných prvků, získal zahrnutím ohybové tuhosti do vztahu (5.1)⁴. Napětí σ ve vazuu převzali od Mina *et al.* [136] jako 18,3 kPa.

Známe-li první vlastní frekvenci hlasivky z našeho výpočtového modelu, můžeme ze vztahu (5.1) vyjádřit podélné napětí ve vazuu a využít ho při výpočtovém modelování. Vstupní hodnoty můžeme vybrat tak, aby se hlasivky s výchozím materiálem protáhly o 1 mm. Z tohoto důvodu⁵ byla uvažována první vlastní frekvence hlasivek $f_o = 100$ Hz, délka hlasivky $L = 10$ mm a hustota

¹Střední a hluboká vrstva podslizničního vaziva viz obr. 2.5 na s. 27 a tab. 3.1 na s. 41.

²Autoři [130] zjišťovali napětí ve vazuu pro modální, smíšený a *falseto* rejstřík. Pro modální rejstřík je typické napětí pod 10 g · mm⁻² (tedy pod 100 kPa), pro smíšený mezi 10 a 20 g · mm⁻² (tedy mezi 100 až 200 kPa) a pro *falseto* nad 20 g · mm⁻² (tedy nad 200 kPa). Hodnotám 10 a 20 g · mm⁻² odpovídá protažení ligamentu 10 a 20 %. Maximálního napětí 300 g · mm⁻² (3 MPa) pro nejvýše položený hlas při *falsetu* bylo dosaženo při 30 až 50% protažení (souhlasí s [135]). Minimální glotální průtok, který stačil k vybuzení modálního, přechodového a *falseto* rejstříku, byl postupně 0,05, 0,06 a 0,071 · s⁻¹.

³Hookovský materiál se podle [136] dá u vazuu uvažovat asi do 15% přetvoření hlasivek.

⁴Detaily jsou uvedeny v [217].

⁵Vztah s ohybovou tuhostí nebude v odvození uvažován, protože významně snižuje podélné napětí.

$\rho_s = 1040 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ podle tab. 3.4 na s. 43. Při těchto hodnotách obdržíme napětí v hlasivce 4160 Pa. Takový výsledek je v souladu s vlastnostmi výpočtového modelu z několika důvodů: Přetvoření v hlasivce dosahuje maximálně 10 %, pohybujeme se tedy v lineární části materiálu [136], proto můžeme hlasivku modelovat lineárně elastickým materiálem. Hlasivka je protažena do malé míry, což podle [130, 139] odpovídá modálnímu rejstříku, viz část 2.2.1. Podélné napětí v hlasivce je poněkud menší než rozmezí udávané v literatuře v řádech desítek až tisíců kPa, což je ve vhodném poměru k použitému budicímu tlaku p_L ; při nízkém budicím tlaku je totiž k dosažení fonace nutné napnout hlasivky slaběji [1].

Vypočtené napětí bude použito jako okrajová podmínka: hlasivky nezměněných výpočtových modelů, které byly podrobně popsány v kap. 3 a 4, budou nataženy v anteriorně-posteriorním směru tahem p_{pret} o velikosti 4160 Pa.

5.1 Model materiálu hlasivek

V souvislosti s předpětím hlasivek bude v části 5.5 provedena také analýza samobuzeného kmitání. Na udržení oscilací má totiž vliv řada parametrů, mezi nimiž vystupuje i vliv materiálu.

Po rozsáhlém testování se parametry materiálu ustálily na hodnotách uvedených v tab. 5.1. U hlasivkových vrstev byl změněn modul pružnosti a tlumení, Poissonův poměr a hustota zůstaly zachovány podle tab. 3.4 na s. 43. Tuhost epitelu a svalů byly přizpůsobeny podle Kakity *et al.* [135], viz obr. 5.1, aby se přiblížily naměřenému rozpětí. Tlumení epitelu bylo sníženo na variantu 1 podle tab. 3.5 na s. 45. Tlumení⁶ povrchového podslizničního vaziva (SLP) bylo upraveno na variantu 3.

Vrstva	Youngův modul pružnosti E [Pa]	Poissonův poměr μ [-]	Hustota ρ_s [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	Koef. tlumení α [s^{-1}]	Koef. tlumení β [s]
Epitel	50000	0,49	1040	0,5086	0,0002
SLP	2000	0,49	1040	60,3780	0,0006
Vaz	8000	0,49	1040	116,5279	0,0003
Sval	30000	0,40	1040	116,5279	0,0003

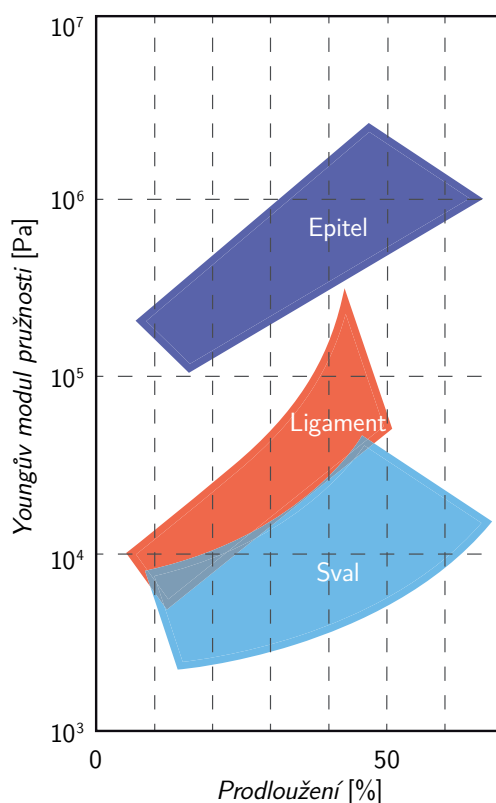
Tab. 5.1. Nové hodnoty parametrů materiálu a tlumení hlasivkových vrstev.

Nové nastavení umožňuje nejen výraznější deformaci celé hlasivky, ale i snazší postup slizniční vlny, tedy převrácení z konvergentního do divergentního tvaru, a tím i lepší výměnu energie mezi prouděním a hlasivkami [23, 53–55]. To má pozitivní vliv na udržení oscilací i na parametry kmitů hlasivek.

5.2 Aplikace předpětí do rovinného modelu

Vzhledem k tomu, že výpočty na prostorovém modelu jsou značně časově nákladné, předpětí bylo aplikováno do našeho rovinného modelu. Pokusy, vnést do rovinného modelu vlastnosti prostorového modelu, už v literatuře proběhly. Cook *et al.* [258] se o to poprvé pokusili vhodnou úpravou parametrů materiálu. Z prostorového modelu je přepočítali na rovinnou formulaci tak, aby zohlednili vliv parametrů kolmých na rovinu jiným způsobem než u rovinné deformace nebo rovinné napjatosti. Později se kolektiv Cooka [259] snažil vytvořit nový hybridní rovinný model,

⁶Tlumení epitelu a SLP bylo změněno na základě osobní rozmluvy s doc. RNDr. Janem G. Švecem, Ph.D. *et. Ph.D.* z března 2019.



Obr. 5.1. Youngův modul pružnosti hlasivkových vrstev v závislosti na jejich prodloužení, převzato z Kakity *et al.* [135] a upraveno.

u něhož předpokládali podmínky rovinné deformace, které aktualizovali tak, že do ní vnesli také smyková napětí kolmá na rovinu. Ukázali, že na rozdíl od obvyčejné rovinné deformace, je jejich model schopný zachytit vliv délky hlasivek a modulu pružnosti ve smyku po této délce.

Rovinný výpočtový model použitý v naší práci je v podmínkách rovinné napjatosti. Přestože frontálnímu řezu uprostřed hlasivek by měl odpovídat stav rovinné deformace, rovinná napjatost zajišťovala pohyby hlasivek, které umožňovaly širší (fyziologičtější) rozevírání *glottis*.

Za předpokladu, že bychom chtěli vnést podélné napětí do rovinného výpočtu, musíme uvažovat stav rovinné deformace. Zavedme proto u následujícího odvození indexování směrů napětí a přetvoření podle tab. 5.2.

Index	1	2	3	4	5	6
Směry souřadného systému v našich modelech	x	y	z	xy	yz	xz

Tab. 5.2. Indexování přetvoření a napětí. Pro souřadný systém prostorové hlasivky viz obr. 4.3 na s. 97.

Kvůli sdruženosti napětí a přetvoření je tenzor napětí σ_j a tenzor přetvoření ε_i symetrický, proto můžeme Hookův zákon psát jako

$$\varepsilon_i = S_{ij}\sigma_j, \quad (5.2)$$

kde S_{ij} je matice poddajnosti materiálu a indexy i, j nabývají hodnot podle tab. 5.2.

Budeme-li uvažovat homogenní izotropní lineárně pružný materiál, bude struktura matic ze vztahu (5.2) obecně vypadat

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & 0 & 0 & 0 \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix}. \quad (5.3)$$

Nyní můžeme složky ε_i rozdělit na ty v rovině xy a mimo ni. Z definice rovinné deformace musí být složky přetvoření mimo rovinu nulové, tedy $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = \varepsilon_6 = 0$. Zavedeme-li tyto podmínky do vztahu (5.3), získáme ze složek mimo rovinu

$$\begin{aligned} \varepsilon_3 = 0 &\Rightarrow \sigma_3 = -\frac{S_{31}\sigma_1 + S_{32}\sigma_2}{S_{33}}, \\ \varepsilon_5 = 0 &\Rightarrow \sigma_5 = 0, \\ \varepsilon_6 = 0 &\Rightarrow \sigma_6 = 0 \end{aligned} \quad (5.4a)$$

a pro složky v rovině

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \left[S_{11} - \frac{S_{13}S_{31}}{S_{33}} \right] \sigma_1 + \left[S_{12} - \frac{S_{13}S_{32}}{S_{33}} \right] \sigma_2, \\ \varepsilon_2 &= \left[S_{21} - \frac{S_{23}S_{31}}{S_{33}} \right] \sigma_1 + \left[S_{22} - \frac{S_{23}S_{32}}{S_{33}} \right] \sigma_2, \\ \varepsilon_4 &= S_{44}\sigma_4. \end{aligned} \quad (5.4b)$$

Členy v hranatých závorkách z (5.4b) mají podobnou strukturu, proto je můžeme obecně zapsat jako

$$S_{ij}^* = \left[S_{ij} - \frac{S_{i3}S_{3j}}{S_{33}} \right], \quad (5.5)$$

čímž obdržíme Hookův zákon pro rovinnou deformaci

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^* & S_{12}^* & 0 \\ S_{21}^* & S_{22}^* & 0 \\ 0 & 0 & S_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_4 \end{bmatrix}. \quad (5.6)$$

V podmínkách rovinné deformace bude tedy možné uvažovat nenulové normálové napětí σ_3 ve směru kolmém na rovinu modelu. Toto napětí je sice podle (5.4a) funkcí napětí σ_1 a σ_2 v rovině, to ale nebrání využití příkazu `INISTATE` z programového systému *ANSYS® Academic Research Mechanical, Release 15.0* [47]. Příkaz umožňuje, aby výpočet startoval z jiného výchozího stavu struktury, než z uvolněné struktury bez napětí a přetvoření [47]. Tato napětí a přetvoření mohou být vnesena do konstitutivního vztahu [260]:

$$\sigma = \mathbf{D}(\varepsilon - \varepsilon_0) + \sigma_0, \quad (5.7)$$

kde σ je napětí v bodě, ε přetvoření v bodě, \mathbf{D} je matice tuhosti materiálu a σ_0 a ε_0 jsou počáteční napětí a přetvoření, která mohou být načtena příkazem `INISTATE`.

Formulace rovinné deformace v důsledku umožní pracovat s napětími a přetvořeními podle tab. 5.3. Znamená to, že pomocí příkazu `INISTATE` budeme moci uvažovat strukturu hlasivek ve výchozím stavu zatíženou nejen napětím σ_3 , ale i napětími σ_1 , σ_2 a σ_4 , čímž vneseme do rovinné hlasivky podmínky nejbližší prostorové hlasivce. Jedinou smykovou složkou⁷ ve výpočtu bude napětí σ_4 .

Index	1	2	3	4	5	6
σ_j	Ano	Ano	Ano	Ano	Ne	Ne
ε_i	Ano	Ano	Ne	Ano	Ne	Ne

Tab. 5.3. Složky napětí a přetvoření v podmínkách rovinné deformace.

Před aplikací příkazu `INISTATE` je nutno zjistit, jaké je napětí v protažených hlasivkách. Z tohoto důvodu byla provedena deformačně-napěťová analýza, při níž byly prostorové hlasivky nataženy v ose z tahem o velikosti $p_{pret} = 4160$ Pa. Na posteriorní plochy byl p_{pret} předepsán jako záporný tlak, anteriorní plochy zůstaly vetknuté. Ostatní okrajové podmínky hlasivek se nezměnily, viz obr. 4.3 na s. 97, s tím, že laterální okraje obou hlasivek byly v ose z uvolněny, aby se hlasivky mohly protáhnout. Při výpočtu byly uvažovány velké deformace.

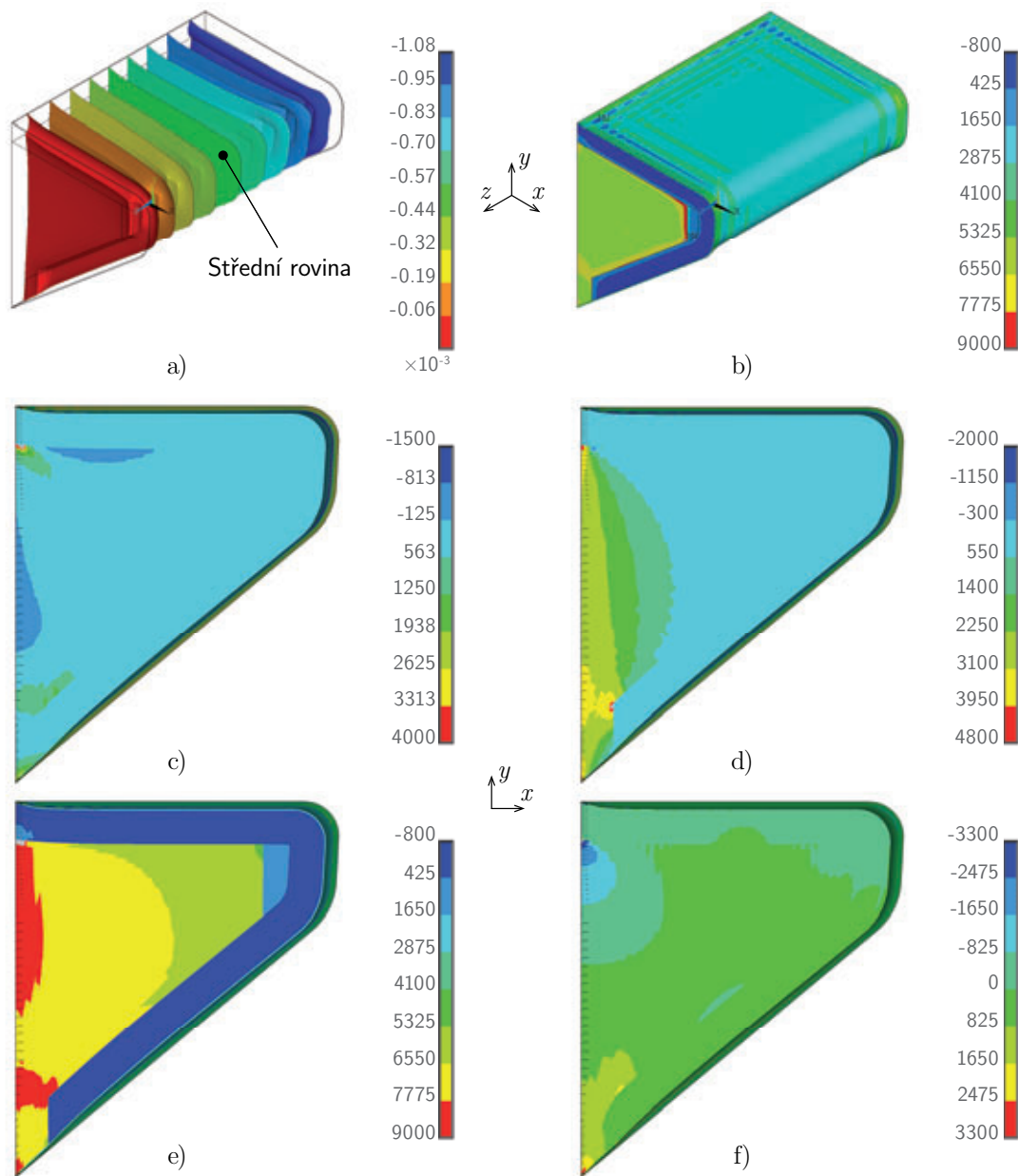
Protažení hlasivek u původního modelu materiálu lehce přesáhlo 1 mm, u nového dosáhlo 2,4 mm; hlasivky se prodloužily z 12 na 13, resp. 14,4 mm. Obě hodnoty podle [112, 130, 217] odpovídají 10–20% protažení hlasivek, které bývá přítomno ve fonačním postavení při modálním rejstříku.

Složky napětí uvedené v tab. 5.3 byly ve střední frontální rovině protaženého prostorového modelu uloženy příkazem `INISTATE, WRITE`. Tento příkaz umožňuje ukládat napětí v integračních bodech elementů (výchozí) nebo v uzlech [47], čehož bylo využito. Nutné je však dbát, aby měly uzly rovinného modelu a uzly prostorového modelu ve střední rovině shodné souřadnice.

Střední frontální rovina prostorové hlasivky zůstala nedeplanovaná a v podmínkách rovinné deformace, viz obr. 5.2 a). Napětí σ_z na obr. 5.2 b) ukazuje maximum na rozhraní vazy a svalu. Napětí σ_x na obr. 5.2 c) vykazuje ve střední rovině rozptyl zhruba od -1500 do 5000 Pa, přičemž na většině plochy zůstává homogenní a drží se kolem 0 Pa. Napětí σ_y na obr. 5.2 d) se pohybuje mezi hodnotami přibližně od 0 do 5000 Pa. Nejvýraznějšího rozpětí dosahuje napětí σ_z na obr. 5.2 e), hodnoty se pohybují od -800 do 9000 Pa. Velikost tohoto napětí je při daném zatížení nejtěsněji vázána na vlastnosti hlasivkových vrstev. Smykové napětí σ_{xy} na obr. 5.2 f) se pohybuje kolem 0 Pa. Napětí pro nový materiál jsou zachycena obdobným způsobem v dodatku E na obr. E.1.

Tato napětí byla příkazem `INISTATE, READ` načtena do rovinných hlasivek na začátku algoritmu, ještě než byly hlasivky addukovány do fonačního postavení. Předepjaté hlasivky ve fonačním postavení jsou na obr. 5.3, nepředepjaté (také při rovinné deformaci) na obr. 5.4. Rozsahy napětí u předepjatých se téměř neliší od střední roviny prostorového modelu, protože addukce ve fonačním postavení je mírná – podle obr. 5.4 addukce posunuje zejména napětí σ_x (obr. 5.4 a)) do tlakové oblasti, ostatní napětí se pohybují okolo 0 Pa. Napětí σ_z (obr. 5.3 c)) se pohybuje pod hranicí 9000 Pa, což odpovídá spíše méně napjaté hlasivce ve fonačním postavení podle [112] a je i v souladu s [132, 133, 217].

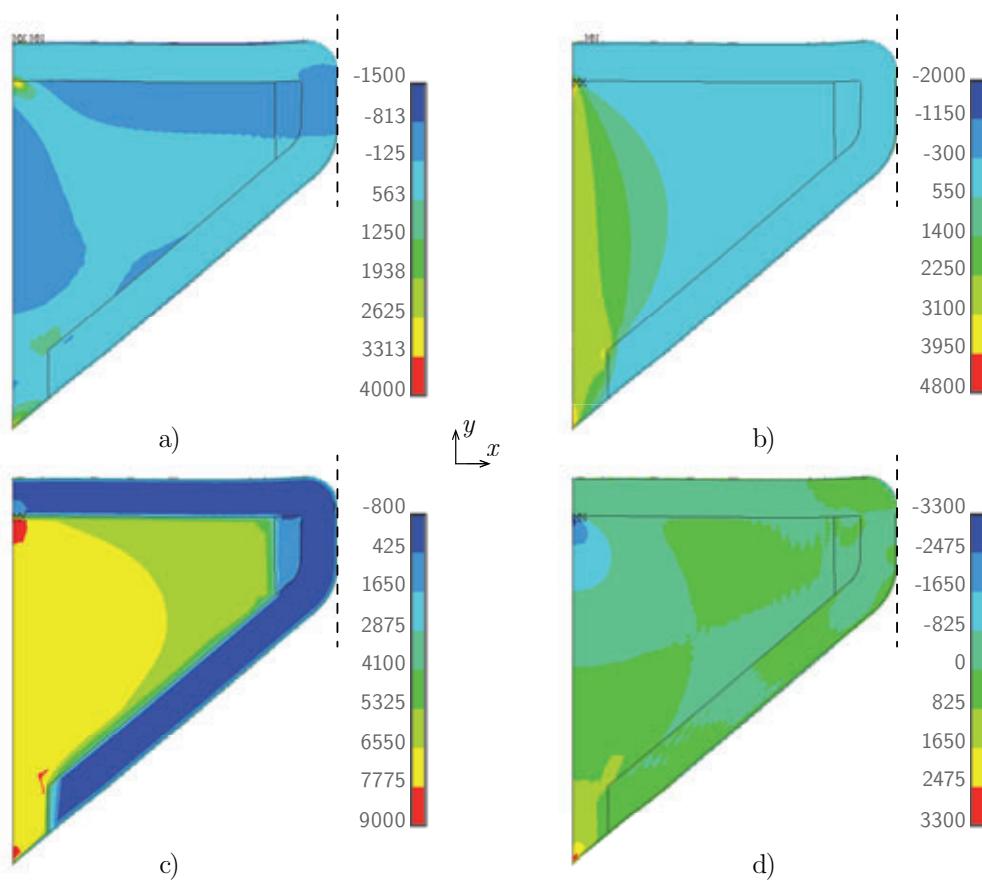
⁷V hybridním modelu Cooka *et al.* [259] byly ve výpočtu mimo to zahrnuty i složky σ_5 a σ_6 , avšak bez uvažování předpětí po délce hlasivky.



Obr. 5.2. a) Posuvy [m] prostorové hlasivky v ose z a b) napětí σ_z . c) Napětí σ_x ve střední rovině, d) napětí σ_y ve střední rovině, e) napětí σ_z ve střední rovině, a f) napětí σ_{xy} ve střední rovině. Uvažován výchozí model materiálu podle tab. 3.4 na s. 43. Napětí [Pa] jsou indexována podle tab. 5.2.

5.3 Vliv předpětí na chování hlasivek

Nejprve bylo nutné vyšetřit, jak ovlivní předpětí vlastnosti hlasivek. Pro srovnání byla jako výchozí vybrána varianta hlasivek s původními parametry materiálu a tlumením podle tab. 3.4 na s. 43. Tato varianta je součástí výchozího nastavení výpočtového modelu se stlačitelným prouděním bez uvažování turbulentního modelu. Aktualizujeme proto označení variant podle tab. 5.4.



Obr. 5.3. a) Napětí σ_x , b) napětí σ_y , c) napětí σ_z , a d) napětí σ_{xy} u rovinného modelu předepjatých hlasivek při fonačním postavení. Čárkovanou čarou je znázorněno místo dotyku s druhou hlasivkou, srov. s obr. 5.2, uvažován výchozí model materiálu podle tab. 3.4 na s. 43. Napětí [Pa] jsou indexována podle tab. 5.2.

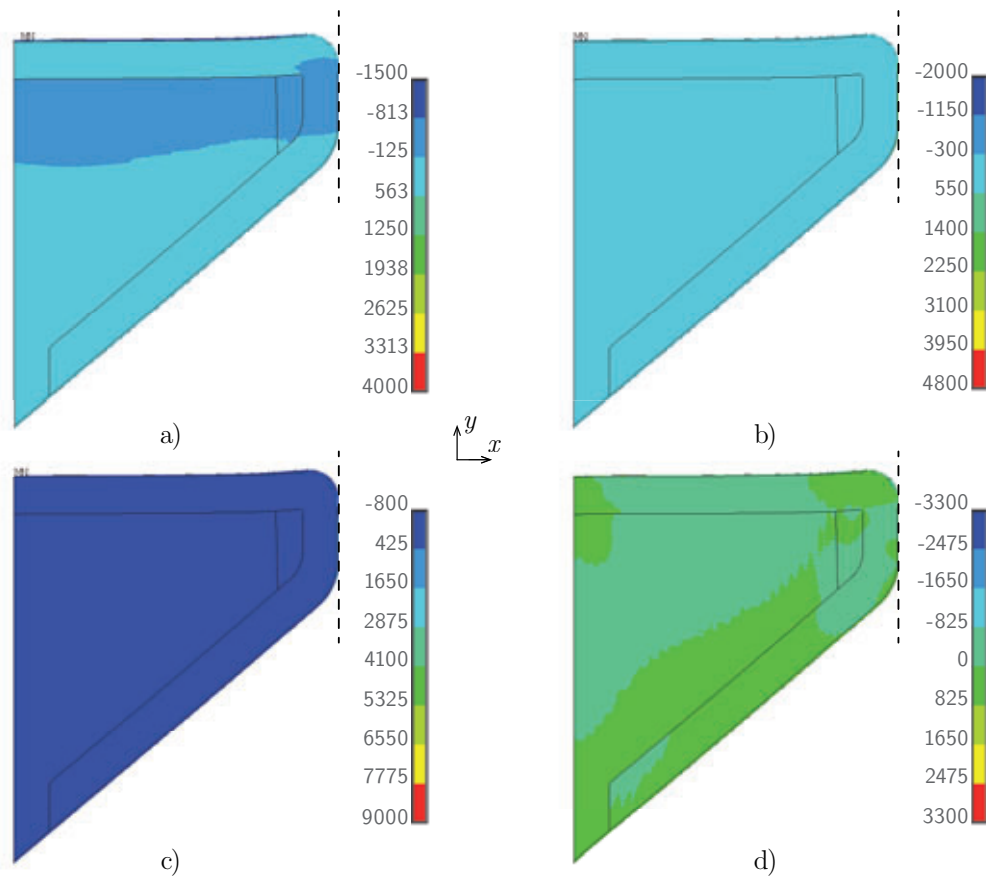
Dimenze D	Předpětí P	Rovinná formulace E/S	Samohláska []	Parametry materiálu M
2D	P0 (vypnuto)	E (rovinná deformace)	[A]	MI (výchozí)
3D	P1 (zapnuto)	S (rovinná napjatost)	[E] [I] [O] [U]	MII (nový)

Tab. 5.4. Klíč k označení výpočtových variant při modelování předepjatých hlasivek.

Podle tohoto klíče můžeme výchozí výpočtovou variantu s původním materiálem zapsat jako C1 T0 [A] POE MI a s novým jako C1 T0 [A] POE MII.

5.3.1 Modální analýza hlasivky

Modální analýza nepředepjatých hlasivek byla provedena jako v části 3.5.1 na s. 57. U hlasivek ale byla uvažována rovinná deformace a byl otestován také nový materiál MII.



Obr. 5.4. a) Napětí σ_x , b) napětí σ_y , c) napětí σ_z , a d) napětí σ_{xy} u rovinného modelu nepředepjatých hlasivek při fonačním postavení. Čárkovanou čarou je znázorněno místo dotyku s druhou hlasivkou, uvažován výchozí model materiálu podle tab. 3.4 na s. 43. Napětí [Pa] jsou indexována podle tab. 5.2.

Modální analýza předepjatých hlasivek proběhla za shodných okrajových podmínek a při stejných parametrech modelu jako u nepředepjatých hlasivek. Před modální analýzou však bylo do hlasivky načteno předpětí, jak bylo popsáno v části 5.2.

Procedura, při níž je provedena nejprve nelineární (v našem případě strukturální) analýza, na základě jejíchž výsledků je provedena lineární (modální), se v prostředí *ANSYS@Academic Research Mechanical, Release 15.0* označuje jako lineární perturbační analýza⁸. Deformace struktury a napětí uložená ze startovací nelineární analýzy v tečné matici tuhosti slouží jako výchozí bod pro následující lineární analýzu [47], předepjatou modální analýzu⁹. Příkazy `PERTURB`, `MODAL` a `SOLVE`, `ELFORM` [47] program regeneruje tečnou matici tuhosti z nelineární strukturální úlohy, aby mohla být v nezměněném stavu použita v modální analýze. Geometrická konfigurace z posledního kroku strukturální úlohy je také zachována.

Bohužel, tento postup odhaluje nedostatky načítání napětí pomocí příkazu `INISTATE`. Příkazem byla totiž načtena pouze napětí, která i při stejných okrajových podmínkách zapříčinila odlišnou deformaci hlasivky, než ke které ve frontálním řezu ve skutečnosti došlo při natahování hlasivky. Přesto se stále jedná o jediný způsob, jímž se dá předpětí simulovat v rovinném modelu.

⁸Lineární perturbační analýza – Linear Perturbation Analysis [47].

⁹Předepjatá modální analýza – Prestressed Modal Analysis [47].

V důsledku odlišné deformace hlasivky se změnilo rozložení její hmoty, což zřejmě zmírnilo očekávané zvýšení vlastních frekvencí. V následujících kapitolách si však ukážeme, že takto modelované předpětí bude mít na frekvenci kmitání hlasivek f_o výrazný vliv a stejně jako na další parametry kmitů i na udržení oscilací hlasivek.

Výsledky z modální analýzy byly v rovinném modelu dominantně ovlivněny uvažováním rovinné deformace, která oproti rovinné napjatosti zvyšuje vlastní frekvence (srov. tab. 3.11 na s. 57 s tab. 5.5). To se dalo očekávat, protože v podmínkách rovinné deformace je podle vztahu (5.4a) hlasivka tužší ve směru kolmém na rovinu.

N -tá vlastní frekvence pro	1.	2.	3.	4.	5.
2D P0E MI [Hz]	74,75	149,35	165,42	197,03	221,03
2D P1E MI [Hz]	74,76	148,59	164,79	195,45	219,40
2D P0E MII [Hz]	59,03	128,01	145,07	192,24	214,62
2D P1E MII [Hz]	59,06	126,71	144,49	191,06	213,23

Tab. 5.5. Rovinný model: prvních pět vlastních frekvencí tlumené hlasivky bez předpětí (P0) a s ním (P1), uvažována rovinná deformace (E) a původní (MI) i nový materiál (MII). Tučně jsou označeny vlastní frekvence, jejichž vlastní tvary se podílí na převrácení z konvergentního do divergentního tvaru.

Předpětí načtené příkazem `INISTATE` mělo na vlastní frekvence rovinné hlasivky vliv velmi slabý. První vlastní frekvenci zvýšilo v řádu setin Hz, vyšší frekvence spíše snížilo v řádu jednotek Hz. Tento jev byl zřejmě způsoben nejen odlišnou deformací oproti protaženým hlasivkám, ale také absencí smykových složek napětí kolmých na rovinu a tím, že předpětí ve srovnání s literaturou [112, 130–134, 217, 257] nebylo vysoké¹⁰.

Vlastní tvary jsou souhrnně uvedeny v dodatku E na obrázcích E.2 a E.3. Výrazněji byly ovlivněny změnou parametrů materiálu než uvažováním předpětí.

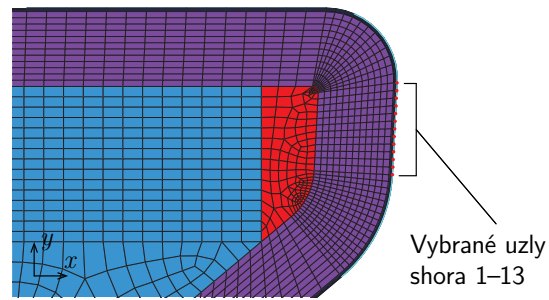
5.3.2 Harmonická analýza hlasivky

Harmonická analýza všech variant byla provedena pro frekvence od 0 do 1000 Hz po kroku 1 Hz. Rovinné hlasivky byly buzeny harmonicky na laterální straně ve směru osy x . Amplituda buzení byla vztažena k šířce hlasivky ve směru osy x . Jako desetina její šířky činila 0,90 mm. Výchylka v závislosti na frekvenci buzení byla vyhodnocována ve 13 vybraných uzlech N na čele hlasivky podle obr. 5.5, aby se dalo ukázat, jaký vliv má předpětí na deformaci *glottis*. Bylo-li do výpočtu zadáno předpětí, bylo načteno příkazem `INISTATE` jako v části 5.2.

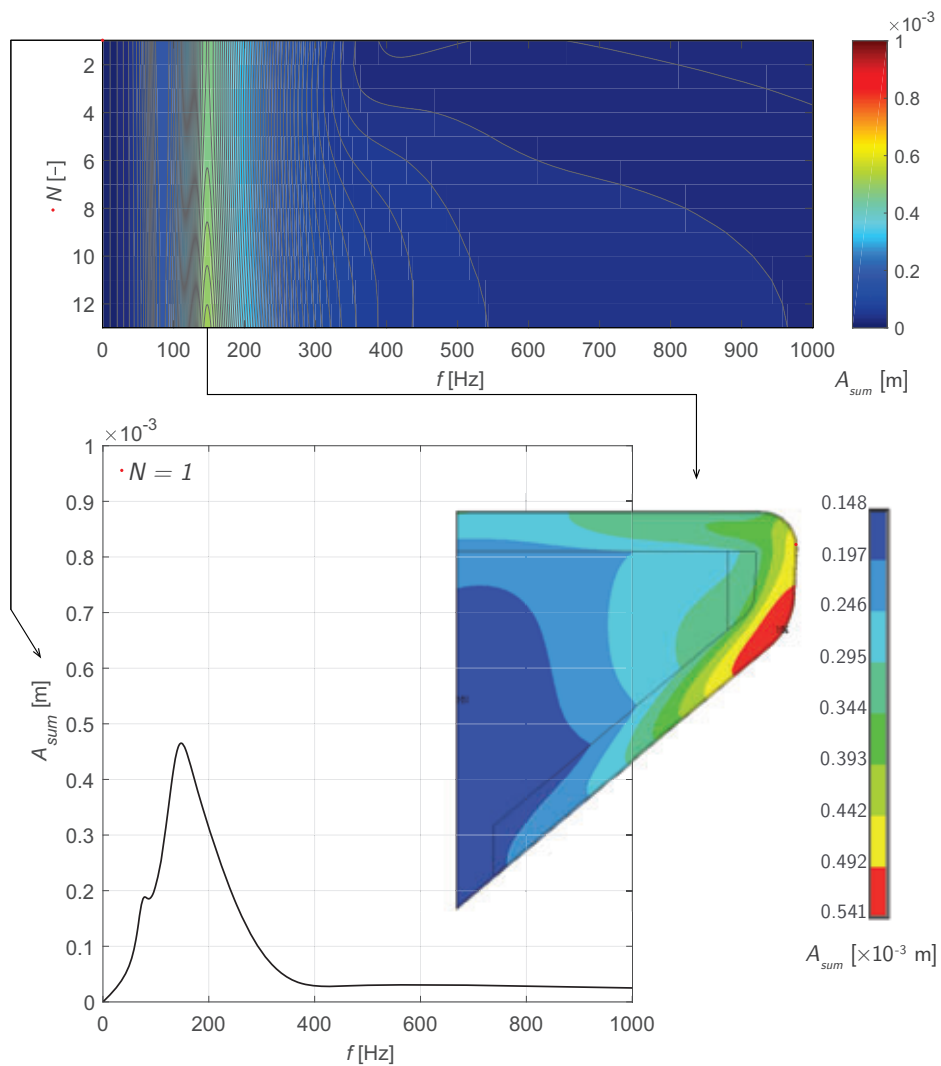
Zaměříme se na výsledky z hlasivek s materiálem MII, u nichž je změna související s uvažováním předpětí výraznější, viz obr. 5.6 a 5.7. Výsledky pro původní materiál MI jsou shrnuty v dodatku E na obrázcích E.4 a E.5.

U všech výpočtových variant se bez výjimky objevuje jedno dominantní maximum výchylek na čele hlasivky mezi 140 a 200 Hz, viz obr. 5.6 a 5.7 a E.4 a E.5. Maximální výchylka se pohybuje mezi 0,4 a 0,7 mm. Za touto špičkou zůstává charakteristika plochá, takže hlasivka kmitá při běžných řečových frekvencích (mezi 100 a 300 Hz [12, 128]) v rezonančním módu. Maximální výchylka se objevuje vždy na čele hlasivky, na spodní hraně. Tento jev zřejmě souvisí s efektivní výměnou energie mezi kmitající hlasivkou a prouděním tak, jak ji popsali v [23, 53–55], protože čelo hlasivky, které se převrací z konvergentního do divergentního tvaru, kmitá v rezonančním

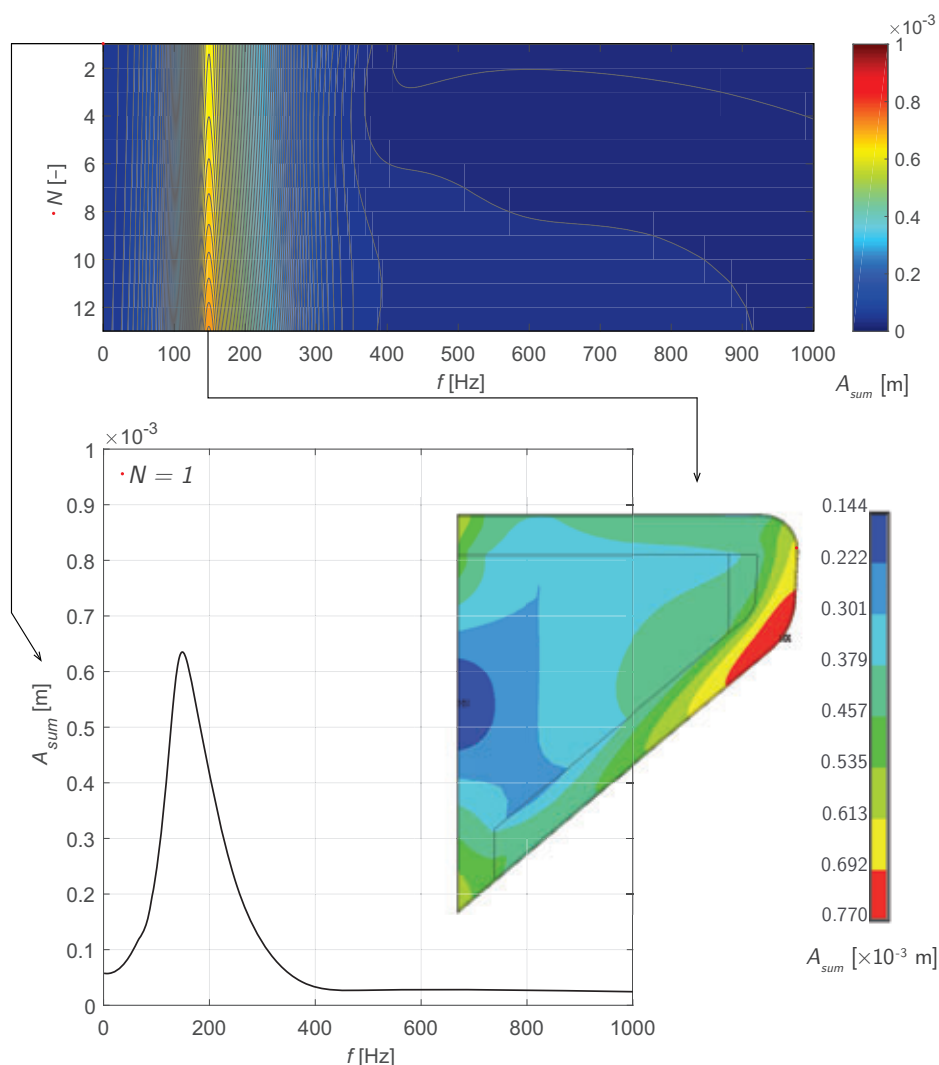
¹⁰Napětí σ_x , σ_y a σ_{xy} se na většině střední plochy hlasivky drží kolem 0 Pa, napětí σ_z se pohybuje od -800 do 9000 Pa.



Obr. 5.5. Uzly, v nichž je vyhodnocována výchylka u rovinného modelu.



Obr. 5.6. Varianta 2D POE MII. Nahoře: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] ve vybraných uzlech N podle obr. 5.5, vlevo: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] v uzlu 1, vpravo: celkové posuvy hlasivky [m] při dosažení maximální amplitudy výchylky.



Obr. 5.7. Varianta 2D P1E MII. Nahoře: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] ve vybraných uzlech N podle obr. 5.5, vlevo: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] v uzlu 1, vpravo: celkové posuvy hlasivky [m] při dosažení maximální amplitudy výchylky.

režimu nejsnadněji. S tím souhlasí i to, že, na rozdíl od prostorového, přechází rovinný model snadněji do divergentního tvaru, srov. např. obr. 3.34f) na s. 86 s obr. 4.14 (4) na s. 108. Se zvyšováním budicí frekvence nad 400 Hz kmitá u všech modelů s vyšší amplitudou jedna hrana čela hlasivky, což se zřejmě projevuje ve *false*to rejstříku [139, 144].

Tyto charakteristiky byly společné pro všechny varianty modelu. Sledované jednotlivosti však ovlivňuje použitý materiál i předpětí.

Změna parametrů materiálu z MI na MII obecně snižovala frekvenci maximální amplitudy v desítkách Hz podobně, jako snižovala druhou vlastní frekvenci v části 5.3.1.

Předpětí posouvalo frekvenci maximální amplitudy v jednotkách Hz a navíc ji zesilovalo, což bude mít, jak se ukáže v části 5.5, pozitivní vliv na udržení oscilací hlasivek. Zapříčinilo, že měla hlasivka tendence kmitat více jako celek, protože jeho aplikace do určité míry vyrovnala rozdíly v tuhosti hlasivkových vrstev. U nepředepjatých modelů se největší deformace objevovaly

v nejpoddajnějších svrchních vrstvách, kdežto tužší sval se deformoval méně, srov. obr. 5.6 a 5.7 anebo E.4 a E.5 .

V nepředepjatém rovinném modelu se vedle dominantního maxima amplitudy objevovalo i nižší lokální maximum zhruba na poloviční frekvenci. To je viditelné na obrázcích 5.6 a E.4. Toto maximum bylo předpětím zcela utlumené, viz obr. 5.7 a E.5, zřejmě v důsledku zesílení dominantního maxima.

5.4 Vliv předpětí na české samohlásky

Podélné napětí v hlasívkách by mělo dominantně ovlivňovat výšku hlasu, tedy oscilační frekvenci hlasivek f_o [1, 73, 161]. Toto napětí bývá v lidském těle vyvozeno rovnovážnou polohou dvou svalů [1, 161, 261, 262]: párovým vnějším napínačem (CT svalem, viz obr. 2.6 na s. 28) a hlasivkovým svalem (TA svalem, viz obr. 2.5 na s. 27).

CT sval přitahuje štítnou chrupavku, která se zároveň vysunuje ventrálním směrem, k prstencové. Tím hlasivky protahuje (napíná) po délce, proto se jedná o pasivní složku podélného napětí. TA sval, který tvoří nejhlubší vrstvu hlasivek, působí opačně a k napětí vyvozenému pohybem chrupavek přidává ještě aktivní napětí v hlasivkové tkáni. Nedávné měření Smitha *et al.* [161] mimo to ukazuje, že CT sval ovlivňuje f_o při vysokém stupni aktivace, kdežto TA sval, třebaže mírněji, ovlivňuje f_o už při slabé aktivaci. V našich výpočtových modelech je uvažován pouze účinek CT svalu, tedy pasivní složka napětí bez vnitřní svalové aktivace.

Mezi všemi výpočtovými variantami byly vybrány k analýze pouze ty s konstantním tlumením DAMPD podle tab. 3.17 a s novým materiálem MII podle tab. 5.1, protože při kombinaci rovinného přetvoření a původního materiálu se při daných okrajových podmínkách hlasivky neotevřely.

Výpočtová varianta	W_g^{max}					f_o [Hz]
	[mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	
2D C1 TO [A] POE MII	0,30	0,33	0,68	0,14	1,36	125
2D C1 TO [E] POE MII	0,35	0,40	0,60	0,14	1,75	120
2D C1 TO [I] POE MII	0,34	0,38	0,62	0,15	1,58	122
2D C1 TO [O] POE MII	0,32	0,35	0,65	0,17	1,08	130
2D C1 TO [U] POE MII	0,32	0,36	0,64	0,17	1,15	128
2D C1 TO [A] P1E MII	0,36	0,39	0,61	0,18	1,15	139
2D C1 TO [E] P1E MII	0,36	0,42	0,58	0,26	0,59	154
2D C1 TO [I] P1E MII	0,43	0,44	0,56	0,19	1,33	125
2D C1 TO [O] P1E MII	0,38	0,38	0,62	0,18	1,07	130
2D C1 TO [U] P1E MII	0,40	0,41	0,59	0,22	0,87	135

Tab. 5.6. Parametry kmitů rovinných hlasivek s tuhostí $E_{SLP} = 2000$ Pa pro všechny samohlásky, stlačitelné proudění (C1) bez modelu turbulence (T0), pro nový materiál (MII) bez předpětí (POE) a s ním (P1E).

Předpokládané zvýšení oscilační frekvence f_o lze sledovat v tabulkách 5.6 a 5.7. Až na samohlásku [o:] došlo u všech variant ke zvýšení oscilační frekvence f_o . U samohlásky [o:] zůstala frekvence nezměněná. Všem variantám se při aplikaci předpětí zvětšila maximální šířka otevření *glottis* W_g^{max} , prodloužil koeficient otevření OQ i koeficient uzavírání CIQ. Rychlostní koeficient

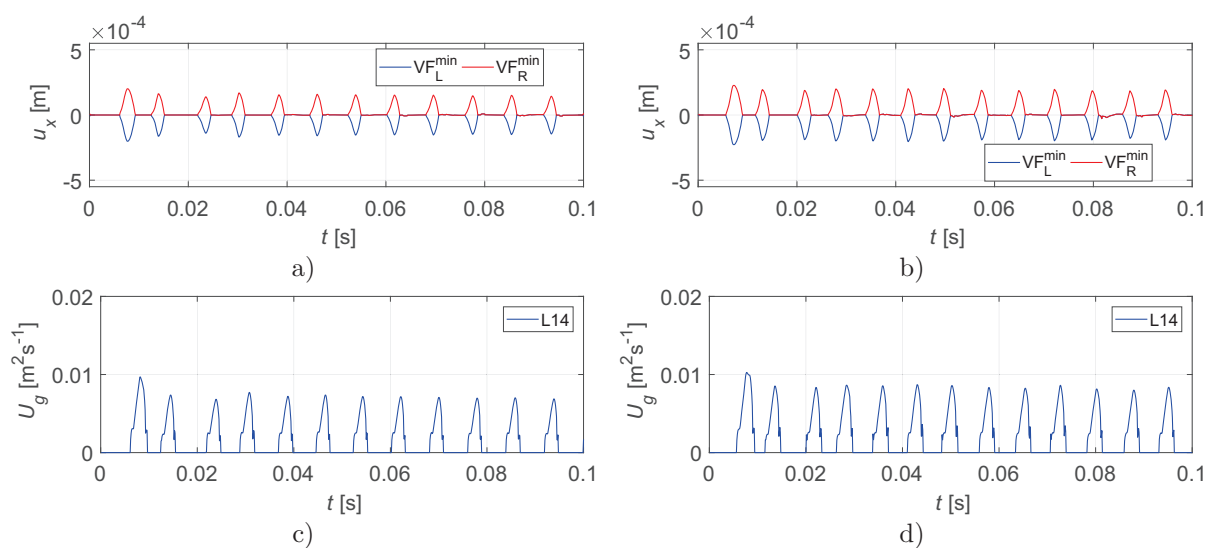
Výpočtová varianta	W_g^{max}	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
	[mm]						
2D C0 T0 [A] POE MII	0,29	0,30	0,70	0,14	1,18	0,08	125
2D C0 T0 [A] P1E MII	0,34	0,36	0,64	0,18	1,00	0,00	139
2D C1 T1 [A] POE MII	0,29	0,33	0,68	0,14	1,36	0,15	125
2D C1 T1 [A] P1E MII	0,36	0,36	0,64	0,16	1,25	0,11	132

Tab. 5.7. Parametry kmitů rovinných hlasivek s tuhostí $E_{SLP} = 2000$ Pa pro samohlásku [a:], nestlačitelné proudění (C0) bez modelu turbulence (T0) a stlačitelné proudění (C1) s modelem turbulence (T1), pro nový materiál (MII) bez předpětí (POE) a s ním (P1E).

SQ a rychlostní index SI se zmenšily, což u většiny samohlásek znamenalo posun k symetričtějším kmitům.

Tyto jevy lze sledovat i na obr. 5.8. U hlasivek s předpětím je na první pohled patrné zvětšení W_g^{max} , srov. obr. 5.8 b) s a). Srovnání těchto dvou obrázků také ukazuje, že zvětšení koeficientu OQ je spíše důsledkem zkrácení fáze uzavření než prodloužením doby otevření. Kratší fáze uzavření způsobila i zvýšení oscilační frekvence f_o , kterou můžeme ověřit počtem period. Širší otevírání *glottis* W_g^{max} u hlasivek s předpětím zvětšilo průtok mezi nimi, srov. obr. 5.8 d) s c).

Vliv předpětí se dá demonstrovat i na zvucích samohlásek, které jsou uloženy na příloženém CD (viz přílohu F). Zvýšení frekvence je totiž patrné i poslechem.



Obr. 5.8. Posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery (u_x), varianta 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD: a) POE, b) P1E. Glotální průtok (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14), varianta 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD: c) POE, a d) P1E.

5.5 Analýza samobuzeného kmitání

Přestože se v závěrečných periodáchjevilo kmitání hlasivek při fluidně-strukturně-akustické interakci jako přibližně ustálené (viz např. obr. 3.33 na s. 85), zaměřili jsme se i na dlouhodobější výpočty, aby bylo možné analyzovat, jak vypadá oscilace hlasivek delší než 0,1 s.

Pro tyto účely byly upraveny modely z předchozích kapitol. Ty dříve dovolovaly pouze výpočet o délce 1000 kroků kvůli zápisu výsledkových souborů.

Modul *ANSYS@FLOTRANTM* v kombinaci se strukturálním výpočtem neumožňoval řízení jejich zápisu, proto musely být soubory mazány externě z příkazového řádku systému. Tento, byť komplikovaný, způsob se ukázal být funkční pro řešení neomezeného množství kroků. Z důvodů časové náročnosti však byl využit pouze u rovinného modelu.

V první řadě byl spuštěn model ve výchozím nastavení z kap.3, tedy varianta 2D C1 TO [A] POS MI, jejíž výsledky jsou na obr.E.6 v dodatku E na s.180. Tato varianta sice pokračuje v kmitání i po 0,1s, to se ale v čase 0,2s zastaví. V závěrečných čtyřech periodách mezi 0,15 a 0,2s se začne ustalovat maximální šířka otevření *glottis* W_g^{max} , EGG signál i průběhy tlaků a glotálního průtoku U_g , ale oscilační frekvence hlasivek f_o klesat nepřestane, viz např. obr.E.6 a). To vede k postupnému zastavení kmitání. Protože se zvolna snižuje frekvence f_o , hlasivky s použitými parametry zřejmě při vybraných okrajových podmínkách nemají dostatek energie k udržení oscilací.

Zásadním projevem, který upozorňuje na zastavení kmitání, je prodlužování fáze uzavření hlasivek FU za současného snižování koeficientu uzavírání CIQ . To lze pozorovat na obr.E.6 a v tabulkách 5.8 a 5.9 na koeficientu CIQ (a potažmo na koeficientu uzavření CQ) a klesající f_o , srovnáme-li odpovídající varianty.

	Výpočtová varianta	W_g^{max}	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
		[mm]						
950 kroků	2D C1 TO [A] POS MI	0,39	0,24	0,76	0,09	1,71	0,26	125
	2D C1 TO [A] POE MII	0,29	0,33	0,67	0,13	1,60	0,23	127
	2D C1 TO [A] P1E MII	0,39	0,38	0,62	0,18	1,07	0,03	130

Tab. 5.8. Parametry kmitů hlasivek obdržené ze dvou period blízko 0,09s podle obrázku E.6 a), 5.9 a) a 5.10 a), postupně.

	Výpočtová varianta	W_g^{max}	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
		[mm]						
	2D C1 TO [A] POS MI	0,35	0,12	0,88	0,04	1,83	0,29	70
	2D C1 TO [A] POE MII	0,23	0,17	0,83	0,07	1,56	0,22	76
	2D C1 TO [A] P1E MII	0,24	0,20	0,80	0,08	1,67	0,25	84

Tab. 5.9. Parametry kmitů hlasivek obdržené ze dvou závěrečných period podle obrázku E.6 a), 5.9 a) a 5.10 a), postupně.

Postupnými úpravami výpočtového modelu se ukázalo, že kladný vliv na pravidelnost a udržení oscilací má formulace rovinného přetvoření v kombinaci s novým materiálem MII a aplikace předpětí, čímž se doba oscilací prodlouží více než 3×.

Dokmitávání u variant s materiálem MII a rovinným přetvořením (varianty POE MII a P1E MII) lze pozorovat na obrázcích 5.9 a 5.10 a v detailu na obr.5.11. V tabulkách 5.8 a 5.9 jsou srovnány odpovídající výpočtové varianty, u nichž jsou parametry kmitu vyhodnoceny ve standardním čase blízko 0,09s (tab. 5.8) a z některé ze závěrečných period (tab. 5.9).

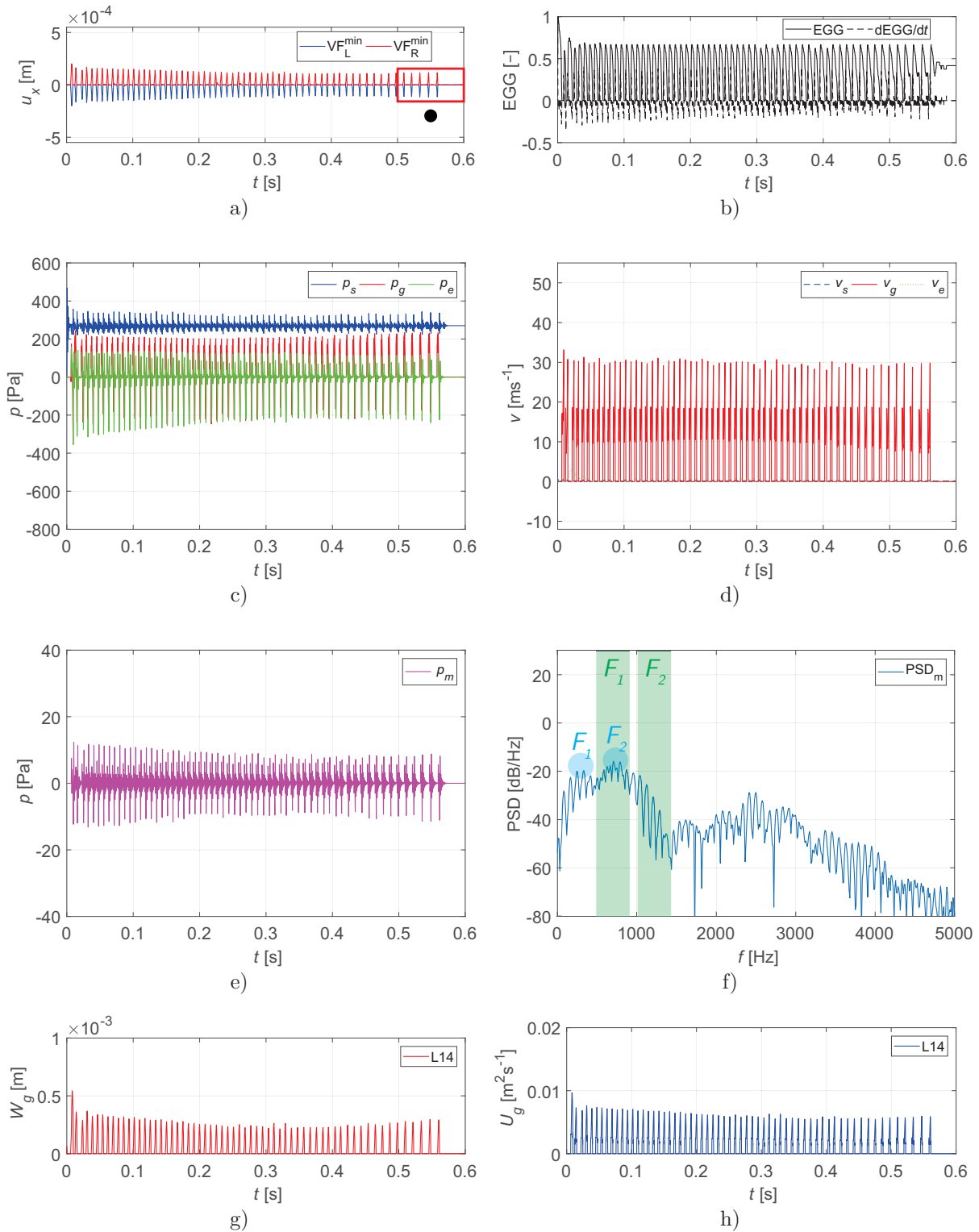
Delší doba kmitání u výpočtových variant P0E MII a P1E MII odhalila některé další jevy související s dokmitáváním. Mimo prodlužování FU pozorovatelného na obr. 5.11, zkracování CIQ a snižování f_o zde od 0,31 s u varianty bez předpětí (a od 0,41 s u varianty s ním) dochází ke zvětšování šířky *glottis* W_g , viz obr. 5.9 g) a 5.10 g). Tento jev souvisí se zvyšováním tlaku těsně pod hlasívkami pozorovatelným na průběhu glotálního tlaku p_g na obr. 5.9 c) a 5.10 c), které vzniká jako důsledek prodlužování FU. Při prodlužování FU dochází u závěrečných period k problémům s otevíráním hlasivek, což se na průběhu EGG projeví jako zub zhruba v polovině fáze otevírání FO', viz obr. 5.9 b). Na obr. 5.10 b) ještě není zub značící pozastavení otevírání plně rozvinutý.

Stejně tendence ukazují i tab. 5.8 a 5.9. Srovnáním výsledků z varianty P0E MII, ale i P1E MII vidíme, že roste CQ a klesá CIQ a f_o .

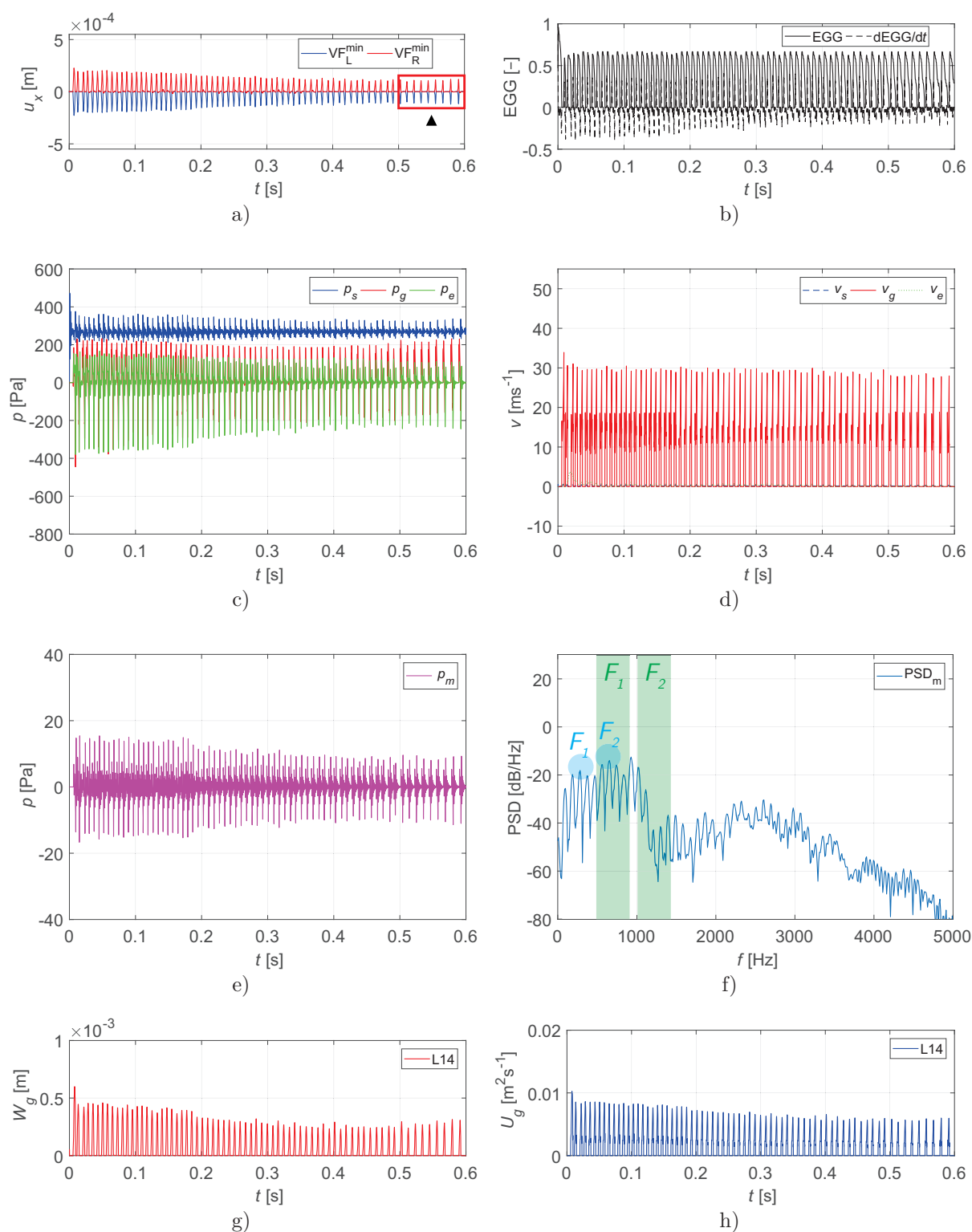
Žádný z těchto jevů se bohužel při zachování budicího tlaku $p_L = 270$ Pa nepodařilo odstranit, třebaže se významně prodloužila doba kmitání hlasivek¹¹. I přesto, že rovinný výpočtový model v současné verzi zřejmě po 0,6 s dokmitá, viz obr. 5.10, většina jeho výsledků z nových výpočtových variant souhlasí s normální nebo tišší fonací, změnou hlasu v důsledku postižení Reinkeho edémem nebo s výsledky z nelineární interakce mezi akustikou a ostatními prostředními podle Titzeho [9, 10].

Studium jevů provázejících dokmitání bylo stěžejní z hlediska analýzy výsledků prostorového modelu. Prostorový model naopak nemá, i při budicím tlaku $p_L = 165$ Pa, problém samobuzené oscilace reprodukovat, viz např. obr. 4.12 na s. 106. Oscilace hlasivek jsou v jeho případě stabilní od 0,05 s, jejich detail je na obr. 5.12. Frekvence oscilací f_o neklesá, což byl u rovinného modelu dominantní průvodní jev postupného utlumení kmitání, srov. např. s obr. 5.11. Na udržení stabilních oscilací má tedy vliv nejen převrácení z konvergentního do divergentního tvaru hlasivek, ale i přítomnost jejich podélného rozměru.

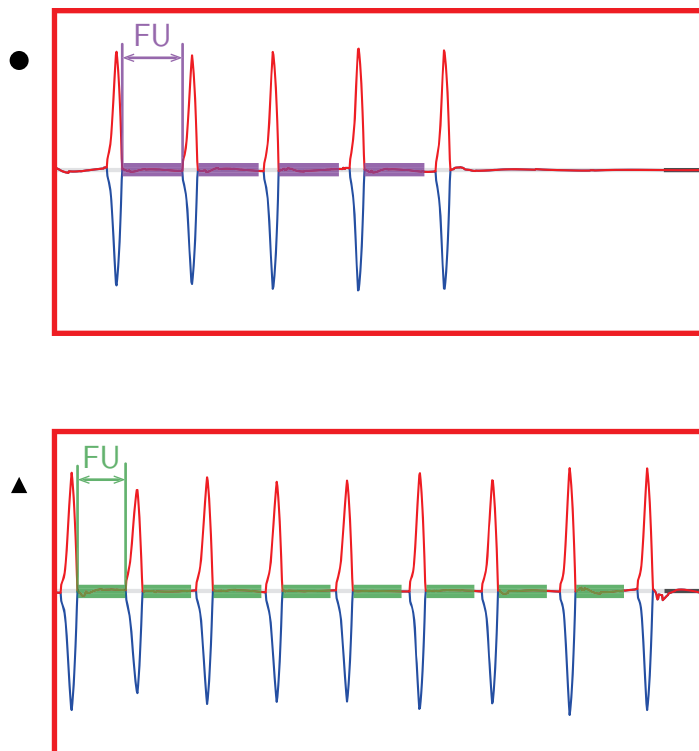
¹¹Při budicím tlaku $p_L = 270$ Pa docházelo k takové deformaci fluidní sítě, že nepomohla ani úprava sítě nebo zkrácení výpočetního kroku. Systém ANSYS® FLOTRAN™ sice disponuje několika algoritmy pro přesítování (remeshing), ty ale nebylo možné použít v kombinaci s deformací fluidní sítě závislé na deformaci struktury. Jediné řešení, které umožnilo použít vyšší budicí tlak, byla hrubší fluidní síť. Hrubší síť však nesplňovala kriteria na ni kladená, proto byl vývoj modelu pozastaven. V současnosti už je vytvořen zcela nový parametrický model v prostředí ANSYS® Workbench™. Ten využívá modul *System Coupling*, který řídí výměnu okrajových podmínek mezi strukturním řešičem a fluidním výpočtem v programu ANSYS® FLUENT®. Proudění je modelováno pomocí nestlačitelných Navier-Stokesových rovnic (včetně SST modelu turbulencí) a k řešení akustiky je použita FWH metoda (více o metodě v části 2.1.2). Před výpočtem jsou hlasivky addukovány a při něm se dostávají do kontaktu, během něhož je odděleno i proudění. Výpočet funguje ve značném rozsahu okrajových podmínek a při budicím tlaku 1000 Pa, který do této hodnoty v prvních krocích lineárně roste (tzv. soft onset), dává slibné výsledky. Ty souhlasí s fyziologickými, jak je popisuje Titze [1] na s. *ix*. APDL skript, který pro tento model generuje parametrickou geometrii a škálovatelnou síť, je uložen na CD.



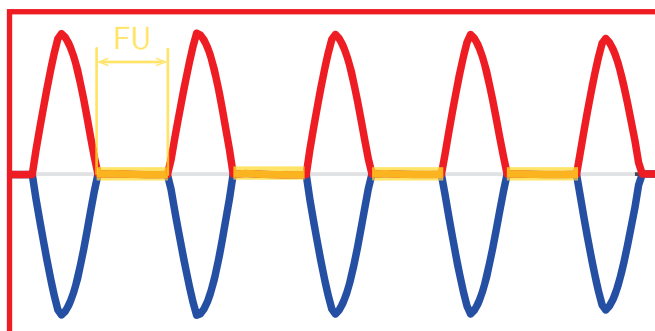
Obr. 5.9. Typické výsledky z varianty 2D C1 T0 [A] POE MII: a) posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery (u_x), b) EGG signál a jeho časová derivace, c) průběh subglotického (p_s), glotálního (p_g) a epilaryngeálního (p_e) tlaku, d) průběh subglotické (v_s), glotální (v_g) a epilaryngeální (v_e) rychlosti proudění, e) průběh tlaku u úst (p_m), f) výkonová spektrální hustota u úst, g) průběh šířky *glottis* (W_g) a h) glotálního průtoku (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14) podle obr. 3.8 na s. 55. Detail z grafu a) je na obr. 5.11.



Obr. 5.10. Typické výsledky z varianty 2D C1 T0 [A] P1E MII: a) posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery (u_x), b) EGG signál a jeho časová derivace, c) průběh subglotického (p_s), glotálního (p_g) a epilaryngeálního (p_e) tlaku, d) průběh subglotické (v_s), glotální (v_g) a epilaryngeální (v_e) rychlosti proudění, e) průběh tlaku u úst (p_m), f) výkonová spektrální hustota u úst, g) průběh šířky *glottis* (W_g) a h) glotálního průtoku (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14) podle obr. 3.8 na s. 55. Detail z grafu a) je na obr. 5.11.



Obr. 5.11. Detail na posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery v čase 0,5 až 0,6 s. Nahoře: varianta 2D C1 T0 [A] POE MII z obr. 5.9 a), dole: varianta 2D C1 T0 [A] P1E MII z obr. 5.10 a). Na detailech je znázorněna prodlužující se fáze uzavření FU podle obr. 2.17 na s. 38.



Obr. 5.12. Detail na závěrečných pět period posuvů čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery z obr. 4.12 d) na s. 106, varianta 3D C1 T0 [0] P0. Na detailech je znázorněna fáze uzavření FU podle obr. 2.17 na s. 38.

6 Závěr

V disertační práci jsou na současné úrovni zpracovány poznatky o tvorbě lidského hlasu, které vychází z aktuálně uznávané myoelasto-aerodynamické teorie fonace [11, 12] a ze zkušeností na Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky.

Lidská fonace se modeluje jako obousměrná interakce mezi kmitajícími hlasivkami, vzduchem proudícím z plic do vokálního traktu a akustickými vlnami, které se šíří nejen ven z úst, ale odráží se i zpět do vokálního traktu a průdušnice. S tak komplikovanou úlohou se autoři po celém světě vyrovnávají různě. Za účelem snížení výpočetních nároků a úspory výpočetního času i za cenu, že zanedbají některou z interakcí, využívají například nestlačitelné Navier-Stokesovy rovnice pro proudění nebo rovinnou formulaci úlohy.

Podle recentní literatury by kromě fluidně-strukturálně-akustické interakce měl výpočtový model obsahovat převrácení hlasivek z konvergentního do divergentního tvaru jako podmínku zachování samobuzených oscilací [23, 53–55]. Samobuzené oscilace souvisí s kvalitou přenosu energie mezi prouděním a hlasivkami, kterou zlepšuje také přítomnost ventrikulárních řas a odklánění vzdušného proudu v důsledku vírů nad hlasivkami. Mezi hlasivkami by mělo docházet k oddělování proudění kvůli kontaktu hlasivek. Po oddělení hlasivek by se měla po jejich povrchu volně šířit slizniční vlna, jejíž nepřítomnost může odkazovat na hlasivkovou patologii.

Povahu zvuku generovaného hlasivkami potom dominantně určují tři parametry: velikost tlaku z plic, který ovládá hlasitost, podélné napětí v hlasivce určující výšku hlasu a míra addukce hlasivek, která ovlivňuje hlas na stupnici dyšný-normální-drsný. Tyto parametry jsou vzájemně svázané a většinou ovládány spontánně mluvčím. Při zvýšení tlaku z plic je pro udržení normálního hlasu nutno například silněji napnout hlasivky.

Výpočtové modely na Ústavu mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky umožňovaly, třebaže v omezené míře, změnu všech podstatných parametrů a zahrnovaly zmíněné jevy až na podélné napětí v hlasivkách. Tento jev byl do modelů přidán stejně jako buzení tlakem z plic, SST turbulentní model nebo geometrie vokálních traktů pro všechny české samohlásky. S tím souviselo mírné zjemnění výpočetní sítě a zajištění její škálovatelnosti.

Většina jevů byla studována na rovinném modelu. Výsledky z něho ukázaly, že při některých kombinacích zmíněných parametrů se dá modelovat nejen hrudní rejstřík, ale i *falsetto*. Při normálním hlasu kmitaly hlasivky blízko rezonančnímu módu a převracely se z konvergentního do divergentního tvaru, byť bez výrazné slizniční vlny. Přestože slizniční vlna nebyla výrazná, její rychlost spadala do rozmezí fyziologických hodnot. Mezi fyziologické hodnoty se po ladění modelu dostaly i parametry kmitů hlasivek, jako například koeficient otevření OQ .

Díky interakci mezi všemi prostředními se kromě frekvenčních posuvů formantů ve spektru samohlásky objevily také špičky na neceločíselných násobcích oscilační frekvence hlasivek. Jejich nepřítomnost potom u simulace Reinkeho edému poukazovala na mdlost nebo zhrubnutí hlasu, protože bez edému se tyto špičky objevovaly na nejsouzvučnějším hudebním intervalu – čisté kvintě. Stejný jev provázal také výsledky z prostorového modelu.

Existence těchto špiček a subharmonických oscilací hlasivek a srovnání výsledků pro stlačitelné a nestlačitelné proudění u všech samohlásek ukázaly, že při modelování je podstatná interakce mezi akustickými vlnami a ostatními doménami. U některých samohlásek je tato interakce silnější (například u [i:], u jiných slabší (například u [a:]), jak potvrzují současné výzkumy [9, 10].

S aktuálními výzkumy [63–65, 247] souhlasilo také odklánění vzdušného proudu nad hlasivkami, které je spojeno s interakcí mezi prouděním a kmitáním hlasivek. Odklánění proudu se zdálo být způsobeno spíše protékáním mezi asymetrickými víry než Coandovým efektem [66].

Rovinný model s sebou nesl i problémy, z nichž některé nebyly odstraněny a díky nimž byl jeho vývoj odložen. Jednalo se zejména o budicí tlak, jehož nízká hodnota musela být použita kvůli problémům s konvergencí (více v poslední poznámce pod čarou v závěrečné části 5.5). Z toho důvodu bylo možno modelovat pouze tišší fonaci, které byly přizpůsobeny i ostatní parametry.

Na prostorovém modelu byly poprvé simulovány všechny české samohlásky. Ukázalo se, že výsledky si s rovinným modelem odpovídají a i u něho je přítomna výrazná interakce mezi akustikou a ostatními fyzikálními doménami, zejména pro určité samohlásky. Přestože jejich formanty spíše neodpovídaly aktuálnímu měření [239], jejich zvuk zněl přirozeněji než ten obdržený z rovinného modelu (zvuky jsou uloženy na přiloženém CD, více v příloze F). Simulované formanty ze všech našich výpočtů lépe souhlasily s měřením, které bylo provedeno při snímání geometrie, jež byla použita v našich modelech [195].

Kvůli výpočtové náročnosti prostorového modelu proběhl pokus o aplikaci podélného napětí (předpětí) do hlasivek rovinného modelu. Předpětí bylo naladěno pro podmínky tišší fonace a reprezentovalo pouze pasivní složku napětí, která bývá vyvozena pohybem štítné chrupavky. Tišší fonaci totiž odpovídá slabší aktivace CT svalu, který pohyb štítné chrupavky ovládá [161]. Výsledky z rovinných modelů při aplikaci předpětí skutečně ukázaly zvýšení oscilační frekvence, které lze zkontrolovat poslechem zvuků na přiloženém CD.

V rámci modelování předpětí byly přeladěny parametry materiálu hlasivek tak, aby hlasivky umožňovaly co nejsnazší postup slizniční vlny, a tedy co nejpřirozenější deformaci hlasivek. Tím byly některé nové výsledky posunuty do fyziologických hodnot.

Mimo kladného vlivu na výsledky byl nový materiál zásadní pro udržení oscilací hlasivek. Při závěrečných výpočtech k disertační práci se totiž podařilo upravit výpočtové modely způsobem, který dovolil řešení o neomezeném množství kroků, čímž bylo možno napočítat fonaci delší než 0,1 s. Dlouhodobé výpočty na rovinném modelu ale ukázaly, že při použitých okrajových podmínkách se kmitání hlasivek v určitém čase utlumí. Tento problém nebylo možné u rovinného modelu odstranit, třebaže se aplikací nového materiálu, předpětí a úprav v algoritmu podařilo délku oscilací více než třikrát prodloužit.

Postupné utlumení kmitání provázelo vždy prodlužování doby uzavření a zvětšování maximálního otevření *glottis* v každé následující periodě. U prostorového modelu se žádný z těchto jevů neobjevil; jeho periody se ustálily po několika prvních kmitcích. Podle ustálených výsledků do času 0,1425 s můžeme soudit, že na rozdíl od rovinného modelu je v současné verzi schopen produkovat samobuzené oscilace hlasivek. Na udržení jejich oscilací má tedy vliv i třetí rozměr modelu.

Z důvodu zmíněných problémů je v době vydání disertační práce už připraven nový výpočtový model, který umožňuje použití budicího tlaku 1000 Pa, tedy simulaci normální fonace, a jehož výsledky vypadají velmi optimisticky.

Literatura

- [1] TITZE, Ingo R. *Principles of Voice Production*. Prentice-Hall, Inc., 1994. ISBN 0-13-717893-x.
- [2] SAPIR, Edward. *Language: An Introduction to the Study of Speech*. Dover Ed. Harcourt Brace, 1921. ISBN 9780486437446.
- [3] KAY, Paul; KEMPTON, Willett. What Is the Sapir-Whorf Hypothesis? *American Anthropologist*. 1984, roč. 86, č. 1, s. 65–79. ISSN 0002-7294. Dostupné z DOI: 10.1525/aa.1984.86.1.02a00050.
- [4] NEMESYSKO. *Nemesysco* [online]. 2019 [cit. 2019-07-17].
- [5] HARNBERGER, James D.; HOLLIEN, Harry; MARTIN, Camilo A.; HOLLIEN, Kevin A. Stress and deception in speech: Evaluating layered voice analysis. *Journal of Forensic Sciences*. 2009, roč. 54, č. 3, s. 642–650. ISSN 00221198. Dostupné z DOI: 10.1111/j.1556-4029.2009.01026.x.
- [6] HORVATH, Frank; MCCLOUGHAN, Jamie; WEATHERMAN, Dan; SLOWIK, Stanley. The accuracy of auditors' and Layered Voice Analysis (LVA) operators' judgments of truth and deception during police questioning. *Journal of Forensic Sciences*. 2013, roč. 58, č. 2, s. 385–392. ISSN 00221198. Dostupné z DOI: 10.1111/1556-4029.12066.
- [7] KOMÁREK, Stanislav. *Příroda a kultura*. 1st extend. Academia, 2008. ISBN 978-8-0200-1582-2.
- [8] FANT, Gunnar. *Acoustic Theory of Speech Production*. Mouton, the Netherlands, 1960.
- [9] TITZE, Ingo R. Nonlinear source–filter coupling in phonation: Theory. *Journal of the Acoustical Society of America*. 2008, roč. 123, č. 5, s. 2733–2749. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2832337.
- [10] TITZE, Ingo R.; RIEDE, Tobias; POPOLO, Peter. Nonlinear source–filter coupling in phonation: Vocal exercises. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2008, roč. 123, č. 4, s. 1902–1915. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2832339.
- [11] BERG, Janwillem van den. Myoelastic-Aerodynamic Theory of Voice Production. *Journal of Speech, Language, and Hearing Research*. 1958, roč. 1, č. 3, s. 227–244. Dostupné z DOI: 10.1044/jshr.0103.227.
- [12] TITZE, Ingo R. *The Myoelastic Aerodynamic Theory of Phonation*. National Centre for Voice a Speech, 2006. ISBN 978-0-87414-156-6.
- [13] ŠVEC, Jan G.; SCHUTTE, Harm K.; CHEN, C. Julian; TITZE, Ingo R. Integrative Insights into the Myoelastic-Aerodynamic Theory and Acoustics of Phonation. Scientific Tribute to Donald G. Miller. *Journal of Voice*. 2021. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2021.01.023>.
- [14] FANT, Gunnar. The Source Filter Concept in Voice Production. *Stl-Qpsr*. 1981, roč. 22, č. 1, s. 21–37. ISSN 11045787.
- [15] MIŠUN, Vojtěch. *Tajemství lidského hlasu*. 1. vyd. VUTIUM, 2010. ISBN 978-80-214-3499-8.
- [16] CORNUT, Guy; BOUCHAYER, Marc. *Assessing Dysphonia: The Role of Videostroboscopy*. Kay Elemetrics Corp., 2004. ISSN 10217762.
- [17] HRŮZA, Václav. *Modelování funkce hlasivek pomocí MKP*. 2008. Dissertation. Brno University of Technology.
- [18] EWALD, J Rich. Zur Konstruktion von Polsterpfeifen. *Pflüger's Archiv für die gesamte Physiologie des Menschen und der Tiere*. 1913, roč. 152, č. 4, s. 171–186. ISSN 1432-2013. Dostupné z DOI: 10.1007/BF01680977.
- [19] FLANAGAN, James L.; LANDGRAF, Lorinda L. Self-Oscillating Source for Vocal-Tract Synthesizers. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*. 1968, roč. 16, č. 1, s. 57–64. ISSN 0018-9278. Dostupné z DOI: 10.1109/TAU.1968.1161949.
- [20] ISHIZAKA, K.; FLANAGAN, J. L. Synthesis of Voiced Sounds From a Two-Mass Model of the Vocal Cords. *Bell System Technical Journal*. 1972, roč. 51, č. 6, s. 1233–1268. ISSN 00058580. Dostupné z DOI: 10.1002/j.1538-7305.1972.tb02651.x.
- [21] STORY, Brad H.; TITZE, Ingo R. Voice simulation with a body-cover model of the vocal folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1995, roč. 97, č. 2, s. 1249–1260. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.412234.
- [22] ADACHI, Seiji; YU, Jason. Two-dimensional model of vocal fold vibration for sound synthesis of voice and soprano singing. *Journal of the Acoustical Society of America*. 2005, roč. 117, č. 5, s. 3213–3224. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1861592.
- [23] TITZE, Ingo R. The physics of small-amplitude oscillation of the vocal folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1988, roč. 83, č. 4, s. 1536–1552. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.395910.
- [24] HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Aeroelastic Model of Vocal-fold-shaped Vibrating Element for Studying the Phonation Threshold. *Journal of Fluids and Structures*. 2002, roč. 16, č. 7, s. 931–955. ISSN 08899746. Dostupné z DOI: 10.1006/jfls.2002.0454.
- [25] HORÁČEK, Jaromír; ŠIDLOF, Petr; ŠVEC, Jan G. Numerical simulation of self-oscillations of human vocal folds with Hertz model of impact forces. *Journal of Fluids and Structures*. 2005, roč. 20, č. 6, s. 853–869. ISSN 08899746. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2005.05.003.

- [26] TOKUDA, Isao T.; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G.; HERZEL, Hanspeter. Comparison of biomechanical modeling of register transitions and voice instabilities with excised larynx experiments. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2007, roč. 122, č. 1, s. 519–531. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2741210.
- [27] TOKUDA, Isao; ZEMKE, Marco; KOB, Malte; HERZEL, Hanspeter. Biomechanical modeling of register transitions and the role of vocal tract resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2010, roč. 127, č. 3. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3299201.
- [28] TITZE, Ingo R.; STORY, Brad H. Rules for controlling low-dimensional vocal fold models with muscle activation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 112, č. 3, s. 1064. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1496080.
- [29] MURTOLO, Tiina; MALINEN, Jarmo. Interaction Mechanisms between Glottal Source and Vocal Tract in Pitch Glides. In: *Proc. Interspeech 2018*. 2018, s. 2987–2991. Dostupné z DOI: 10.21437/Interspeech.2018-1827.
- [30] ZHANG, Zhaoyan. Estimation of vocal fold physiology from voice acoustics using machine learning. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2020, roč. 147, č. 3, s. EL264–EL270. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/10.0000927.
- [31] ALIPOUR, Fariborz et al. Mathematical Models and Numerical Schemes for the Simulation of Human Phonation. *Current Bioinformatics*. 2011, roč. 6, č. 3, s. 323–343. ISSN 1574-8936. Dostupné z DOI: 10.2174/157489311796904655.
- [32] LUO, Rong; KONG, Weijia; WEI, Xin; LAMB, Jim; JIANG, Jack J. Development of Excised Larynx. *Journal of Voice*. 2018. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2018.07.023>.
- [33] SADEGHI, Hossein; KNIESBURGES, Stefan; KALTENBACHER, Manfred; SCHÜTZENBERGER, Anne; DÖLLINGER, Michael. Computational Models of Laryngeal Aerodynamics: Potentials and Numerical Costs. *Journal of Voice*. 2019, roč. 33, č. 4, s. 385–400. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2018.01.001>.
- [34] WEISS, S.; SUTOR, A.; ILG, J.; RUPITSCH, S. J.; LERCH, R. Measurement and Analysis of the Material Properties and Oscillation Characteristics of Synthetic Vocal Folds. *Acta Acustica united with Acustica*. 2016, roč. 102, č. 2, s. 214–229. ISSN 1610-1928. Dostupné z DOI: 10.3813/AAA.918938.
- [35] FULCHER, Lewis P.; SCHERER, Ronald C.; DE WITT, Kenneth J.; THAPA, Pushkal; BO, Yang; KUCINSCHI, Bogdan R. Pressure Distributions in a Static Physical Model of the Hemilarynx: Measurements and Computations. *Journal of Voice*. 2010, roč. 24, č. 1, s. 2–20. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2008.02.005.
- [36] HERBST, Christian T; HESS, Markus; MÜLLER, Frank; ŠVEC, Jan G.; SUNDBERG, Johan. Glottal Adduction and Subglottal Pressure in Singing. *Journal of Voice*. 2015, roč. 29, č. 4, s. 391–402. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2014.08.009>.
- [37] SUNDBERG, Johan; SCHERER, Ronald C.; HESS, Markus; MÜLLER, Frank; GRANQVIST, Svante; FRANK, Müller; GRANQVIST, Svante. Subglottal Pressure Oscillations Accompanying Phonation. *Journal of Voice*. 2013, roč. 27, č. 4, s. 411–421. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2013.03.006.
- [38] SUNDBERG, Johan. Flow Glottogram and Subglottal Pressure Relationship in Singers and Untrained Voices. *Journal of Voice*. 2018, roč. 32, č. 1, s. 23–31. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2017.03.024>.
- [39] LAUKKANEN, Anne-Maria; GENEID, Ahmed; BULA, Vítězslav; RADOLF, Vojtěch; HORÁČEK, Jaromír; IKÄVALKO, Tero; KUKKONEN, Tarja; KANKARE, Elina; TYRMI, Jaana. How Much Loading Does Water Resistance Voice Therapy Impose on the Vocal Folds? An Experimental Human Study. *Journal of Voice*. 2020, roč. 34, č. 3, s. 387–397. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2018.10.011.
- [40] HORÁČEK, Jaromír; RADOLF, Vojtěch; LAUKKANEN, Anne-Maria. Impact Stress in Water Resistance Voice Therapy: A Physical Modeling Study. *Journal of Voice*. 2018. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2018.01.025>.
- [41] MOTIE-SHIRAZI, Mohsen; ZAÑARTU, Matías; PETERSON, Sean D.; MEHTA, Daryush D.; KOBLER, James B.; HILLMAN, Robert E.; ERATH, Byron D. Toward Development of a Vocal Fold Contact Pressure Probe: Sensor Characterization and Validation Using Synthetic Vocal Fold Models. *Applied Sciences*. 2019, roč. 9, č. 15, s. 3002. Dostupné z DOI: 10.3390/app9153002.
- [42] TITZE, Ingo R.; STRONG, William J. Normal modes in vocal cord tissues. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1975, roč. 57, č. 3, s. 736–744.
- [43] TITZE, Ingo R. On the mechanics of vocal-fold vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1976, roč. 60, č. 6.
- [44] GALDI, Giovanni P.; RANNACHER, Rolf. *Computers and Structures*. Sv. 12, Fundamental Trends in Fluid-structure interaction. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2010. Č. 4. ISBN 978-981-4299-32-9. Dostupné z DOI: 10.1016/0045-7949(80)90121-2.
- [45] SIGRIST, Jean-Francois. *Fluid-structure interaction : an introduction to finite element coupling*. Wiley & Sons, 2015. ISBN 9781119952275.
- [46] AXISA, Francois; ANTUNES, Jose. *Modelling of Mechanical systems: Fluid-Structure Interaction*. 1. vyd. Elsevier, Academic Press, 2007. ISBN 978-0-750-66847-7.

- [47] ANSYS®. *Academic Research Mechanical, Release 15.0, Help System, Theory Guide*, ANSYS, Inc. 2013.
- [48] ALIPOUR-HAGHIGHI, Fariborz; FAN, Chenwu; SCHERER, Ronald C. A numerical simulation of laryngeal flow in a forced-oscillation glottal model. *National Center for Voice and Speech Status and Progress Report*. 1996, roč. 10, č. November, s. 35–44. ISSN 08852308. Dostupné z DOI: 10.1006/cs1a.1996.0005.
- [49] ALIPOUR-HAGHIGHI, Fariborz; TITZE, Ingo R. A finite element simulation of vocal folds vibrations. *Proceedings of the 1988 Fourteenth Annual Northeast Bioengineering Conference*. 1988, s. 186–189. Dostupné z DOI: 10.1109/NEBC.1988.19380.
- [50] ALIPOUR, Fariborz; TITZE, Ingo R. Combined simulation of two-dimensional airflow and vocal-fold vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1997, roč. 102, č. 5.
- [51] ALIPOUR-HAGHIGHI, Fariborz; BERRY, David A.; TITZE, Ingo R. A finite-element model of vocal-fold vibration. *Journal of the Acoustical Society of America*. 2000, roč. 108, č. 6, s. 3003–3012. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1324678.
- [52] ALIPOUR, Fariborz; SCHERER, Ronald C. Vocal fold bulging effects on phonation using a biophysical computer model. *Journal of Voice*. 2000, roč. 14, č. 4, s. 470–483. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/S0892-1997(00)80004-1.
- [53] THOMSON, Scott L.; MONGEAU, Luc; FRANKEL, Steven H. Physical and numerical flow-excited vocal fold models. In: *3rd International Workshop MAVEDA*. 2003, s. 147–150. ISBN 88-8453-154-3.
- [54] THOMSON, Scott L.; MONGEAU, Luc; FRANKEL, Steven H. Aerodynamic transfer of energy to the vocal folds. *Journal of the Acoustical Society of America*. 2005, roč. 118, č. 3, s. 1689–1700. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2000787.
- [55] TITZE, Ingo R. Comments on the Myoelastic - Aerodynamic Theory of Phonation. *Journal of Speech, Language, and Hearing Research*. 1980, roč. 23, č. 3, s. 495–510. ISSN 1092-4388.
- [56] TAO, Chao; JIANG, Jack J.; ZHANG, Yu. Simulation of vocal fold impact pressures with a self-oscillating finite-element model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2006, roč. 119, č. 6, s. 3987–3994. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2197798.
- [57] GUNTER, Heather E. A mechanical model of vocal-fold collision with high spatial and temporal resolution. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2003, roč. 113, č. 2, s. 994. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1534100.
- [58] MURRAY, Preston R; THOMSON, Scott L; SMITH, Marshall E. A Synthetic, Self-Oscillating Vocal Fold Model Platform for Studying Augmentation Injection. *Journal of Voice*. 2014, roč. 28, č. 2, s. 133–143. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2013.10.014>.
- [59] XUE, Qian; ZHENG, Xudong; BIELAMOWICZ, Steven A.; MITTAL, Rajat. Sensitivity of vocal fold vibratory modes to their three-layer structure : Implications for computational modeling of phonation. *Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 130, č. 2, s. 965–976. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3605529.
- [60] XUE, Qian; MITTAL, R; ZHENG, Xudong; BIELAMOWICZ, S. Computational modeling of phonatory dynamics in a tubular three-dimensional model of the human larynx. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2012, roč. 132, č. 3, s. 1602–1613. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.4740485.
- [61] DE OLIVEIRA ROSA, Marcelo; PEREIRA, José Carlos; GRELLET, Marcos; ALWAN, Abeer. A contribution to simulating a three-dimensional larynx model using the finite element method. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2003, roč. 114, č. 5, s. 2893–2905. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1619981.
- [62] ZHENG, Xudong; BIELAMOWICZ, Steve; LUO, Haoxiang; MITTAL, Rajat. A computational study of the effect of false vocal folds on glottal flow and vocal fold vibration during phonation. *Annals of Biomedical Engineering*. 2009, roč. 37, č. 3, s. 625–642. ISBN 1043900896. ISSN 00906964. Dostupné z DOI: 10.1007/s10439-008-9630-9.
- [63] ZHENG, Xudong; MITTAL, R.; BIELAMOWICZ, S. A computational study of asymmetric glottal jet deflection during phonation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 129, č. 4, s. 2133–2243. ISSN 1520-8524. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3544490.
- [64] ZHENG, Xudong; MITTAL, R.; XUE, Qian; BIELAMOWICZ, S. Direct-numerical simulation of the glottal jet and vocal-fold dynamics in a three-dimensional laryngeal model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 130, č. 1, s. 404–415. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3592216.
- [65] XUE, Qian; ZHENG, Xudong. The Effect of False Vocal Folds on Laryngeal Flow Resistance in a Tubular Three-dimensional Computational Laryngeal Model. *Journal of Voice*. 2017, roč. 31, č. 3, s. 275–281. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2016.04.006.
- [66] COANDA, Henri. *Device for deflecting a stream of elastic fluid projected into an elastic fluid*. 1936. Č. 2052869.
- [67] SADEGHI, Hossein; DÖLLINGER, Michael; KALTENBACHER, Manfred; KNIESBURGES, Stefan. Aerodynamic impact of the ventricular folds in computational larynx models. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2019, roč. 145, č. 4, s. 2376–2387. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.5098775.
- [68] KNIESBURGES, Stefan; BIRK, Veronika; LODERMEYER, Alexander; SCHÜTZENBERGER, Anne; BOHR, Christopher; BECKER, Stefan. Effect of the ventricular folds in a synthetic larynx model. *Journal of Biomechanics*. 2017, roč. 55, s. 128–133. ISSN 0021-9290. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jbiomech.2017.02.021.

- [69] XUE, Qian; ZHENG, Xudong; MITTAL, Rajat; BIELAMOWICZ, Steven. Computational study of effects of tension imbalance on phonation in a three-dimensional tubular larynx model. *Journal of voice : official journal of the Voice Foundation*. 2014, roč. 28, č. 4, s. 411–419. ISSN 1873-4588. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2013.12.016.
- [70] XUE, Qian; ZHENG, Xudong; MITTAL, Rajat; BIELAMOWICZ, Steven. Subject-specific computational modeling of human phonation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2014, roč. 135, č. 3, s. 1445–1456. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.4864479.
- [71] SADEGHI, Hossein; KNIESBURGES, Stefan; FALK, Sebastian; KALTENBACHER, Manfred; SCHÜTZENBERGER, Anne; DÖLLINGER, Michael. Towards a Clinically Applicable Computational Larynx Model. *Applied Sciences*. 2019, roč. 9, č. 11, s. 2288. ISSN 2076-3417. Dostupné z DOI: 10.3390/app9112288.
- [72] WANG, Xiaojian; JIANG, Weili; ZHENG, Xudong; XUE, Qian. A computational study of the effects of vocal fold stiffness parameters on voice production. *Journal of Voice*. 2019. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2019.09.004.
- [73] ISSHIKI, Nobuhiko. Recent Advances in Phonosurgery. *Folia Phoniatrica et Logopaedica*. 1980, roč. 32, č. 2, s. 119–154. ISSN 1021-7762. Dostupné z DOI: 10.1159/000264334.
- [74] LIGHTHILL, Michael James; NEWMAN, Alexander Maxwell Herman. On sound generated aerodynamically I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. 1952, roč. 211, č. 1107, s. 564–587. ISSN 2053-9169. Dostupné z DOI: 10.1098/rspa.1952.0060.
- [75] LIGHTHILL, Michael James. On sound generated aerodynamically II. Turbulence as a source of sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. 1954, roč. 222, č. 1148, s. 1–32. ISSN 2053-9169. Dostupné z DOI: 10.1098/rspa.1954.0049.
- [76] CURLE, N.; LIGHTHILL, Michael James. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. 1955, roč. 231, č. 1187, s. 505–514. ISSN 2053-9169. Dostupné z DOI: 10.1098/rspa.1955.0191.
- [77] FFOWCS WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1969, roč. 264, č. 1151, s. 321–342. ISSN 1364-503X. Dostupné z DOI: 10.1098/rsta.1969.0031.
- [78] NOVÝ, Richard. *Hluk a chvění*. Vyd. 3. Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2009. ISBN 978-80-01-04847-9.
- [79] ČIHÁK, Radomír. *Anatomie 2*. 3. vyd. Grada Publishing, 2013. ISBN 978-80-247-4788-0.
- [80] ANSYS®. *ANSYS FLUENT User's Guide*. 2011.
- [81] BAE, Youngmin; MOON, Young J. Computation of phonation aeroacoustics by an INS/PCE splitting method. *Computers & Fluids*. 2008, roč. 37, č. 10, s. 1332–1343. ISSN 0045-7930. Dostupné z DOI: 10.1016/j.compfluid.2007.12.002.
- [82] EWERT, R; SCHRÖDER, W. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. *Journal of Computational Physics*. 2003, roč. 188, č. 2, s. 365–398. ISSN 0021-9991. Dostupné z DOI: 10.1016/S0021-9991(03)00168-2.
- [83] SEO, Jung H; MOON, Young J. Linearized perturbed compressible equations for low Mach number aeroacoustics. *Journal of Computational Physics*. 2006, roč. 218, č. 2, s. 702–719. ISSN 0021-9991. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jcp.2006.03.003.
- [84] SCHMITT, Christoph; PITSCH, Heinz. Reactive linearized equations of perturbed compressible variables for low-Mach number variable-density flows. *Journal of Computational Physics*. 2015, roč. 281, s. 1–27. ISSN 0021-9991. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jcp.2014.10.007.
- [85] CRIGHTON, D. G. Computational Aeroacoustics for Low Mach Number Flows. In: *Computational Aeroacoustics*. 1993, s. 50–68. ISBN 978-1-4613-8342-0.
- [86] LINK, G.; KALTENBACHER, M.; BREUER, M.; DÖLLINGER, M. A 2D finite-element scheme for fluid-solid-acoustic interactions and its application to human phonation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 2009, roč. 198, č. 41, s. 3321–3334. ISSN 00457825. Dostupné z DOI: 10.1016/j.cma.2009.06.009.
- [87] ZÖRNER, S.; ŠIDLÓF, Petr; HÜPPE, A.; KALTENBACHER, M. Flow and acoustic effects in the larynx for varying geometries. *Acta Acustica united with Acustica*. 2016, roč. 102, č. 2, s. 257–267. ISSN 16101928 (ISSN). Dostupné z DOI: 10.3813/AAA.918942.
- [88] VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. Second ed. Pearson Education Limited, 2007. ISBN 978-0-13-127498-3.
- [89] ZHAO, Wei; ZHANG, Cheng; FRANKEL, Steven H.; MONGEAU, Luc. Computational aeroacoustics of phonation, Part I: Computational methods and sound generation mechanisms. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 112, č. 5, s. 2134–2146. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1506693.
- [90] ZHANG, Cheng; ZHAO, Wei; FRANKEL, Steven H.; MONGEAU, Luc. Computational aeroacoustics of phonation, Part II: Effects of flow parameters and ventricular folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 112, č. 5, s. 2147–2154. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1506694.

- [91] SUH, Jungsoo; FRANKEL, Steven H. Numerical simulation of turbulence transition and sound radiation for flow through a rigid glottal model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2007, roč. 121, č. 6, s. 3728–3739. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2723646.
- [92] JO, Yongwoo; RA, Hawoon; MOON, Young J; DÖLLINGER, Michael. Three-dimensional computation of flow and sound for human hemilarynx. *Computers & Fluids*. 2016, roč. 134-135, s. 41–50. ISSN 0045-7930. Dostupné z DOI: 10.1016/j.compfluid.2016.04.029.
- [93] ŠIDLOF, Petr; ZÖRNER, S.; HÜPPE, A. A hybrid approach to the computational aeroacoustics of human voice production. *Biomechanics and Modeling in Mechanobiology*. 2014, roč. 14, č. 3, s. 473–488. ISSN 1617-7940. Dostupné z DOI: 10.1007/s10237-014-0617-1.
- [94] ŠIDLOF, Petr; HORÁČEK, Jaromír; ŘIDKÝ, Václav. Parallel CFD simulation of flow in a 3D model of vibrating human vocal folds. *Computers & Fluids*. 2013, roč. 80, s. 290–300. ISSN 00457930. Dostupné z DOI: 10.1016/j.compfluid.2012.02.005.
- [95] SCHICKHOFER, Lukas; MALINEN, Jarmo; MIHAESCU, Mihai. Compressible flow simulations of voiced speech using rigid vocal tract geometries acquired by MRI. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2019, roč. 145, č. 4, s. 2049–2061. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.5095250.
- [96] ROSENBERG, A. E. Effect of Glottal Pulse Shape on the Quality of Natural Vowels. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1971, roč. 49, č. 2B, s. 583–590. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1912389.
- [97] ALIPOUR-HAGHIGHI, Fariborz; SCHERER, Ronald C. Time-Dependent Pressure and Flow Behavior of a Self-oscillating Laryngeal Model with Ventricular Folds. *Journal of Voice*. 2015, roč. 29, č. 6, s. 649–659. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2014.10.021.
- [98] MIHAESCU, Mihai; KHOSLA, Sid M; MURUGAPPAN, Shanmugam; GUTMARK, Ephraim J. Unsteady laryngeal airflow simulations of the intra-glottal vortical structures. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2010, roč. 127, č. 1, s. 435–444. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3271276.
- [99] SCHERER, Ronald C.; SHINWARI, Daoud; DE WITT, Kenneth J.; ZHANG, Chao; KUCINSCHI, Bogdan R.; AFJEH, Abdollah A. Intraglottal pressure profiles for a symmetric and oblique glottis with a divergence angle of 10 degrees. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2001, roč. 109, č. 4, s. 1616–1630. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1333420.
- [100] LUO, Haoxiang; MITTAL, Rajat; ZHENG, Xudong; BIELAMOWICZ, Steven A.; WALSH, Raymond J.; HAHN, James K. An immersed-boundary method for flow-structure interaction in biological systems with application to phonation. *Journal of Computational Physics*. 2008, roč. 227, č. 22, s. 9303–9332. ISSN 0021-9991. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jcp.2008.05.001.
- [101] LODERMEYER, Alexander; TAUTZ, Matthias; BECKER, Stefan; DÖLLINGER, Michael; BIRK, Veronika; KNIE-SBURGES, Stefan. Aeroacoustic analysis of the human phonation process based on a hybrid acoustic PIV approach. *Experiments in Fluids*. 2017, roč. 59, č. 1, s. 13. ISSN 1432-1114. Dostupné z DOI: 10.1007/s00348-017-2469-9.
- [102] BALÁZSOVÁ, Monika; FEISTAUER, Miloslav; HORÁČEK, Jaromír; HADRAVA, Martin; KOSÍK, Adam. Space-time discontinuous Galerkin method for the solution of fluid-structure interaction. *Applications of Mathematics*. 2018, roč. 63, č. 6, s. 739–764. ISSN 1572-9109. Dostupné z DOI: 10.21136/AM.2018.0139-18.
- [103] ERATH, Byron D.; PETERSON, Sean D.; WEILAND, Kelley S.; PLESNIAK, Michael W.; ZAÑARTU, Matías. An acoustic source model for asymmetric intraglottal flow with application to reduced-order models of the vocal folds. *PLoS ONE*. 2019, roč. 14, č. 7. ISSN 19326203. Dostupné z DOI: 10.1371/journal.pone.0219914.
- [104] MATUG, Michal. *Analysis of Czech Vowels to Be Generated Aloud and in a Whisper*. 2008. Master's Thesis. Brno University of Technology.
- [105] ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; HRŮZA, Václav. FE Modelling of the Fluid-Structure-Acoustic Interaction for the Vocal Folds Self-Oscillation. In: *Vibration Problems ICOVP 2011 SE – 108*. 2011, sv. 139, s. 801–807. Springer Proceedings in Physics. ISBN 978-94-007-2068-8.
- [106] ŠVANCARA, Pavel; TOMEČEK, Vojtěch; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Finite Element Modelling of Sound Pressure Around the Human Head During Phonation. In: *Engineering mechanics 2013*. 2013, s. 157–158. ISBN 978-80-87012-46-8.
- [107] ŠVARC, Martin. *Computational Modelling of Human Voice Propagation Through the Vocal Tract and in Space Around Head*. 2014. Master's Thesis. Brno University of Technology.
- [108] HÁJEK, Petr. *Inovace předmětu Vibrace, hluk a bioakustika o experimentální analýzu šíření hlasu vokálním traktem a okolo hlavy člověka*. 2017. Technická zpráva. Brno University of Technology.
- [109] HÁJEK, Petr. *Inovace předmětu Vibrace, hluk a bioakustika o výpočtové modely šíření lidského hlasu vokálním traktem*. 2018.
- [110] PAVLICA, Ondřej. *Computational Modelling of Interaction between Oscillating Vocal Folds and Air Flow*. 2011. Master's Thesis. Brno University of Technology.
- [111] ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; MARTÍNEK, Tomáš; ŠVEC, Jan G. Numerical simulation of videokymographic images from the results of the finite element model. In: *Engineering Mechanics*. 2014, s. 640–643.

- [112] ŠÍBL, Michal. *Using Finite Element Method for Modelling of Movement and Stress of Vocal Folds During Setting to Phonation Position*. 2014. ISBN 3540401865. Master's Thesis. Brno University of Technology.
- [113] GILÁNOVÁ, Tereza. *Analysis of compensatory source voice after laryngectomy*. 2009. Masters's Thesis. Brno University of Technology.
- [114] MARTÍNEK, Tomáš. *Finite element modelling of pathological changes in human vocal folds tissue and their influence on videokymograph*. 2013. Diploma thesis. Brno University of Technology.
- [115] MATUG, Michal. *Compensatory Vocal Folds for Source Voice Generation: Computational Modelling of Vocal Folds Function*. 2015. Doctoral Thesis. Brno University of Technology.
- [116] MIŠUN, Vojtěch; ŠVANCARA, Pavel; VAŠEK, Martin. Experimental analysis of the characteristics of artificial vocal folds. *Journal of voice : official journal of the Voice Foundation*. 2011, roč. 25, č. 3, s. 308–318. ISSN 1873-4588. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2009.12.002.
- [117] SCHERER, Ronald C.; TITZE, Ingo R.; CURTIS, James F. Pressure-flow relationships in two models of the larynx having rectangular glottal shapes. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1983, roč. 73, č. 2, s. 668–676. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.388959.
- [118] KRANE, Michael; BARRY, Michael; WEI, Timothy. Unsteady behavior of flow in a scaled-up vocal folds model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2007, roč. 122, č. 6, s. 3659–3670. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2409485.
- [119] KHOSLA, Sid; MURUGUPPAN, Shanmugam; GUTMARK, Ephraim; SCHERER, Ronald C. Vortical flow field during phonation in an excised canine larynx model. *Annals of Otology, Rhinology and Laryngology*. 2007, roč. 116, č. 3, s. 217–228. ISSN 00034894. Dostupné z DOI: 10.1177/000348940711600310.
- [120] ŠIDLOF, Petr; DOARÉ, Olivier; CADOT, Olivier; CHAIGNE, Antoine. Measurement of flow separation in a human vocal folds model. *Experiments in Fluids*. 2011, roč. 51, č. 1, s. 123–136. ISSN 1432-1114. Dostupné z DOI: 10.1007/s00348-010-1031-9.
- [121] KHOSLA, Sid; OREN, Liran; YING, Jun; GUTMARK, Ephraim. Direct simultaneous measurement of intraglottal geometry and velocity fields in excised larynges. *The Laryngoscope*. 2014, roč. 124, č. S2, s. S1–S13. Dostupné z DOI: 10.1002/lary.24512.
- [122] HOFMANS, G. C. J.; GROOT, G.; RANUCCI, M.; GRAZIANI, G.; HIRSCHBERG, A. Unsteady flow through in-vitro models of the glottis. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2003, roč. 113, č. 3, s. 1658–1675. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1547459.
- [123] ZHANG, Zhaoyan; MONGEAU, Luc; FRANKEL, Steven H.; THOMSON, Scott; PARK, Jong Beom. Sound generation by steady flow through glottis-shaped orifices. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2004, roč. 116, č. 3, s. 1720–1728. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1779331.
- [124] ZÖRNER, S.; KALTENBACHER, M.; LERCH, R.; SUTOR, A.; DÖLLINGER, M. Measurement of the elasticity modulus of soft tissues. *Journal of Biomechanics*. 2010, roč. 43, č. 8, s. 1540–1545. ISSN 0021-9290. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jbiomech.2010.01.035.
- [125] HORÁČEK, Jaromír; BULA, Vítězslav; RADOLF, Vojtěch; VAMPOLA, Tomáš; DUŠKOVÁ, Miroslava. Development of Self-oscillating Human Vocal Folds Prosthesis. *Procedia Engineering*. 2016, roč. 144, s. 867–874. ISBN 9788021448711. ISSN 1877-7058. Dostupné z DOI: 10.1016/j.proeng.2016.05.103.
- [126] ŠVEC, Jan G.; SCHUTTE, Harm K. Videokymography: High-speed line scanning of vocal fold vibration. *Journal of Voice*. 1996, roč. 10, č. 2, s. 201–205. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/S0892-1997(96)80047-6.
- [127] SCHUTTE, Harm K.; ŠVEC, Jan G.; ŠRAM, František. First results of clinical application of videokymography. *The Laryngoscope*. 1998, roč. 108, č. 8, s. 1206–1210. ISSN 1531-4995. Dostupné z DOI: 10.1097/00005537-199808000-00020.
- [128] ŠVEC, Jan G. *On Vibration Properties of Human Vocal Folds On Vibration Properties of Human Vocal Folds*. 2000. ISBN 9036712351. PhD thesis. University of Groningen.
- [129] ŠVEC, Jan G.; ŠRAM, František. Kymographic Imaging of the Vocal Fold Oscillation. In: *7th International Conference on Spoken Language Processing*. 2002, sv. 2, s. 957–960. ISBN 187634640X.
- [130] VAN DEN BERG, Janwillem; TAN, T. S. Results of Experiments with Human Larynxes. *International Review of Otolaryngology*. 1959, roč. 21, č. 6, s. 425–450.
- [131] HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G.; VESELÝ, Jan; VILKMAN, Erkki. Experimental study of the vocal-fold vibration in excised larynx: Measurement set-up and techniques. *Interaction and Feedbacks 2000*. 2000, s. 27–34. ISBN 80-85918-58-7.
- [132] HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G.; VESELÝ, Jan. Bifurkační jevy při kmitání lidských hlasivek – Experimenty in vitro. *Proceedings Interaction and Feedbacks 2003*. 2003, s. 51–60. ISBN 80-85918-84-6.
- [133] TOKUDA, Isao T.; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G.; HERZEL, Hanspeter. Bifurcations and chaos in register transitions of excised larynx experiments. *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2008, roč. 18, č. 1, s. 12. Dostupné z DOI: 10.1063/1.2825295.

- [134] TITZE, Ingo R.; RIEDE, Tobias; MAU, Ted. Predicting Achievable Fundamental Frequency Ranges in Vocalization Across Species. *PLoS Computational Biology*. 2016, roč. 12, č. 6. ISSN 1553-7358. Dostupné z DOI: 10.1371/journal.pcbi.1004907.
- [135] KAKITA, Y.; HIRANO, Minoru; OHMARU, K. Physical properties of the vocal fold tissue. *Vocal Fold Physiology*. 1981.
- [136] MIN, Y. B.; TITZE, Ingo R.; ALIPOUR-HAGHIGHI, Fariborz. Stress-strain response of the human vocal ligament. *The Annals of otology, rhinology and laryngology*. 1995, roč. 104, č. 7, s. 563–569.
- [137] CHAN, Roger W.; TITZE, Ingo R. Viscoelastic shear properties of human vocal fold mucosa: Measurement methodology and empirical results. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1999, roč. 106, č. 4, s. 2008–2021. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.427947.
- [138] CHAN, Roger W.; TITZE, Ingo R. Viscoelastic shear properties of human vocal fold mucosa: Theoretical characterization based on constitutive modeling. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2000, roč. 107, č. 1, s. 565–580. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.428354.
- [139] VAN DEN BERG, Janwillem; VENNARD, W.; BURGER, D.; SHERVANIAN, C. *Voice Production: The Vibrating Larynx*. 1960.
- [140] ZÁMEČNÍK, Lukáš Hadwiger. *Filozofické aspekty teorie chaosu*. 1. vyd. Univerzita Palackého v Olomouci, 2012. ISBN 978-80-244-3386-8.
- [141] ŠLAPÁK, Ivo; JANEČEK, Dalibor; LAVIČKA, Lukáš. *Anatomie a fyziologie hrtanu a průdušnice*. Základy otorinolaryngologie a foniatrie [online]. 2009 [cit. 2016-02-19].
- [142] GENG, Biao; PHAM, Ngoc; XUE, Qian; ZHENG, Xudong. A three-dimensional vocal fold posturing model based on muscle mechanics and magnetic resonance imaging of a canine larynx. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2020, roč. 147, č. 4, s. 2597–2608. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/10.0001093.
- [143] STORCK, Claudio; JUERGENS, Philipp; FISCHER, Claude; WOLFENBERGER, Markus; HONEGGER, Flurin; SORANTIN, Erich; FRIEDRICH, Gerhard; GUGATSCHKA, Markus. Biomechanics of the Cricothyroid Joint: Three-Dimensional Imaging and Vector Analysis. *Journal of Voice*. 2011, roč. 25, č. 4, s. 406–410. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: 10.1016/J.JVOICE.2010.03.005.
- [144] ŠVEC, Jan G. *Studium mechanicko-akustických vlastností zdroje lidského hlasu*. 1996. Dissertation thesis. Univerzita Palackého v Olomouci.
- [145] ČERNÝ, Libor; VOKŘÁL, Jan. *Atlas onemocnění hlasu a řeči* [online]. 2016 [cit. 2016-05-02].
- [146] HYBÁŠEK, Ivan; VOKURKA, Jan. *eOtorinolaryngologie* [online]. 2016 [cit. 2016-05-02]. ISSN 1803-280X.
- [147] SEDLÁČEK, Karel. *Základy audiologie*. Vyd. 1. Státní zdravotnické nakladatelství, 1956.
- [148] DODART, Denis. Mémoire sur les causes de la voix de l'homme et de ses différents tons. *Mémoires de mathématique et de physique de l'Académie royale des sciences*. 1700.
- [149] GUILLEMIN, Auguste. *Sur la génération de la voix et du timbre*. Société d'études scientifiques, 1897.
- [150] GARCIA, Manuel. *Mémoire sur la voix humaine*. L'Académie. Duverger, 1847.
- [151] FERREIN, Antoine. De la formation de la voix de l'homme. *Les Mémoires de Mathématique et de Physique*. 1741, s. 503. Dostupné z DOI: 10.1484/m.daa-eb.4.2017005.
- [152] HELMHOLTZ, Hermann von. *Die Lehre von den Tonempfindungen als Physiologische Grundlage für die Theorie der Musik*. Vieweg+Teubner Verlag, 1913. ISBN 978-3-663-18482-9. Dostupné z DOI: 10.1007/978-3-663-18653-3.
- [153] HUSSON, Raoul. *Étude des phénomènes physiologiques et acoustiques fondamentaux de la voix chantée*. 1950. Éditions de la "Revue scientifique".
- [154] POTTER, R. K.; STEINBERG, J. C. Toward the Specification of Speech. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1950, roč. 22, č. 6, s. 807–820. ISSN 00978418. Dostupné z DOI: 10.1145/382063.803376.
- [155] PETERSON, Gordon E.; BARNEY, Harold L. Control Methods Used in a Study of the Vowels. *Journal of the Acoustical Society of America*. 1952, roč. 24, č. 2, s. 175–184. ISSN NA. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1906875.
- [156] MILLER, Donald Gray; NAIR, Garyth; SCHUTTE, Harm K.; HORNE, R. *VoceVista v2.2*. 2000.
- [157] MAREK, Vlastimil. *Tajné dějiny hudby*. Eminent, 2000. ISBN 80-7281-037-5.
- [158] KOC, Turgay; CILOGLU, Tolga. Nonlinear interactive source-filter models for speech. *Computer Speech & Language*. 2016, roč. 36, s. 365–394. ISSN 0885-2308. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.csl.2014.12.002>.
- [159] MURTOLA, Tiina; AALTO, Atte; MALINEN, Jarmo; AALTO, Daniel; VAINIO, Martti. Modal Locking Between Vocal Fold Oscillations and Vocal Tract Acoustics. *Acta Acustica united with Acustica*. 2018, roč. 104, s. 323–337.
- [160] TITZE, Ingo R.; STORY, Brad H. Acoustic interactions of the voice source with the lower vocal tract. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1997, roč. 101, č. 4, s. 2234–2243. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.418246.
- [161] SMITH, Simeon L.; MAXFIELD, Lynn; HUNTER, Eric J. Sensitivity analysis of muscle mechanics-based voice simulator to determine gender-specific speech characteristics. *Biomechanics and Modeling in Mechanobiology*. 2019, roč. 18, č. 2, s. 453–462. ISSN 1617-7940. Dostupné z DOI: 10.1007/s10237-018-1095-7.

- [162] HAMPALA, Vít; GARCIA, Maxime; ŠVEC, Jan G.; SCHERER, Ronald C.; HERBST, Christian T. Relationship Between the Electroglottographic Signal and Vocal Fold Contact Area. *Journal of Voice*. 2016, roč. 30, č. 2, s. 161–171. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: [10.1016/j.jvoice.2015.03.018](https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2015.03.018).
- [163] ŠVEC, Jan G. *Videokymographic analysis of vocal cord vibrations for advanced diagnosis of voice disorders*.
- [164] TIGGES, M; WITTENBERG, T; MERGELL, P; EYSHOLDT, U. Imaging of vocal fold vibration by digital multi-plane kymography. *Computerized Medical Imaging and Graphics*. 1999, roč. 23, č. 6, s. 323–330. ISSN 0895-6111. Dostupné z DOI: [10.1016/S0895-6111\(99\)00030-0](https://doi.org/10.1016/S0895-6111(99)00030-0).
- [165] WITTENBERG, Thomas; TIGGES, Monika; MERGELL, Patrick; EYSHOLDT, Ulrich. Functional imaging of vocal fold vibration: Digital multislice high-speed kymography. *Journal of Voice*. 2000, roč. 14, č. 3, s. 422–442. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0892-1997\(00\)80087-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0892-1997(00)80087-9).
- [166] SUNG, Myung-Whun et al. Videostrobokymography: A New Method for the Quantitative Analysis of Vocal Fold Vibration. *The Laryngoscope*. 1999, roč. 109, č. 11, s. 1859–1863. ISSN 1531-4995. Dostupné z DOI: [10.1097/00005537-199911000-00027](https://doi.org/10.1097/00005537-199911000-00027).
- [167] GEORGE, Nibu A.; MUL, Frits F. M. de; QIU, Qingjun; RAKHORST, Gerhard; SCHUTTE, Harm K. Depth-kymography: high-speed calibrated 3D imaging of human vocal fold vibration dynamics. *Physics in Medicine and Biology*. 2008, roč. 53, č. 10, s. 2667.
- [168] PARK, Hee-June; CHA, Wonjae; KIM, Geun-Hyo; JEON, Gye-Rok; LEE, Byung Joo; SHIN, Bum-Joo; CHOI, Yang-Gyu; WANG, Soo-Geun. Imaging and Analysis of Human Vocal Fold Vibration Using Two-Dimensional (2D) Scanning Videokymography. *Journal of Voice*. 2016, roč. 30, č. 3, s. 345–353. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2015.05.012>.
- [169] WANG, Soo-Geun; PARK, Hee-June; LEE, Byung-Joo; LEE, Sung-Mo; KO, Bumjun; LEE, Sang Min; PARK, Young Min. A new videokymography system for evaluation of the vibration pattern of entire vocal folds. *Auris Nasus Larynx*. 2016, roč. 43, č. 3, s. 315–321. ISSN 0385-8146. Dostupné z DOI: [10.1016/j.anl.2015.10.002](https://doi.org/10.1016/j.anl.2015.10.002).
- [170] WANG, Soo-Geun; PARK, Hee-June; CHO, Jae Keun; JANG, Jeon Yeob; LEE, Won Yong; LEE, Byung-Joo; LEE, Jin-Choon; CHA, Wonjae. The First Application of the Two-Dimensional Scanning Videokymography in Excised Canine Larynx Model. *Journal of Voice*. 2016, roč. 30, č. 1, s. 1–4. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2014.09.029>.
- [171] KUMAR, S. Pravin; ŠVEC, Jan G. Kinematic model for simulating mucosal wave phenomena on vocal folds. *Biomedical Signal Processing and Control*. 2019, roč. 49, s. 328–337. ISSN 1746-8094. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.bspc.2018.12.002>.
- [172] TITZE, Ingo R.; JIANG, Jack J; HSIAO, Tzu-Yu. Measurement of Mucosal Wave Propagation and Vertical Phase Difference in Vocal Fold Vibration. *Annals of Otolaryngology, Rhinology & Laryngology*. 1993, roč. 102, č. 1, s. 58–63. ISSN 0003-4894. Dostupné z DOI: [10.1177/000348949310200111](https://doi.org/10.1177/000348949310200111).
- [173] HANSON, David G; D'AGOSTINO, Mark; JIANG, Jack; HERZON, Garrett. Clinical Measurement of Mucosal Wave Velocity Using Simultaneous Photoglottography and Laryngostroboscopy. *Annals of Otolaryngology, Rhinology & Laryngology*. 1995, roč. 104, č. 5, s. 340–349. ISSN 0003-4894. Dostupné z DOI: [10.1177/000348949510400502](https://doi.org/10.1177/000348949510400502).
- [174] JING, Bowen; GE, Zhengtong; WU, Liang; WANG, Supin; WAN, Mingxi. Visualizing the mechanical wave of vocal fold tissue during phonation using electroglottogram-triggered ultrasonography. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2018, roč. 143, č. 5, s. EL425–EL429. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: [10.1121/1.5039726](https://doi.org/10.1121/1.5039726).
- [175] BERKE, Gerald S.; GERRATT, Bruce R. Laryngeal biomechanics: An overview of mucosal wave mechanics. *Journal of Voice*. 1993, roč. 7, č. 2, s. 123–128. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/S0892-1997\(05\)80341-8](https://doi.org/10.1016/S0892-1997(05)80341-8).
- [176] SHAU, Y. W.; WANG, C. L.; HSIEH, F. J.; HSIAO, T. Y. Noninvasive assessment of vocal fold mucosal wave velocity using color Doppler imaging. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2001, roč. 27, č. 11, s. 1451–1460. ISSN 03015629. Dostupné z DOI: [10.1016/S0301-5629\(01\)00453-7](https://doi.org/10.1016/S0301-5629(01)00453-7).
- [177] LOHSCHELLER, Jörg; ŠVEC, Jan G.; DÖLLINGER, Michael. Vocal fold vibration amplitude, open quotient, speed quotient and their variability along glottal length: Kymographic data from normal subjects. *Logopedics Phoniatrics Vocology*. 2013, roč. 38, č. 4, s. 182–192. ISSN 1651-2022. Dostupné z DOI: [10.3109/14015439.2012.731083](https://doi.org/10.3109/14015439.2012.731083).
- [178] MEHTA, Daryush D.; DELIYSKI, Dimitar D.; ZEITELS, Steven M.; QUATIERI, Thomas F.; HILLMAN, Robert E. Voice production mechanisms following phonosurgical treatment of early glottic cancer. *Annals of Otolaryngology, Rhinology and Laryngology*. 2010, roč. 119, č. 1, s. 1–9. ISSN 0003-4894.
- [179] HIRANO, Minoru. *Clinical examination of voice*. Springer London, Limited, 1981. Disorders of human communication. ISBN 9783211816592.
- [180] MOORE, P.; VON LEDEN, H. Dynamic Variations of the Vibratory Pattern in the Normal Larynx. *Folia Phoniatrica et Logopaedica*. 1958, roč. 10, č. 4, s. 205–238. ISSN 1021-7762.
- [181] TIMCKE, ROLF; LEDEN, HANS von; MOORE, PAUL. Laryngeal Vibrations: Measurements of the Glottic Wave: Part I. The Normal Vibratory Cycle. *JAMA Otolaryngology-Head & Neck Surgery*. 1958, roč. 68, č. 1, s. 1–19. ISSN 2168-6181. Dostupné z DOI: [10.1001/archotol.1958.00730020005001](https://doi.org/10.1001/archotol.1958.00730020005001).

- [182] LEHTO, Laura; AIRAS, Matti; BJÖRKNER, Eva; SUNDBERG, Johan; ALKU, Paavo. Comparison of Two Inverse Filtering Methods in Parameterization of the Glottal Closing Phase Characteristics in Different Phonation Types. *Journal of Voice*. 2007, roč. 21, č. 2, s. 138–150. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2005.10.007.
- [183] KLÍMA, Jaromír. *Computational Modelling of Function of Human Vocal Folds*. 2009. Diploma thesis. Brno University of Technology.
- [184] KLEPÁČEK, Ivo; JIRÁK, Daniel; DUŠKOVÁ-SMRČKOVÁ, Miroslava; JANOUŠKOVÁ, Olga; VAMPOLA, Tomáš. The Human Vocal Fold Layers. Their Delineation Inside Vocal Fold as a Background to Create 3D Digital and Synthetic Glottal Model. *Journal of Voice*. 2016, roč. 30, č. 5, s. 529–537. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2015.08.004.
- [185] HIRANO, Minoru. Morphological Structure of the Vocal Cord as a Vibrator and its Variations. *Folia Phoniatrica et Logopaedica*. 1974, roč. 26, č. 2, s. 89–94. ISSN 1021-7762.
- [186] TITZE, Ingo R.; JIANG, Jiaqi; DRUCKER, David G. Preliminaries to the body-cover theory of pitch control. *Journal of Voice*. 1988, roč. 1, č. 4, s. 314–319. ISSN 08921997. Dostupné z DOI: 10.1016/S0892-1997(88)80004-3.
- [187] LUCERO, Jorge C. The minimum lung pressure to sustain vocal fold oscillation. *Journal of the Acoustical Society of America*. 1995, roč. 98, č. 2 Pt 1, s. 779–784. ISSN 00014966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.414354.
- [188] ZHANG, Zhaoyan. Characteristics of phonation onset in a two-layer vocal fold model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2009, roč. 125, č. 2, s. 1091–1102. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3050285.
- [189] YIN, Jun; ZHANG, Zhaoyan. The influence of thyroarytenoid and cricothyroid muscle activation on vocal fold stiffness and eigenfrequencies. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2013, roč. 133, č. 2002, s. 2972–83.
- [190] WU, Liang; ZHANG, Zhaoyan. A parametric vocal fold model based on magnetic resonance imaging. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2016. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.4959599.
- [191] ZHANG, Zhaoyan. Effect of vocal fold stiffness on voice production in a three-dimensional body-cover phonation model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2017, roč. 142, č. 4, s. 2311–2321. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.5008497.
- [192] VAMPOLA, Tomáš; HORÁČEK, Jaromír; KLEPÁČEK, Ivo. Computer simulation of mucosal waves on vibrating human vocal folds. *Biocybernetics and Biomedical Engineering*. 2016, roč. 36, č. 3, s. 451–465. ISBN 9781632506160. ISSN 02085216. Dostupné z DOI: 10.1016/j.bbe.2016.03.004.
- [193] DEDOUCHE, Karel; HORÁČEK, Jaromír; VAMPOLA, Tomáš; ŠVEC, Jan G.; KRŠEK, Přemysl; HAVLÍK, Radan. Acoustic modal analysis of male vocal tract for Czech vowels. In: *Proceedings of Interaction and Feedback 2002*. 2002, s. 13–20. ISBN 80-85918-75-7.
- [194] DEDOUCHE, Karel; ŠVEC, Jan G.; HORÁČEK, Jaromír; KRŠEK, Přemysl; HAVLÍK, Radan; VOKŘÁL, Jan. Akustická analýza mužského vokálního traktu pro české samohlásky [Acoustic analysis of Czech vowels in a male vocal tract, in Czech]. In: *1. Česko-slovenský foniatrický kongres a XIV. celostátní foniatrické dny Evy Sedláčkové*. 2003, s. 60–63.
- [195] VAMPOLA, Tomáš; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. FE Modeling of Human Vocal Tract Acoustics. Part I: Production of Czech Vowels. *Acta Acustica united with Acustica*. 2008, roč. 94, č. 3, s. 433–447. ISSN 1610-1928. Dostupné z DOI: 10.3813/AAA.918051.
- [196] VAMPOLA, Tomáš; HORÁČEK, Jaromír; VOKŘÁL, Jan; ČERNÝ, Libor. FE Modeling of Human Vocal Tract Acoustics. Part II: Influence of Velopharyngeal Insufficiency on Phonation of Vowels. *Acta Acustica united with Acustica*. 2008, roč. 94, s. 448–460. Dostupné z DOI: 10.3813/AAA.918052.
- [197] RADOLF, Vojtěch. *Direct and inverse task in acoustics of the human vocal tract*. 2010. Ph.D. Thesis. Czech Technical University in Prague.
- [198] RADOLF, Vojtěch; HORÁČEK, Jaromír; DLASK, Pavel; OTČENÁŠEK, Zdeněk; GENEID, Ahmed; LAUKKANEN, Anne-Maria. Measurement and mathematical simulation of acoustic characteristics of an artificially lengthened vocal tract. *Journal of Sound and Vibration*. 2016, roč. 366, s. 556–570. ISSN 0022-460X. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2015.12.018>.
- [199] MEITELES, Lawrence Z; LIN, Pi-Tang; WENK, Eugene J. An anatomic study of the external laryngeal framework with surgical implications. *Otolaryngology—Head and Neck Surgery*. 1992, roč. 106, č. 3, s. 235–240. ISSN 0194-5998.
- [200] ECKEL, Hans Edmund; SITTEL, Christian. Morphometry of the larynx in horizontal sections. *American Journal of Otolaryngology*. 1995, roč. 16, č. 1, s. 40–48. ISSN 0196-0709. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0196-0709\(95\)90008-X](https://doi.org/10.1016/0196-0709(95)90008-X).
- [201] MOBASHIR, Mohamed K; MOHAMED, Abd El Raof S; QURIBA, Amal S; ANANY, Ahmad M; HASSAN, Elham M. Linear Measurements of Vocal Folds and Laryngeal Dimensions in Freshly Excised Human Larynges. *Journal of Voice*. 2018, roč. 32, č. 5, s. 525–528. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2017.08.024>.
- [202] LEFEBVRE, Jean-Louis; BUISSET, Etienne; COCHE-DEQUEANT, Bernard; TON VAN, Jean; PREVOST, Bernard; HECQUET, Bernard; DEMAILLE, Alain. Epilarynx: Pharynx or larynx? *Head & Neck*. 1995, roč. 17, č. 5, s. 377–381. ISSN 1043-3074. Dostupné z DOI: 10.1002/hed.2880170503.

- [203] ANSYS®. *Academic Research Mechanical, Release 9.0, Help System, Theory Guide*, ANSYS, Inc. 2004.
- [204] ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Numerical Simulation of the Self-Oscillations of the Vocal Folds and of the Resulting Acoustic Phenomena in the Vocal Tract. In: *Advances in Mechanisms Design SE-47*. 2012, sv. 8, s. 357–363. Mechanisms and Machine Science. ISBN 978-94-007-5124-8. Dostupné z DOI: 10.1007/978-94-007-5125-5_47.
- [205] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Finite Element Modelling of the Effect of Stiffness and Damping of Vocal Fold Layers on their Vibrations and Produced Sound. *Applied Mechanics and Materials*. 2016, roč. 821, s. 657–664. ISSN 1662-7482. Dostupné z DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMM.821.657.
- [206] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Numerical Simulation of the Effect of Stiffness of Lamina Propria on the Self-sustained Oscillation of the Vocal Folds. In: *Engineering Mechanics 2016*. 2016, s. 182–185.
- [207] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. FE Modelling of the Influence of the Lamina Propria Properties on the Vocal Folds Vibration and Produced Sound for Specific Czech Vowels. In: *Computational Mechanics 2016: Book of extended abstracts*. 2016, s. 23–24. ISBN 978-80-261-0647-0.
- [208] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Effects of Turbulence in FE Model of Human Vocal Folds Self-oscillation. In: *Engineering Mechanics 2017*. 2017, sv. 23, s. 366–369. Engineering Mechanics, č. 1. ISBN 978-80-214-5497-2. ISSN 1805-8248.
- [209] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Two-dimensional Finite Element Model of Vowel Production: Properties of Self-oscillating Vocal Folds Interacting With Fluid Flow. *PEVoC 12*. 2017.
- [210] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. On the FE Modelling of Vocal Folds Pathologies. In: *Computational Mechanics 2018: Book of extended abstracts*. 2018, s. 25–26.
- [211] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Influence of Tissue Changes in Superficial Lamina Propria on Production of Czech Vowels. *Engineering Mechanics 2019*. 2019, roč. 25, č. 1. ISBN 978-80-87012-71-0. ISSN 1805-8248.
- [212] HÁJEK, Petr; ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Computational modelling of the effect of superficial lamina propria stiffness on human vocal fold self-oscillations. In: *Pan-European Voice Conference Book of Abstracts*. 2019, s. 102. ISBN 978-87-971596-0-6.
- [213] ZHANG, Kai; SIEGMUND, Thomas; CHAN, Roger W. A constitutive model of the human vocal fold cover for fundamental frequency regulation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2006, roč. 119, č. 2, s. 1050–1062. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2159433.
- [214] KELLEHER, Jordan E; SIEGMUND, Thomas; DU, Mindy; NASERI, Elhum; CHAN, Roger W. Empirical measurements of biomechanical anisotropy of the human vocal fold lamina propria. *Biomechanics and Modeling in Mechanobiology*. 2013, roč. 12, č. 3, s. 555–567. ISSN 1617-7940. Dostupné z DOI: 10.1007/s10237-012-0425-4.
- [215] ALIPOUR-HAGHIGHI, Fariborz; VIGMOSTAD, Sarah. Measurement of Vocal Folds Elastic Properties for Continuum Modeling. *Journal of Voice*. 2012, roč. 26, č. 6, s. 816.e21–816.e29. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jvoice.2012.04.010.
- [216] PERLMAN, Adrienne L.; TITZE, Ingo R. Development of an in Vitro Technique for Measuring Elastic Properties of Vocal Fold Tissue. *Journal of Speech, Language, and Hearing Research*. 1988, roč. 31, č. 2, s. 288–298. Dostupné z DOI: 10.1044/jshr.3102.288.
- [217] TITZE, Ingo R.; HUNTER, Eric J. Normal vibration frequencies of the vocal ligament. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2004, roč. 115, č. 5, s. 2264–2269. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1698832.
- [218] TANABE, Masahiro; ISSHIKI, Nobuhiko; SAWADA, Masaki. Damping Ratio of the Vocal Cord. *Folia Phoniatrica et Logopaedica*. 1979, roč. 31, č. 1, s. 27–34. ISSN 1421-9972. Dostupné z DOI: 10.1159/000264147.
- [219] KANEKO, T; UCHIDA, K; KOMATSU, K; KANESAKA, T; KOBAYASHI, N; NAITO, J. Mechanical properties of the vocal fold: measurement in-vivo. *Vocal fold physiology, Tokyo University of Tokyo Press, Tokyo*. 1981, s. 365–376.
- [220] EWINS, D. J.; RAO, S. S.; BRAUN, S. *Encyclopedia of Vibration*. 1. ed. Ed. BRAUN, S. Academic Press, 2002. ISBN 0-12-227085-1. Dostupné z DOI: 10.1006/rwvb.2001.
- [221] GRAY, Steven D; HIRANO, Minoru; SATO, Kiminori. Molecular and Cellular Structure of Vocal Fold Tissue VOCAL FOLD STRUCTURE IN ADULTS STRUCTURE AT THE VOCAL FOLD EDGE. 1993.
- [222] DIKKERS, Frederik Gerhard. *Benign Lesions of the Vocal Folds: Clinical and Histopathological Aspects*. 1994. Doctoral Thesis. University of Groningen.
- [223] CORDEIRO, Hugo Tito; FONSECA, José Manuel; RIBEIRO, Carlos Meneses. Reinke's Edema and Nodules Identification in Vowels Spectral Features and Pitch Jitter. *Procedia Technology*. 2014, roč. 17, s. 202–208. ISSN 2212-0173. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.protcy.2014.10.229>.
- [224] BAKEN, Donald J.; ORLIKOFF, Robert F. *Clinical measurement of speech and voice*. 2nd. Singular, 2000.

- [225] ARNELA, Marc; GUASCH, Oriol; ALÍAS, Francesc. Effects of head geometry simplifications on acoustic radiation of vowel sounds based on time-domain finite-element simulations. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2013, roč. 134, č. 4, s. 2946–2954. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.4818756.
- [226] ARNELA, Marc. *Numerical production of vowels and diphthongs using finite element methods*. 2014. Doctoral thesis. laSalle, Universitat Ramon Llull, Barcelona.
- [227] COURANT, Richard; FRIEDRICHS, Kurt; LEWY, Hans. On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal of Research and Development*. 1967, roč. 11, č. 2, s. 215–234. ISSN 0018-8646 VO - 11. Dostupné z DOI: 10.1147/rd.112.0215.
- [228] BARTHOLOMEW, Wilmer T. A Physical Definition of “Good Voice-Quality” in the Male Voice. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1934, roč. 6, č. 1, s. 25–33. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1915685.
- [229] SUNDBERG, Johan. The acoustics of the singing voice. *Scientific American Magazine*. 1977, s. 82–91.
- [230] SUNDBERG, J. The singer’s formant revisited. *Quarterly Progress and Status Report*. 1995, s. 83–96.
- [231] BARRICHELO, Viviane M.Oliveira; HEUER, Reinhardt J; DEAN, Carole M; SATALOFF, Robert T. Comparison of Singer’s Formant, Speaker’s Ring, and LTA Spectrum Among Classical Singers and Untrained Normal Speakers. *Journal of Voice*. 2001, roč. 15, č. 3, s. 344–350. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/S0892-1997\(01\)00036-4](https://doi.org/10.1016/S0892-1997(01)00036-4).
- [232] ARNELA, M.; GUASCH, O. Finite Element Synthesis of Diphthongs Using Tuned Two-Dimensional Vocal Tracts. *IEEE/ACM Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*. 2017, roč. 25, č. 10, s. 2013–2023. ISSN 2329-9304 VO - 25. Dostupné z DOI: 10.1109/TASLP.2017.2735179.
- [233] FARBOS DE LUZAN, Charles; OREN, Liran; GUTMARK, Ephraim; KHOSLA, Sid M. Quantification of the Intraglottal Pressure Induced by Flow Separation Vortices Using Large Eddy Simulation. *Journal of Voice*. 2020. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2020.02.013>.
- [234] BATHE, Klaus Jürgen; LEDEZMA, Gustavo A. Benchmark problems for incompressible fluid flows with structural interactions. *Computers and Structures*. 2007, roč. 85, č. 11-14, s. 628–644. ISSN 00457949. Dostupné z DOI: 10.1016/j.compstruc.2007.01.025.
- [235] DEGROOTE, Joris; BATHE, Klaus Jürgen; VIERENDEELS, Jan. Performance of a new partitioned procedure versus a monolithic procedure in fluid-structure interaction. *Computers and Structures*. 2009, roč. 87, č. 11-12, s. 793–801. ISSN 00457949. Dostupné z DOI: 10.1016/j.compstruc.2008.11.013.
- [236] RANC, H; ELKHYAT, A; SERVAIS, C; MAC-MARY, S; LAUNAY, B; HUMBERT, Ph. Friction coefficient and wettability of oral mucosal tissue: Changes induced by a salivary layer. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2006, roč. 276, č. 1, s. 155–161. ISSN 0927-7757. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2005.10.033>.
- [237] PRINZ, J F; WIJK, R A de; HUNTJENS, L. Load dependency of the coefficient of friction of oral mucosa. *Food Hydrocolloids*. 2007, roč. 21, č. 3, s. 402–408. ISSN 0268-005X. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.foodhyd.2006.05.005>.
- [238] HERBST, Christian T. Electroglottography – An Update. *Journal of Voice*. 2019. ISSN 0892-1997. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jvoice.2018.12.014>.
- [239] SKARNITZL, Radek; VOLÍN, Jan. Referenční hodnoty vokálních formantů pro mladé dospělé mluvčí standardní češtiny [Reference Values of Vowel Formants for Young Adult Speakers of Standard Czech, in Czech]. *Akustické listy*. 2012, roč. 18, č. 1, s. 7–11. ISSN 1212-4702.
- [240] CESNET. *MetaCentrum - Virtual Organization* [online]. 2019 [cit. 2019-12-10].
- [241] CHILDERS, D. G.; LEE, C. K. Vocal quality factors: Analysis, synthesis, and perception. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1991, roč. 90, č. 5, s. 2394–2410. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.402044.
- [242] HOLMBERG, Eva B.; HILLMAN, Robert E.; PERKELL, Joseph S. Glottal airflow and transglottal air pressure measurements for male and female speakers in soft, normal, and loud voice. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1988, roč. 84, č. 2, s. 511–529. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.396829.
- [243] TITZE, Ingo R. Regulating glottal airflow in phonation: Application of the maximum power transfer theorem to a low dimensional phonation model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2002, roč. 111, č. 1, s. 367–376. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.1417526.
- [244] MERHAUT, J. *Fundamentals of physiological acoustics and theory of natural acoustic signals (in Czech)*. Czech Technical University, 1972.
- [245] ŠVANCARA, Pavel; HORÁČEK, Jaromír. Numerical modelling of effect of tonsillectomy on production of Czech vowels. *Acta Acustica united with Acustica*. 2006, roč. 92, č. 5, s. 681–688.
- [246] TITZE, Ingo R.; PALAPARTHI, Anil. Sensitivity of Source-Filter Interaction to Specific Vocal Tract Shapes. *IEEE/ACM Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*. 2016, roč. 24, č. 12, s. 2507–2515. ISSN 2329-9290. Dostupné z DOI: 10.1109/TASLP.2016.2616543.
- [247] MITTAL, R; ERATH, B D; PLESNIAK, M W. Fluid dynamics of human phonation and speech. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2013, roč. 45, s. 437–467. ISSN 0066-4189. Dostupné z DOI: 10.1146/annurev-fluid-011212-140636.

- [248] UEZU, Yasufumi; KABURAGI, Tokihiko. A measurement study on voice instabilities during modal-falsetto register transition. *Acoustical Science and Technology*. 2016, roč. 37, č. 6, s. 267–276. ISSN 13475177. Dostupné z DOI: 10.1250/ast.37.267.
- [249] ROTHENBERG, Martin. Source-Tract Acoustic Interaction in the Soprano Voice and Implications for Vocal Efficiency. In: *Vocal Fold Physiology*. 1986, s. 254–263.
- [250] TITZE, Ingo R. Voice Training and Therapy With a Semi-Occluded Vocal Tract: Rationale and Scientific Underpinnings. *Journal of Speech, Language, and Hearing Research*. 2006, roč. 49, č. 2, s. 448–459. Dostupné z DOI: 10.1044/1092-4388(2006/035).
- [251] TITZE, Ingo R. *Scientific American Magazine*. Sv. 01, The Human Instrument. 2008.
- [252] HENRICH, Nathalie; SMITH, John; WOLFE, Joe. Vocal tract resonances in singing: Strategies used by sopranos, altos, tenors, and baritones. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 129, č. 2, s. 1024–1035. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3518766.
- [253] VAMPOLA, Tomáš; LAUKKANEN, Anne-Maria; HORÁČEK, Jaromír; ŠVEC, Jan G. Vocal tract changes caused by phonation into a tube: a case study using computer tomography and finite-element modeling. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 129, č. 1, s. 310–315. ISSN 1520-8524. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3506347.
- [254] WADE, Laura; HANNA, Noel; SMITH, John; WOLFE, Joe. The role of vocal tract and subglottal resonances in producing vocal instabilities. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2017, roč. 141, č. 3, s. 1546–1559. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.4976954.
- [255] TAO, Chao; ZHANG, Yu; HOTTINGER, Daniel G.; JIANG, Jack J. Asymmetric airflow and vibration induced by the Coanda effect in a symmetric model of the vocal folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2007, roč. 122, č. 4, s. 2270–2278. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2773960.
- [256] MATTHEUS, Willy; BRÜCKER, Christoph. Asymmetric glottal jet deflection: differences of two- and three-dimensional models. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011, roč. 130, č. 6, s. EL373–9. ISSN 1520-8524. Dostupné z DOI: 10.1121/1.3655893.
- [257] TITZE, Ingo R.; ALIPOUR, Fariborz; BLAKE, Douglas; PALAPARTHI, Anil. Comparison of a fiber-gel finite element model of vocal fold vibration to a transversely isotropic stiffness model. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2017, roč. 142, č. 3, s. 1376–1383. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.5001055.
- [258] COOK, Douglas D; NAUMAN, Eric; MONGEAU, Luc. Reducing the number of vocal fold mechanical tissue properties: evaluation of the incompressibility and planar displacement assumptions. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2008, roč. 124, č. 6, s. 3888–3896. ISSN 1520-8524. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2996300.
- [259] COOK, Douglas; GEORGE, Pradeep; JULIAS, Margaret. 2D/3D hybrid structural model of vocal folds. *Journal of Biomechanics*. 2012, roč. 45, č. 2, s. 269–274. ISSN 00219290. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jbiomech.2011.10.030.
- [260] DIANA FEA BV. *DIANA FEA v1.02 Theory manual*. 2017.
- [261] BAER, Thomas; GAY, Thomas; NIIMI, Seiji. Control of fundamental frequency, intensity, and register of phonation. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1975, roč. 58, č. S1, s. S12–S13. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.2001964.
- [262] ATKINSON, James E. Correlation analysis of the physiological factors controlling fundamental voice frequency. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1978, roč. 63, č. 1, s. 211–222. ISSN 0001-4966. Dostupné z DOI: 10.1121/1.381716.

Seznam symbolů a zkratek

$\mathbf{A}_e^{\text{Advect}}$	matice příspěvků od advekčních členů transportní rovnice
$\mathbf{A}_e^{\text{Diff}}$	matice příspěvků od difúzních členů transportní rovnice
$\mathbf{A}_e^{\text{Trans}}$	matice příspěvků od transientních členů transportní rovnice
A_{g0}	počáteční plocha <i>glottis</i>
A_{sum}	celková výchylka
b_p	poměrný útlum
\mathbf{C}	matice tlumení
C_1	koeficient k zahrnutí smykového poměru v rovnici disipativní energie
C_2	ztrátový koeficient v rovnici disipativní energie
C_3	vztlakový koeficient v rovnici disipativní energie
C_4	vztlakový koeficient pro turbulentní kinetickou energii
c_{air}	rychlost zvuku ve vzduchu
\mathbf{C}_α	transientní a advekční koeficienty
C_{lmt}	konstanta limitující vznik turbulencí v regionech s pomalým prouděním
C_μ	turbulentní konstanta k aktualizaci turbulentní viskozity
Co	Courantovo číslo
C_p	měrná tepelná kapacita
D_L	šířka vazy v mediálně-laterálním směru
D_{VF}	šířka hlasivky v mediálně-laterálním směru
E	Youngův modul pružnosti; integrační konstanta závislá na drsnosti stěny
E_k	kinetická energie
E_{SLP}	Youngův modul pružnosti povrchového podslizničního vaziva
F_0	základní frekvence hlasu
f_1	první vlastní frekvence hlasivek
F_1	první formantová frekvence
f_2	druhá vlastní frekvence hlasivek
F_2	druhá formantová frekvence
F_3	třetí formantová frekvence
f_n^{sub}	n -tá vlastní frekvence průdušnice
f_o	oscilační frekvence hlasivek
\mathbf{f}_s	vektor zatížení
$\mathbf{F}_s(t)$	vektor aplikovaného zatížení
g_i	složky gravitačního zrychlení
k	podélné napětí hlasivek, turbulentní kinetická energie
\mathbf{K}	matice tuhosti
K	koeficient tepelné vodivosti
$k-\varepsilon$	dvourovnicový turbulentní model z třídy RANS modelů
$k-\omega$	dvourovnicový turbulentní model z třídy RANS modelů
L14	místo v <i>glottis</i> na úrovni bodů VF_L a VF_R
L^e	délka elementu
L_T	délka průdušnice
L_{VT}	délka vokálního traktu po střednici
\mathbf{M}	matice hmotnosti
Ma	Machovo číslo
N_f	počet fluidních elementů
$p_e(t)$	epilaryngeální tlak
$p_g(t)$	glotální tlak
p_L	budící tlak z plic
$p_m(t)$	tlak u úst
p_{pret}	tahové zatížení vyvozující předpětí v hlasivkách
PSD_m	výkonová spektrální hustota akustického signálu u úst
$p_s(t)$	subglotický tlak
P_{th}	phonation treshold pressure, práh fonace
Q_v	objemový tepelný zdroj
R	univerzální plynová konstanta
Re	Reynoldsovo číslo
R_x	distribuovaný hydraulický odpor ve směru osy x
R_y	distribuovaný hydraulický odpor ve směru osy y
R_z	distribuovaný hydraulický odpor ve směru osy z
\mathbf{S}_α	zdroje (fluidní zatížení) v transportních rovnicích
$\mathbf{S}_e^\alpha(t)$	vektor zdrojových členů transportní rovnice
S_{ij}	matice poddajnosti materiálu
T_0	teplota prostředí
T_{air}	teplota vzduchu
T_E	tloušťka epitelu
t_{inc}	časový inkrement, časový krok

- T_L výška vazy kraniálně-kaudálním směru
 T_{SLP} tloušťka povrchového slizničního vaziva
 T_{VF} výška hlasivky kraniálně-kaudálním směru
 $\mathbf{u}(t)$ vektor posuvů v uzlech
 U_g objemový průtok v *glottis*
 \mathbf{u}_s vektor neznámých posuvů
 $\dot{\mathbf{u}}(t)$ vektor rychlostí v uzlech
 $\ddot{\mathbf{u}}(t)$ vektor zrychlení v uzlech
 $u_x(t)$ posuvy čela hlasivek v ose x
 $v_e(t)$ epilaryngeální rychlost proudění
 VF_L vybraný bod na levé hlasivce
 VF_L^{\min} bod na levé hlasivce při minimální mezeře v *glottis*
 VF_R vybraný bod na pravé hlasivce
 VF_R^{\min} bod na pravé hlasivce při minimální mezeře v *glottis*
 $v_g(t)$ glotální rychlost proudění
 $v_m(t)$ rychlost proudění u úst
 $v_s(t)$ subglotická rychlost proudění
 v^{str} střední rychlost proudění
 W_g šířka otevření *glottis*
 W_g^{max} maximální šířka otevření *glottis*
 W_v práce viskózních sil
 x_i směry souřadného systému
 x_{VT} šířka vokálního traktu v mediálně-laterálním směru
 Z_{VF} tloušťka hlasivky v anteriorně-posteriorním směru
- α koeficient konstrukčního (mass-proportional) tlumení
 $\alpha_e(t)$ vektor uvažovaných neznámých z transportních rovnic
 α vektor řešených neznámých v transportních rovnicích
 β koeficient materiálového (stiffness-proportional) tlumení; koeficient teplotní roztažnosti
 β' beta faktor v turbulentních rovnicích
 ε_i tenzor přetvoření
 η dynamická viskozita
 γ gamma faktor v turbulentních rovnicích
 Γ_α difúzní koeficienty
 κ Von Kármánova konstanta, parametr šikmosti
 λ vlnová délka
 μ Poissonův poměr; dynamická viskozita
 μ_e efektivní viskozita
 μ_t trubulentní viskozita
 Φ zdroj viskózního tepla
 π Ludolfovo číslo
 ρ_f hustota materiálu fluidního modelu
 ρ_s hustota materiálu strukturního modelu
 σ_ε Schmidtovo číslo pro disipativní energii
 σ_j tenzor napětí
 σ_k Schmidtovo číslo pro turbulentní kinetickou energii
 σ_ω Schmidtovo číslo pro disipativní energii
 σ_t turbulentní Prandtlovo číslo pro energetické rovnice
 τ_s Cauchyho tenzor napětí
- 2D** dvourozměrný, rovinný
3D trojrozměrný, prostorový
A A cartilages, *cartilagine arytaenoidee*, hlasivkové (koněvkové) chrupavky
ALE ALE metoda, arbitrary Lagrangian-Eulerian approach
APDL ANSYS® Parametric Design Language
APE acoustic perturbation equations, akustické perturbační rovnice
C C cartilage, *cartilago cricoidea*, prstencová chrupavka
CA_L CA_L muscle, *musculus cricoarytaenoideus lateralis*
CCIR Consultative Committee on International Radio, televizní norma
CIQ closing quotient, koeficient uzavírání
CQ closed quotient, koeficient uzavření
CT computer tomography, počítačová tomografie
CT CT muscle, *musculus cricothyroideus*, vnější napínač
DNS direct numerical simulation, přímá numerická simulace
E *epithelium*, epitel
EGG electroglotography, elektroglografie
FO fáze otevření
FO' fáze otvírání
FSAI fluidně-strukturně-akustická interakce

FU fáze uzavření
FU' fáze uzavírání
FWH FWH metoda, Ffowcs Williams-Hawkings metoda
HHT- α Zobecněná HHT- α metoda časové integrace, the generalized Hilber-Hughes-Taylor time integration method, zobecnění Newmarkovy metody
IA IA muscles, *musculi arytaenoidei*
INS/PCE incompressible Navier-Stokes equations/perturbed compressible equations
L *ligamentum vocale*, ligament
LES LES turbulentní modely, Large eddy simulation modely
LV *ligamentum vocale*, hlasový vaz
LVA Layered Voice Analysis
M5 model 5, často využívaná idealizovaná parametrická geometrie hlasivek
MKP metoda konečných prvků
MRI magnetic resonance imaging, magnetická rezonance
OQ open quotient, koeficient otevření
PGG photoglottography, fotoglottografie
PIV PIV metoda, particle image velocimetry, integrální laserová anemometrie
PML perfectly matched layer, vrstva elementů využívající se k odchodu zvukových vln do volného pole
RANS RANS turbulentní modely, Reynolds-averaged Navier-Stokes modely
SI speed index, rychlostní index
SIMPLE Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SLP superficial lamina propria, *lamina propria superficialis*, povrchové podslizniční vazivo
SQ speed quotient, rychlostní koeficient
SST SST model, Shear stress transport turbulentní model
SUPG SUPG metoda, Stramline Upwind/Petrov-Galerkin metoda
T T cartilage, *cartilago thyroidea*, štítná chrupavka
T trachea, *trachea*, průdušnice
TA TA muscle, *musculus thyroarytaenoideus*, hlasivkový sval
VF vocal fold, hlasivka
VKG videokymography, videokymografie
VSKG videostrobokymography, videostrobokymografie
VT vocal tract, vokální trakt

A Rovinný model: geometrie vokálních traktů pro všechny české samohlásky

	Samohláska [a:]		Samohláska [e:]		Samohláska [i:]		Samohláska [o:]		Samohláska [u:]	
	S [mm ²]	L [mm]	S [mm ²]	L [mm]	S [mm ²]	L [mm]	S [mm ²]	L [mm]	S [mm ²]	L [mm]
1	140,70		25,98		52,60		30,00		33,80	
2	111,70	7,00	29,27	6,36	37,90	6,82	28,64	8,30	22,00	9,62
3	128,10	6,72	9,36	6,67	81,55	8,13	31,23	7,88	44,10	8,34
4	284,10	8,92	20,75	6,84	302,21	9,94	223,72	10,34	278,20	10,16
5	193,50	7,40	201,34	8,21	270,12	7,99	97,34	8,86	192,40	7,65
6	149,10	4,95	123,99	9,51	277,13	7,35	57,96	4,60	159,20	6,44
7	88,16	7,51	102,34	7,95	568,28	8,74	81,91	9,28	258,40	7,99
8	55,19	8,43	137,50	8,06	622,88	9,23	59,10	12,30	183,20	10,57
9	55,61	7,72	120,82	7,85	479,30	8,71	17,62	12,52	66,20	11,87
10	69,02	7,19	97,45	6,91	465,30	7,63	42,81	7,79	93,90	8,06
11	76,70	6,93	96,59	6,56	434,64	5,57	31,77	5,26	111,40	4,96
12	71,82	6,64	132,87	5,75	438,02	6,69	28,36	4,50	115,10	7,41
13	145,00	6,63	132,19	5,65	219,92	7,86	107,17	8,22	143,60	7,77
14	343,50	8,26	227,95	6,12	96,17	7,20	99,96	7,73	56,00	6,07
15	411,70	6,18	157,85	6,77	40,19	8,46	157,95	10,31	28,80	9,29
16	572,60	6,97	118,44	6,60	24,33	8,82	350,23	8,41	55,60	5,59
17	706,30	7,57	135,16	10,06	36,94	9,11	572,33	7,39	141,10	5,58
18	758,30	7,52	167,95	11,72	38,23	6,14	779,91	6,19	412,00	8,51
19	745,80	8,34	196,77	9,21	44,44	6,51	934,79	4,84	1195,40	12,30
20	706,50	6,42	151,99	8,27	71,59	5,72	970,91	7,33	1005,80	8,01
21	678,80	8,01	150,30	7,47	268,98	7,49	536,41	9,92	511,30	8,45
22	461,10	7,22	198,75	5,33	229,66	5,54	233,09	8,50	228,20	7,37
23	296,80	6,08	121,77	5,30	192,20	5,21	93,68	6,70	89,50	6,93
24	219,70	4,78	50,91	6,48	224,24	6,49	44,00	5,12	35,20	6,78

Tab. A.1. Plochy průřezů S a vzdálenosti L mezi nimi pro vokální trakty všech českých samohlásek [194–197].

	Samohláska [a:]		Samohláska [e:]		Samohláska [i:]		Samohláska [o:]		Samohláska [u:]	
	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]	x [mm]	y [mm]
1	-4,40	5,30	-2,11	5,30	-2,94	5,30	-2,24	5,30	-2,06	5,30
2	-3,49	12,30	-2,21	11,66	-2,48	12,12	-2,19	13,60	-1,69	14,92
3	-4,00	19,02	-1,59	18,33	-3,85	20,24	-2,28	21,48	-2,38	23,26
4	-8,88	27,94	-1,95	25,17	-10,74	30,18	-8,29	31,82	-9,69	33,42
5	-6,05	35,34	-7,59	33,38	-9,74	38,18	-4,34	40,68	-7,01	41,07
6	-4,66	40,30	-5,17	42,88	-9,96	45,53	-3,11	45,27	-5,98	47,51
7	-2,76	47,81	-4,50	50,84	-19,06	54,27	-3,86	54,55	-9,08	55,50
8	-1,72	56,24	-5,60	58,90	-20,77	63,50	-3,15	66,85	-6,73	66,07
9	-1,74	63,95	-5,08	66,74	-16,28	72,20	-1,85	79,37	-3,07	77,94
10	-2,16	71,15	-4,35	73,65	-15,84	79,83	-2,64	87,17	-3,93	86,00
11	-2,40	78,08	-4,32	80,21	-14,88	85,40	-2,29	92,43	-4,48	90,96
12	-2,24	84,72	-5,45	85,96	-14,99	92,09	-2,19	96,92	-4,60	98,37
13	-4,53	91,35	-5,43	91,61	-8,17	99,95	-4,65	105,14	-5,49	106,13
14	-10,73	99,61	-8,42	97,73	-4,31	107,15	-4,42	112,87	-2,75	112,20
15	-12,87	105,79	-6,23	104,51	-2,56	115,62	-6,24	123,18	-1,90	121,49
16	-17,89	112,75	-5,00	111,11	-2,06	124,44	-12,24	131,59	-2,74	127,08
17	-22,07	120,32	-5,52	121,17	-2,45	133,55	-19,19	138,98	-5,41	132,66
18	-23,70	127,84	-6,55	132,89	-2,49	139,69	-25,67	145,17	-13,88	141,17
19	-23,31	136,18	-7,45	142,10	-2,69	146,19	-30,51	150,01	-38,36	153,48
20	-22,08	142,59	-6,05	150,36	-3,54	151,91	-31,64	157,34	-32,43	161,49
21	-21,21	150,60	-6,00	157,84	-9,71	159,41	-18,06	167,26	-16,98	169,94
22	-14,41	157,83	-7,51	163,16	-8,48	164,94	-8,58	175,76	-8,13	177,31
23	-9,28	163,91	-5,11	168,46	-7,31	170,15	-4,23	182,47	-3,80	184,23
24	-6,87	168,69	-2,89	174,94	-8,31	176,64	-2,67	187,58	-2,10	191,02

Tab. A.2. Souřadnice bodů $[x,y]$ na povrchu všech 2D vokálních traktů.

B Výsledky z rovinného modelu: parametry kmitů hlasivek

Na následujících dvoustranách je uvedeno kompletní shrnutí parametrů kmitů hlasivek ze všech 480 výpočtových variant rovinného modelu pro všechny kombinace samohlásek, stlačitelnosti, použití turbulentního modelu a tuhosti a tlumení povrchového podslizničního vaziva.

Parametry jsou shrnuty v tab. B.1 a k rozlišení výpočtových variant je použitý následující klíč:

Označení	Význam
C0	Nestlačitelná tekutina
C1	Stlačitelná tekutina
T0	Bez turbulentního modelu
T1	S SST turbulentním modelem
DAMPD	Výchozí varianta tlumení ($\alpha = 116,5279 \text{ s}^{-1}$; $\beta = 0,0003 \text{ s}$)
E_{SLP}	Youngův modul pružnosti povrchového podslizničního vaziva
α	Koeficient konstrukčního tlumení
β	Koeficient materiálového tlumení
W_g^{max}	Maximální šířka otevření <i>glottis</i>
OQ	Koeficient otevření
CQ	Koeficient uzavření
ClQ	Koeficient uzavírání
SQ	Rychlostní koeficient
SI	Rychlostní index

Tab. B.1. Označení výpočtových variant a význam jednotlivých parametrů kmitů hlasivek.

Varianty, jejichž všechny parametry jsou rovny nule, nebyly vyhodnoceny buď z důvodu havárie výpočtu (poddajné a netlumené povrchové podslizniční vazivo; kombinace nestlačitelného proudění a turbulentního modelu), nebo z důvodu neotevření hlasivek (nepoddajné a tlumené povrchové podslizniční vazivo).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [a:]	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,42	0,22	0,78	0,13	0,78	-0,13	139
			1,0172	0,0004	2	0,41	0,26	0,74	0,14	0,90	-0,05	139
			60,3780	0,0006	3	0,40	0,29	0,71	0,15	1,00	0,00	133
			119,7388	0,0007	4	0,39	0,30	0,70	0,13	1,30	0,13	132
			178,0823	0,0004	5	0,40	0,28	0,72	0,14	1,00	0,00	139
		2500	1,7917	0,0002	6	0,35	0,23	0,77	0,11	1,00	0,00	141
			3,5834	0,0004	7	0,33	0,26	0,74	0,12	1,11	0,05	137
			64,4495	0,0006	8	0,31	0,28	0,72	0,11	1,62	0,24	135
			125,3155	0,0007	9	0,29	0,30	0,70	0,12	1,56	0,22	132
			182,5982	0,0004	10	0,32	0,25	0,75	0,11	1,38	0,16	133
		3000	2,7619	0,0002	11	0,28	0,21	0,79	0,11	1,00	0,00	132
			5,5238	0,0004	12	0,25	0,26	0,74	0,11	1,38	0,16	135
			67,5987	0,0006	13	0,24	0,27	0,73	0,10	1,63	0,24	130
			129,6736	0,0007	14	0,21	0,34	0,66	0,13	1,56	0,22	149
			186,2248	0,0004	15	0,25	0,25	0,75	0,10	1,38	0,16	130
	3500	3,5317	0,0002	16	0,23	0,16	0,84	0,07	1,14	0,07	104	
		7,0633	0,0004	17	0,23	0,16	0,84	0,06	1,57	0,22	88	
		70,1593	0,0005	18	0,21	0,20	0,80	0,08	1,71	0,26	108	
		133,2554	0,0007	19	0,18	0,31	0,69	0,14	1,20	0,09	139	
		189,2880	0,0004	20	0,21	0,20	0,80	0,08	1,57	0,22	110	
C0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		60,3780	0,0006	3	0,36	0,33	0,67	0,14	1,33	0,14	156	
		119,7388	0,0007	4	0,37	0,42	0,58	0,17	1,44	0,18	189	
		178,0823	0,0004	5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3,5834	0,0004	7	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		64,4495	0,0006	8	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		125,3155	0,0007	9	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		182,5982	0,0004	10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		5,5238	0,0004	12	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		67,5987	0,0006	13	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		129,6736	0,0007	14	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		186,2248	0,0004	15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,17	0,22	0,78	0,09	1,50	0,20	149	
		7,0633	0,0004	17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	

Tab. B.2. Samohláska [a:]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné proudění (C0) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]	
													Samohláska [a:]
C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,39	0,26	0,74	0,08	2,33	0,40	130	
			60,3780	0,0006	3	0,39	0,30	0,70	0,09	2,29	0,39	130	
			119,7388	0,0007	4	0,37	0,33	0,67	0,11	2,12	0,36	132	
			178,0823	0,0004	5	0,40	0,25	0,75	0,09	1,86	0,30	127	
		1,7917	0,0002	6	0,34	0,22	0,78	0,06	2,40	0,41	130		
		3,5834	0,0004	7	0,32	0,24	0,76	0,07	2,50	0,43	115		
		64,4495	0,0006	8	0,30	0,27	0,73	0,07	2,83	0,48	116		
		125,3155	0,0007	9	0,30	0,29	0,71	0,08	2,43	0,42	120		
		182,5982	0,0004	10	0,32	0,26	0,74	0,09	2,00	0,33	125		
	2,7619	0,0002	11	0,29	0,20	0,80	0,06	2,40	0,41	119			
	5,5238	0,0004	12	0,29	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	128			
	67,5987	0,0006	13	0,27	0,23	0,77	0,07	2,14	0,36	103			
	129,6736	0,0007	14	0,26	0,23	0,77	0,08	1,87	0,30	99			
	186,2248	0,0004	15	0,27	0,20	0,80	0,06	2,33	0,40	100			
	3,5317	0,0002	16	0,23	0,17	0,83	0,05	2,20	0,38	108			
	7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,05	2,17	0,37	85			
	70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0			
	133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0			
	189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0			
T1	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		60,3780	0,0006	3	0,38	0,31	0,69	0,09	2,43	0,42	130		
		119,7388	0,0007	4	0,38	0,33	0,67	0,11	2,13	0,36	132		
		178,0823	0,0004	5	0,40	0,26	0,74	0,09	1,86	0,30	132		
	1,7917	0,0002	6	0,33	0,22	0,78	0,06	2,40	0,41	127			
	3,5834	0,0004	7	0,33	0,25	0,75	0,07	2,50	0,43	119			
	64,4495	0,0006	8	0,32	0,27	0,73	0,09	2,14	0,36	123			
	125,3155	0,0007	9	0,29	0,30	0,70	0,08	3,00	0,50	125			
	182,5982	0,0004	10	0,32	0,26	0,74	0,08	2,33	0,40	128			
	2,7619	0,0002	11	0,29	0,20	0,80	0,06	2,20	0,38	123			
	5,5238	0,0004	12	0,26	0,22	0,78	0,06	2,80	0,47	115			
	67,5987	0,0006	13	0,26	0,23	0,77	0,07	2,14	0,36	106			
	129,6736	0,0007	14	0,24	0,26	0,74	0,07	2,83	0,48	114			
	186,2248	0,0004	15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0			
	3,5317	0,0002	16	0,26	0,17	0,83	0,06	1,83	0,29	97			
	7,0633	0,0004	17	0,23	0,18	0,82	0,06	2,17	0,37	93			
	70,1593	0,0005	18	0,24	0,19	0,81	0,06	2,33	0,40	93			
	133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0			
	189,2880	0,0004	20	0,25	0,16	0,84	0,05	2,17	0,37	83			

Tab. B.3. Samohláska [a:]: parametry kmitů hlasivek pro stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [e:]	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,41	0,24	0,76	0,13	0,89	-0,06	143
			1,0172	0,0004	2	0,42	0,28	0,72	0,14	1,00	0,00	139
			60,3780	0,0006	3	0,40	0,29	0,71	0,13	1,20	0,09	133
			119,7388	0,0007	4	0,38	0,31	0,69	0,12	1,56	0,22	133
			178,0823	0,0004	5	0,40	0,28	0,72	0,13	1,22	0,10	139
		2500	1,7917	0,0002	6	0,36	0,25	0,75	0,13	0,89	-0,06	145
			3,5834	0,0004	7	0,34	0,26	0,74	0,13	1,00	0,00	130
			64,4495	0,0006	8	0,30	0,29	0,71	0,12	1,44	0,18	132
			125,3155	0,0007	9	0,31	0,29	0,71	0,13	1,30	0,13	127
			182,5982	0,0004	10	0,33	0,26	0,74	0,12	1,11	0,05	135
	3000	2,7619	0,0002	11	0,29	0,22	0,78	0,11	1,00	0,00	135	
		5,5238	0,0004	12	0,27	0,23	0,77	0,10	1,37	0,16	120	
		67,5987	0,0006	13	0,22	0,29	0,71	0,11	1,75	0,27	133	
		129,6736	0,0007	14	0,24	0,28	0,72	0,10	1,75	0,27	128	
		186,2248	0,0004	15	0,26	0,26	0,74	0,11	1,38	0,16	135	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,25	0,15	0,85	0,08	1,00	0,00	96	
		7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,07	1,25	0,11	87	
		70,1593	0,0005	18	0,19	0,24	0,76	0,10	1,50	0,20	120	
		133,2554	0,0007	19	0,17	0,37	0,63	0,16	1,30	0,13	159	
		189,2880	0,0004	20	0,22	0,18	0,82	0,07	1,57	0,22	102	
C0	2000	0,5086	0,0002	1	0,49	0,33	0,67	0,19	0,73	-0,16	175	
		1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		60,3780	0,0006	3	0,37	0,32	0,68	0,14	1,33	0,14	154	
		119,7388	0,0007	4	0,44	0,31	0,69	0,15	1,09	0,04	133	
		178,0823	0,0004	5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3,5834	0,0004	7	0,32	0,28	0,72	0,13	1,11	0,05	147	
		64,4495	0,0006	8	0,32	0,28	0,73	0,11	1,44	0,18	125	
		125,3155	0,0007	9	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		182,5982	0,0004	10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,33	0,26	0,74	0,14	0,89	-0,06	154	
		5,5238	0,0004	12	0,28	0,23	0,77	0,10	1,38	0,16	120	
		67,5987	0,0006	13	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		129,6736	0,0007	14	0,27	0,27	0,73	0,11	1,44	0,18	120	
		186,2248	0,0004	15	0,27	0,27	0,73	0,11	1,38	0,16	141	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,27	0,13	0,87	0,06	1,13	0,06	76	
		7,0633	0,0004	17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	

Tab. B.4. Samohláska [e]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné proudění (C0) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]	
													Samohláska [e:]
C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,48	0,37	0,63	0,16	1,25	0,11	137	
			60,3780	0,0006	3	0,49	0,41	0,59	0,19	1,14	0,07	137	
			119,7388	0,0007	4	0,46	0,43	0,57	0,17	1,50	0,20	143	
			178,0823	0,0004	5	0,43	0,37	0,63	0,15	1,45	0,19	137	
		1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3,5834	0,0004	7	0,42	0,36	0,64	0,16	1,27	0,12	143		
		64,4495	0,0006	8	0,39	0,39	0,61	0,15	1,64	0,24	133		
		125,3155	0,0007	9	0,39	0,39	0,61	0,15	1,64	0,24	135		
		182,5982	0,0004	10	0,39	0,35	0,65	0,14	1,50	0,20	141		
	2,7619	0,0002	11	0,27	0,26	0,74	0,11	1,50	0,20	175			
	5,5238	0,0004	12	0,33	0,28	0,72	0,11	1,63	0,24	133			
	67,5987	0,0006	13	0,32	0,28	0,72	0,11	1,56	0,22	123			
	129,6736	0,0007	14	0,29	0,28	0,72	0,11	1,67	0,25	118			
	186,2248	0,0004	15	0,31	0,27	0,73	0,10	1,63	0,24	128			
	3,5317	0,0002	16	0,26	0,18	0,82	0,07	1,50	0,20	119			
	7,0633	0,0004	17	0,25	0,26	0,74	0,10	1,63	0,24	122			
	70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
	133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
	189,2880	0,0004	20	0,25	0,23	0,77	0,09	1,75	0,27	106			
T1	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		60,3780	0,0006	3	0,52	0,39	0,61	0,17	1,23	0,10	133		
		119,7388	0,0007	4	0,47	0,39	0,61	0,15	1,55	0,21	139		
		178,0823	0,0004	5	0,46	0,37	0,63	0,20	0,86	-0,08	141		
	1,7917	0,0002	6	0,45	0,32	0,68	0,14	1,30	0,13	139			
	3,5834	0,0004	7	0,42	0,33	0,67	0,13	1,67	0,25	139			
	64,4495	0,0006	8	0,40	0,35	0,65	0,12	1,89	0,31	135			
	125,3155	0,0007	9	0,39	0,37	0,63	0,14	1,70	0,26	137			
	182,5982	0,0004	10	0,42	0,36	0,64	0,17	1,08	0,04	145			
	2,7619	0,0002	11	0,33	0,28	0,72	0,08	2,43	0,42	118			
	5,5238	0,0004	12	0,36	0,31	0,69	0,11	1,75	0,27	143			
	67,5987	0,0006	13	0,31	0,27	0,73	0,10	1,75	0,27	125			
	129,6736	0,0007	14	0,29	0,27	0,73	0,10	1,56	0,22	116			
	186,2248	0,0004	15	0,31	0,29	0,71	0,12	1,44	0,18	132			
	3,5317	0,0002	16	0,21	0,20	0,80	0,07	1,83	0,29	118			
	7,0633	0,0004	17	0,26	0,26	0,74	0,10	1,63	0,24	123			
	70,1593	0,0005	18	0,25	0,26	0,74	0,10	1,44	0,18	116			
	133,2554	0,0007	19	0,25	0,21	0,79	0,08	1,50	0,20	85			
	189,2880	0,0004	20	0,24	0,23	0,77	0,09	1,75	0,27	106			

Tab. B.5. Samohláska [e:]: parametry kmitů hlasivek pro stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
C0	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,39	0,25	0,75	0,13	0,89	-0,06	145
			1,0172	0,0004	2	0,41	0,26	0,74	0,12	1,11	0,05	135
			60,3780	0,0006	3	0,39	0,28	0,72	0,13	1,10	0,05	133
			119,7388	0,0007	4	0,39	0,30	0,70	0,13	1,30	0,13	132
			178,0823	0,0004	5	0,39	0,27	0,73	0,14	1,00	0,00	137
	2500	1,7917	0,0002	6	0,34	0,24	0,76	0,12	1,00	0,00	147	
		3,5834	0,0004	7	0,32	0,26	0,74	0,11	1,38	0,16	135	
		64,4495	0,0006	8	0,30	0,29	0,71	0,11	1,63	0,24	137	
		125,3155	0,0007	9	0,29	0,30	0,70	0,11	1,88	0,30	132	
		182,5982	0,0004	10	0,32	0,26	0,74	0,11	1,37	0,16	135	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,27	0,21	0,79	0,09	1,29	0,12	133	
		5,5238	0,0004	12	0,26	0,24	0,76	0,09	1,57	0,22	135	
		67,5987	0,0006	13	0,23	0,27	0,73	0,10	1,63	0,24	128	
		129,6736	0,0007	14	0,20	0,36	0,64	0,17	1,18	0,08	152	
		186,2248	0,0004	15	0,25	0,24	0,76	0,10	1,38	0,16	128	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,22	0,19	0,81	0,09	1,14	0,07	123	
		7,0633	0,0004	17	0,22	0,18	0,82	0,08	1,25	0,11	100	
		70,1593	0,0005	18	0,19	0,26	0,74	0,11	1,37	0,16	135	
		133,2554	0,0007	19	0,17	0,40	0,60	0,19	1,09	0,04	175	
		189,2880	0,0004	20	0,18	0,22	0,78	0,09	1,38	0,16	114	
C0	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			60,3780	0,0006	3	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			119,7388	0,0007	4	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			178,0823	0,0004	5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	2500	1,7917	0,0002	6	0,35	0,19	0,81	0,09	1,14	0,07	130	
		3,5834	0,0004	7	0,25	0,30	0,70	0,11	1,57	0,22	164	
		64,4495	0,0006	8	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		125,3155	0,0007	9	0,31	0,32	0,68	0,13	1,44	0,18	145	
		182,5982	0,0004	10	0,30	0,26	0,74	0,12	1,25	0,11	147	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		5,5238	0,0004	12	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		67,5987	0,0006	13	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		129,6736	0,0007	14	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		186,2248	0,0004	15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		7,0633	0,0004	17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	

Tab. B.6. Samohláska [i]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné proudění (C0) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [i:]	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,45	0,38	0,62	0,18	1,08	0,04	141
			60,3780	0,0006	3	0,43	0,42	0,58	0,15	1,82	0,29	137
			119,7388	0,0007	4	0,43	0,44	0,56	0,16	1,75	0,27	133
			178,0823	0,0004	5	0,39	0,38	0,62	0,16	1,36	0,15	147
		1,7917	0,0002	6	0,38	0,28	0,72	0,11	1,57	0,22	154	
		3,5834	0,0004	7	0,38	0,38	0,62	0,14	1,80	0,29	137	
		64,4495	0,0006	8	0,36	0,41	0,59	0,16	1,58	0,23	133	
		125,3155	0,0007	9	0,35	0,43	0,57	0,15	1,91	0,31	133	
		182,5982	0,0004	10	0,35	0,39	0,61	0,14	1,70	0,26	145	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,33	0,30	0,70	0,11	1,75	0,27	137	
		5,5238	0,0004	12	0,35	0,31	0,69	0,14	1,30	0,13	135	
		67,5987	0,0006	13	0,27	0,24	0,76	0,09	1,88	0,30	106	
		129,6736	0,0007	14	0,25	0,27	0,73	0,08	2,43	0,42	112	
		186,2248	0,0004	15	0,31	0,32	0,68	0,14	1,27	0,12	128	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,21	0,14	0,86	0,05	1,80	0,29	100	
		7,0633	0,0004	17	0,24	0,16	0,84	0,05	1,86	0,30	78	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
T1	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		1,0172	0,0004	2	0,47	0,36	0,64	0,17	1,08	0,04	145	
		60,3780	0,0006	3	0,42	0,42	0,58	0,16	1,58	0,23	137	
		119,7388	0,0007	4	0,42	0,45	0,55	0,17	1,62	0,24	133	
		178,0823	0,0004	5	0,40	0,39	0,61	0,14	1,70	0,26	145	
	2500	1,7917	0,0002	6	0,29	0,30	0,70	0,08	2,57	0,44	119	
		3,5834	0,0004	7	0,33	0,36	0,64	0,11	2,38	0,41	135	
		64,4495	0,0006	8	0,35	0,42	0,58	0,14	2,10	0,35	137	
		125,3155	0,0007	9	0,36	0,39	0,61	0,20	0,93	-0,04	143	
		182,5982	0,0004	10	0,30	0,36	0,64	0,11	2,25	0,38	137	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,34	0,31	0,69	0,10	2,00	0,33	147	
		5,5238	0,0004	12	0,32	0,33	0,67	0,15	1,20	0,09	152	
		67,5987	0,0006	13	0,30	0,26	0,74	0,10	1,62	0,24	122	
		129,6736	0,0007	14	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		186,2248	0,0004	15	0,33	0,33	0,67	0,13	1,50	0,20	133	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,23	0,17	0,83	0,05	2,17	0,37	87	
		7,0633	0,0004	17	0,24	0,22	0,78	0,08	1,86	0,30	110	
		70,1593	0,0005	18	0,20	0,18	0,82	0,05	2,67	0,45	81	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,21	0,23	0,77	0,06	2,83	0,48	100	

Tab. B.7. Samohláska [i:]: parametry kmitů hlasivek pro stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
C0	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,42	0,25	0,75	0,14	0,80	-0,11	141
			1,0172	0,0004	2	0,43	0,30	0,70	0,17	0,75	-0,14	143
			60,3780	0,0006	3	0,41	0,31	0,69	0,15	1,09	0,04	135
			119,7388	0,0007	4	0,41	0,32	0,68	0,14	1,18	0,08	132
			178,0823	0,0004	5	0,42	0,28	0,72	0,15	0,91	-0,05	135
	2500	1,7917	0,0002	6	0,35	0,25	0,75	0,14	0,80	-0,11	141	
		3,5834	0,0004	7	0,35	0,27	0,73	0,14	1,00	0,00	135	
		64,4495	0,0006	8	0,32	0,30	0,70	0,12	1,44	0,18	135	
		125,3155	0,0007	9	0,32	0,31	0,69	0,13	1,40	0,17	128	
		182,5982	0,0004	10	0,34	0,27	0,73	0,14	1,00	0,00	135	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,29	0,23	0,77	0,11	1,00	0,00	143	
		5,5238	0,0004	12	0,28	0,24	0,76	0,11	1,11	0,05	127	
		67,5987	0,0006	13	0,26	0,27	0,73	0,11	1,44	0,18	122	
		129,6736	0,0007	14	0,25	0,26	0,74	0,10	1,56	0,22	115	
		186,2248	0,0004	15	0,27	0,25	0,75	0,11	1,38	0,16	132	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,24	0,17	0,83	0,08	1,14	0,07	115	
		7,0633	0,0004	17	0,22	0,19	0,81	0,08	1,37	0,16	102	
		70,1593	0,0005	18	0,21	0,23	0,77	0,09	1,50	0,20	115	
		133,2554	0,0007	19	0,19	0,28	0,72	0,12	1,30	0,13	123	
		189,2880	0,0004	20	0,22	0,20	0,80	0,07	1,71	0,26	103	
C0	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,42	0,28	0,72	0,14	1,00	0,00	141
			60,3780	0,0006	3	0,43	0,32	0,68	0,17	0,92	-0,04	139
			119,7388	0,0007	4	0,44	0,31	0,69	0,14	1,18	0,08	128
			178,0823	0,0004	5	0,46	0,30	0,70	0,16	0,91	-0,05	143
	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3,5834	0,0004	7	0,29	0,30	0,70	0,13	1,38	0,16	159	
		64,4495	0,0006	8	0,34	0,28	0,72	0,13	1,20	0,09	128	
		125,3155	0,0007	9	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		182,5982	0,0004	10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	3000	2,7619	0,0002	11	0,34	0,27	0,73	0,15	0,80	-0,11	149	
		5,5238	0,0004	12	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		67,5987	0,0006	13	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		129,6736	0,0007	14	0,24	0,32	0,68	0,13	1,56	0,22	141	
		186,2248	0,0004	15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	3500	3,5317	0,0002	16	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		7,0633	0,0004	17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		189,2880	0,0004	20	0,25	0,17	0,83	0,07	1,38	0,16	87	

Tab. B.8. Samohláska [o:]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné proudění (C0) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]	
													Samohláska [o:]
C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			60,3780	0,0006	3	0,46	0,32	0,68	0,12	1,67	0,25	135	
			119,7388	0,0007	4	0,44	0,33	0,67	0,12	1,78	0,28	133	
			178,0823	0,0004	5	0,43	0,28	0,72	0,09	2,00	0,33	132	
	2500	1,7917	0,0002	6	0,36	0,22	0,78	0,08	1,67	0,25	139		
		3,5834	0,0004	7	0,37	0,28	0,72	0,09	2,00	0,33	132		
		64,4495	0,0006	8	0,34	0,31	0,69	0,10	2,00	0,33	128		
		125,3155	0,0007	9	0,32	0,32	0,68	0,10	2,25	0,38	123		
		182,5982	0,0004	10	0,36	0,27	0,73	0,09	2,00	0,33	128		
	3000	2,7619	0,0002	11	0,28	0,19	0,81	0,07	1,67	0,25	116		
		5,5238	0,0004	12	0,29	0,25	0,75	0,08	2,17	0,37	130		
		67,5987	0,0006	13	0,28	0,26	0,74	0,09	1,87	0,30	111		
		129,6736	0,0007	14	0,28	0,23	0,77	0,07	2,29	0,39	100		
		186,2248	0,0004	15	0,29	0,24	0,76	0,07	2,33	0,40	119		
	3500	3,5317	0,0002	16	0,25	0,21	0,79	0,07	2,20	0,38	133		
		7,0633	0,0004	17	0,26	0,21	0,79	0,07	1,86	0,30	106		
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
		189,2880	0,0004	20	0,26	0,19	0,81	0,07	1,86	0,30	95		
T1	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		60,3780	0,0006	3	0,43	0,32	0,68	0,12	1,67	0,25	133		
		119,7388	0,0007	4	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		178,0823	0,0004	5	0,45	0,28	0,72	0,11	1,62	0,24	133		
	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3,5834	0,0004	7	0,36	0,28	0,72	0,09	2,00	0,33	133		
		64,4495	0,0006	8	0,34	0,31	0,69	0,09	2,43	0,42	130		
		125,3155	0,0007	9	0,32	0,32	0,68	0,10	2,13	0,36	128		
		182,5982	0,0004	10	0,38	0,27	0,73	0,09	2,00	0,33	130		
	3000	2,7619	0,0002	11	0,31	0,19	0,81	0,07	1,83	0,29	114		
		5,5238	0,0004	12	0,29	0,25	0,75	0,09	1,71	0,26	132		
		67,5987	0,0006	13	0,28	0,25	0,75	0,08	2,14	0,36	112		
		129,6736	0,0007	14	0,28	0,25	0,75	0,08	2,29	0,39	109		
		186,2248	0,0004	15	0,29	0,24	0,76	0,07	2,33	0,40	120		
	3500	3,5317	0,0002	16	0,26	0,17	0,83	0,07	1,67	0,25	109		
		7,0633	0,0004	17	0,27	0,21	0,79	0,08	1,71	0,26	112		
		70,1593	0,0005	18	0,25	0,21	0,79	0,07	2,00	0,33	102		
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0		
		189,2880	0,0004	20	0,26	0,19	0,81	0,07	1,86	0,30	95		

Tab. B.9. Samohláska [o:]: parametry kmitů hlasivek pro stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	Varianta	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	C/Q [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
C0	2000	2000	0,5086	0,0002	1	0,42	0,25	0,75	0,14	0,80	-0,11	139
			1,0172	0,0004	2	0,43	0,30	0,70	0,15	0,91	-0,05	141
			60,3780	0,0006	3	0,42	0,31	0,69	0,16	0,92	-0,04	135
			119,7388	0,0007	4	0,41	0,33	0,67	0,16	1,08	0,04	132
			178,0823	0,0004	5	0,42	0,28	0,72	0,15	0,91	-0,05	135
	2500	2500	1,7917	0,0002	6	0,35	0,26	0,74	0,13	1,00	0,00	143
			3,5834	0,0004	7	0,35	0,27	0,73	0,14	1,00	0,00	135
			64,4495	0,0006	8	0,33	0,29	0,71	0,13	1,20	0,09	130
			125,3155	0,0007	9	0,32	0,30	0,70	0,13	1,30	0,13	130
			182,5982	0,0004	10	0,35	0,27	0,73	0,14	1,00	0,00	135
	3000	3000	2,7619	0,0002	11	0,29	0,22	0,78	0,11	1,13	0,06	132
			5,5238	0,0004	12	0,27	0,23	0,77	0,11	1,11	0,05	122
			67,5987	0,0006	13	0,25	0,26	0,74	0,09	1,75	0,27	116
			129,6736	0,0007	14	0,25	0,29	0,71	0,11	1,75	0,27	132
			186,2248	0,0004	15	0,28	0,23	0,77	0,11	1,11	0,05	120
	3500	3500	3,5317	0,0002	16	0,24	0,18	0,82	0,09	1,00	0,00	112
			7,0633	0,0004	17	0,24	0,17	0,83	0,08	1,11	0,05	92
			70,1593	0,0005	18	0,22	0,20	0,80	0,08	1,50	0,20	100
			133,2554	0,0007	19	0,19	0,28	0,72	0,11	1,44	0,18	125
			189,2880	0,0004	20	0,22	0,19	0,81	0,08	1,37	0,16	102
C1	2000	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,48	0,34	0,66	0,18	0,83	-0,09	154
			60,3780	0,0006	3	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			119,7388	0,0007	4	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			178,0823	0,0004	5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	2500	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			3,5834	0,0004	7	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			64,4495	0,0006	8	0,35	0,28	0,72	0,13	1,09	0,04	122
			125,3155	0,0007	9	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			182,5982	0,0004	10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	3000	3000	2,7619	0,0002	11	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			5,5238	0,0004	12	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			67,5987	0,0006	13	0,30	0,24	0,76	0,11	1,20	0,09	110
			129,6736	0,0007	14	0,29	0,24	0,76	0,11	1,30	0,13	106
			186,2248	0,0004	15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	3500	3500	3,5317	0,0002	16	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			7,0633	0,0004	17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			189,2880	0,0004	20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0

Tab. B.10. Samohláska [u:]: parametry kmitů hlasivek pro nestlačitelné proudění (C0) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s^{-1}]	β [s]	Varianta	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
C1	T0	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			60,3780	0,0006	3	0,42	0,33	0,67	0,12	1,67	0,25	137
			119,7388	0,0007	4	0,41	0,35	0,65	0,12	1,89	0,31	133
			178,0823	0,0004	5	0,42	0,29	0,71	0,11	1,75	0,27	132
	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3,5834	0,0004	7	0,34	0,30	0,70	0,09	2,29	0,39	130	
		64,4495	0,0006	8	0,34	0,32	0,68	0,09	2,57	0,44	130	
		125,3155	0,0007	9	0,32	0,34	0,66	0,10	2,38	0,41	125	
		182,5982	0,0004	10	0,35	0,29	0,71	0,09	2,14	0,36	130	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,31	0,20	0,80	0,07	2,00	0,33	112	
		5,5238	0,0004	12	0,30	0,23	0,77	0,09	1,63	0,24	108	
		67,5987	0,0006	13	0,28	0,25	0,75	0,07	2,43	0,42	104	
		129,6736	0,0007	14	0,27	0,29	0,71	0,10	2,00	0,33	122	
		186,2248	0,0004	15	0,29	0,24	0,76	0,08	2,00	0,33	115	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,24	0,20	0,80	0,07	1,83	0,29	116	
		7,0633	0,0004	17	0,25	0,21	0,79	0,07	1,86	0,30	104	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,24	0,22	0,78	0,07	2,33	0,40	111	
T1	2000	2000	0,5086	0,0002	1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			1,0172	0,0004	2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			60,3780	0,0006	3	0,42	0,32	0,68	0,12	1,67	0,25	135
			119,7388	0,0007	4	0,43	0,33	0,67	0,12	1,67	0,25	137
			178,0823	0,0004	5	0,40	0,27	0,73	0,10	1,63	0,24	130
	2500	1,7917	0,0002	6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3,5834	0,0004	7	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		64,4495	0,0006	8	0,34	0,32	0,68	0,10	2,12	0,36	128	
		125,3155	0,0007	9	0,32	0,33	0,67	0,10	2,25	0,33	128	
		182,5982	0,0004	10	0,35	0,29	0,71	0,09	2,14	0,36	132	
	3000	2,7619	0,0002	11	0,30	0,19	0,81	0,07	1,83	0,29	110	
		5,5238	0,0004	12	0,30	0,23	0,77	0,08	2,00	0,33	108	
		67,5987	0,0006	13	0,30	0,27	0,73	0,09	1,88	0,30	118	
		129,6736	0,0007	14	0,26	0,28	0,72	0,09	2,25	0,33	108	
		186,2248	0,0004	15	0,29	0,25	0,75	0,08	2,00	0,33	119	
	3500	3,5317	0,0002	16	0,23	0,18	0,82	0,05	2,20	0,37	110	
		7,0633	0,0004	17	0,24	0,20	0,80	0,07	1,86	0,30	101	
		70,1593	0,0005	18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		133,2554	0,0007	19	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		189,2880	0,0004	20	0,26	0,18	0,82	0,06	1,86	0,30	90	

Tab. B.11. Samohláska [u]: parametry kmitů hlasivek pro stlačitelné proudění (C1) bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a jeho tlumení (α , β).

	Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	W_g^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [a:]	CO	T0	2000	116,5279	0,0003	0,40	0,25	0,75	0,13	1,00	0,00	139
			2500	116,5279	0,0003	0,33	0,25	0,75	0,13	1,00	0,00	139
			3000	116,5279	0,0003	0,27	0,22	0,78	0,09	1,43	0,18	130
			3500	116,5279	0,0003	0,23	0,12	0,88	0,06	1,13	0,06	72
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		2500	116,5279	0,0003	0,31	0,25	0,75	0,11	1,25	0,11	141	
		3000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
Samohláska [e:]	CO	T0	2000	116,5279	0,0003	0,42	0,27	0,73	0,14	0,90	-0,05	141
			2500	116,5279	0,0003	0,34	0,26	0,74	0,13	1,00	0,00	143
			3000	116,5279	0,0003	0,27	0,24	0,76	0,11	1,25	0,11	133
			3500	116,5279	0,0003	0,21	0,20	0,80	0,07	1,83	0,29	115
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		2500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
Samohláska [i:]	CO	T0	2000	116,5279	0,0003	0,40	0,25	0,75	0,13	1,00	0,00	141
			2500	116,5279	0,0003	0,33	0,25	0,75	0,13	1,00	0,00	139
			3000	116,5279	0,0003	0,26	0,22	0,78	0,09	1,43	0,18	132
			3500	116,5279	0,0003	0,20	0,17	0,83	0,07	1,43	0,18	101
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		2500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
Samohláska [o:]	CO	T0	2000	116,5279	0,0003	0,42	0,28	0,72	0,15	0,82	-0,10	139
			2500	116,5279	0,0003	0,36	0,26	0,74	0,14	0,90	-0,05	137
			3000	116,5279	0,0003	0,28	0,23	0,77	0,12	1,00	0,00	128
			3500	116,5279	0,0003	0,23	0,18	0,82	0,07	1,43	0,18	105
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		2500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
Samohláska [u:]	CO	T0	2000	116,5279	0,0003	0,42	0,28	0,72	0,15	0,82	-0,10	139
			2500	116,5279	0,0003	0,36	0,26	0,74	0,14	0,90	-0,05	139
			3000	116,5279	0,0003	0,28	0,23	0,77	0,10	1,25	0,11	128
			3500	116,5279	0,0003	0,23	0,19	0,81	0,08	1,43	0,18	110
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		2500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
		3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0

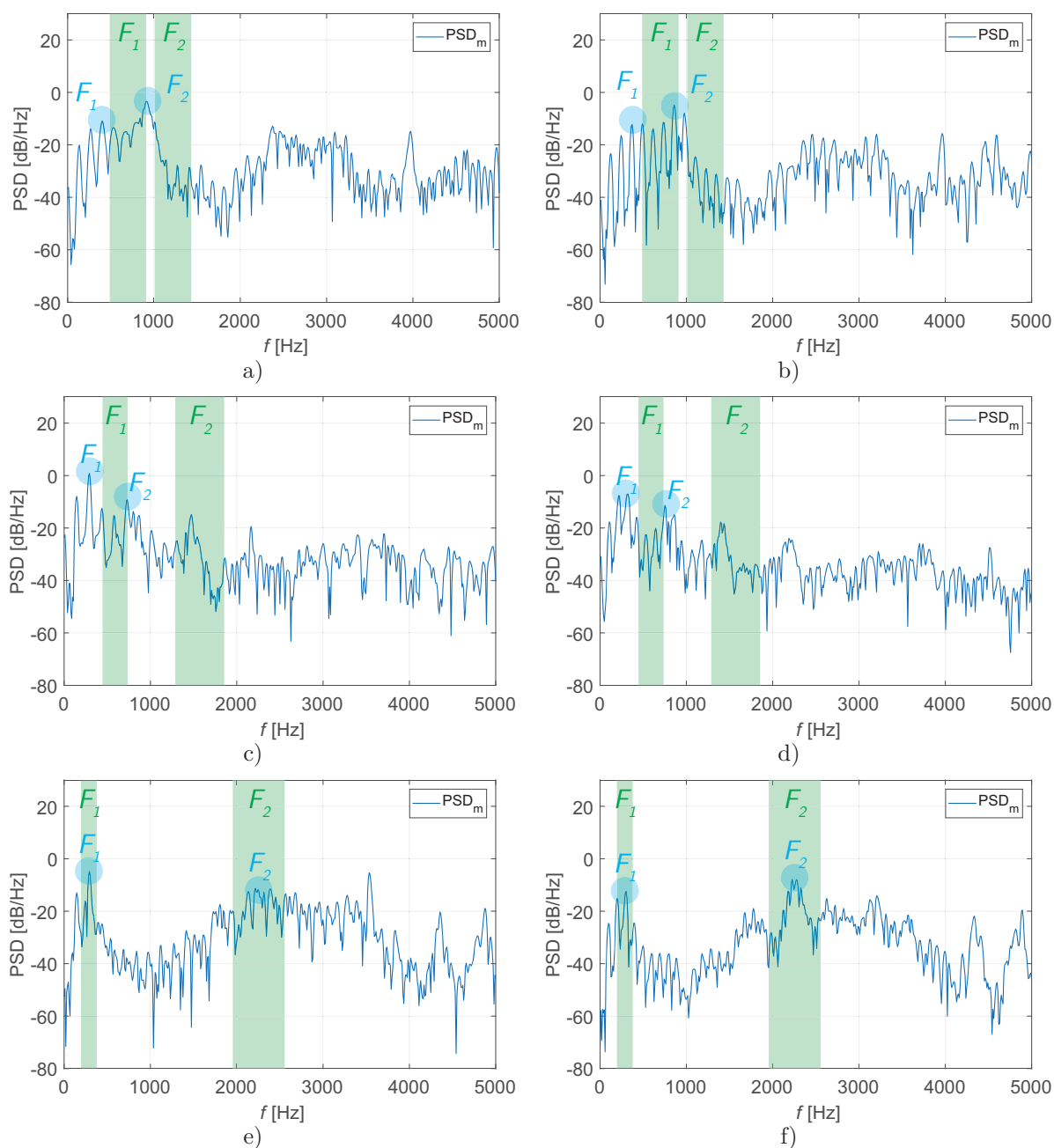
Tab. B.12. Nestlačitelné proudění (CO), všechny samohlásky: parametry kmitů hlasivek bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a výchozí tlumení DAMPD (α , β).

	Stlačitelnost	Turbulentní model	E_{SLP} [Pa]	α [s ⁻¹]	β [s]	W_{ξ}^{max} [mm]	OQ [-]	CQ [-]	CIQ [-]	SQ [-]	SI [-]	f_o [Hz]
Samohláska [a:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,39	0,24	0,76	0,09	1,71	0,26	125
			2500	116,5279	0,0003	0,34	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	125
			3000	116,5279	0,0003	0,28	0,23	0,77	0,07	2,17	0,37	119
			3500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,40	0,23	0,77	0,08	2,00	0,33	128	
		2500	116,5279	0,0003	0,33	0,24	0,76	0,08	2,17	0,37	128	
		3000	116,5279	0,0003	0,29	0,22	0,78	0,06	2,60	0,44	120	
		3500	116,5279	0,0003	0,25	0,20	0,80	0,06	2,60	0,44	111	
Samohláska [e:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			2500	116,5279	0,0003	0,42	0,35	0,65	0,15	1,27	0,12	141
			3000	116,5279	0,0003	0,34	0,33	0,67	0,14	1,44	0,18	152
			3500	116,5279	0,0003	0,22	0,23	0,77	0,09	1,63	0,24	110
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		2500	116,5279	0,0003	0,39	0,36	0,64	0,13	1,78	0,28	143	
		3000	116,5279	0,0003	0,35	0,31	0,69	0,13	1,44	0,18	139	
		3500	116,5279	0,0003	0,24	0,26	0,74	0,10	1,63	0,24	125	
Samohláska [i:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,44	0,37	0,63	0,16	1,36	0,15	143
			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,37	0,63	0,14	1,60	0,23	143
			3000	116,5279	0,0003	0,33	0,34	0,66	0,13	1,67	0,25	143
			3500	116,5279	0,0003	0,21	0,20	0,80	0,06	2,50	0,43	97
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,40	0,37	0,63	0,13	1,89	0,31	141	
		2500	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		3000	116,5279	0,0003	0,31	0,26	0,74	0,11	1,25	0,11	143	
		3500	116,5279	0,0003	0,21	0,20	0,80	0,06	2,50	0,43	97	
Samohláska [o:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,42	0,23	0,77	0,10	1,38	0,16	122
			2500	116,5279	0,0003	0,37	0,25	0,75	0,09	1,71	0,26	132
			3000	116,5279	0,0003	0,30	0,23	0,77	0,07	2,17	0,37	120
			3500	116,5279	0,0003	0,26	0,18	0,82	0,06	2,00	0,33	99
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		2500	116,5279	0,0003	0,39	0,25	0,75	0,09	1,71	0,26	132	
		3000	116,5279	0,0003	0,29	0,23	0,77	0,09	1,71	0,26	122	
		3500	116,5279	0,0003	0,25	0,20	0,80	0,07	2,00	0,33	110	
Samohláska [u:]	C1	T0	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
			2500	116,5279	0,0003	0,35	0,27	0,73	0,08	2,33	0,40	135
			3000	116,5279	0,0003	0,29	0,24	0,76	0,08	1,86	0,30	119
			3500	116,5279	0,0003	0,24	0,21	0,79	0,07	2,17	0,37	111
	T1	2000	116,5279	0,0003	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0	
		2500	116,5279	0,0003	0,35	0,27	0,73	0,09	1,86	0,30	135	
		3000	116,5279	0,0003	0,29	0,24	0,76	0,08	1,86	0,30	118	
		3500	116,5279	0,0003	0,24	0,21	0,79	0,07	2,17	0,37	111	

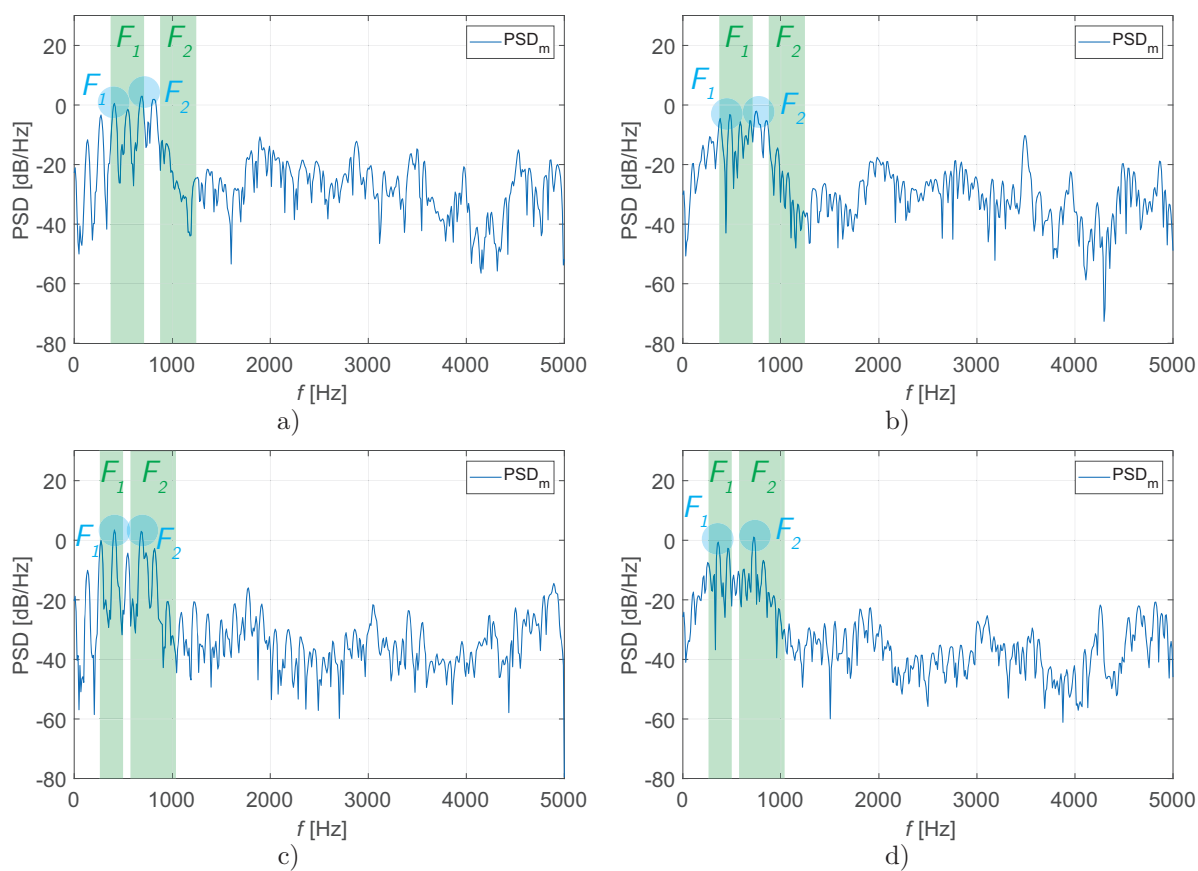
Tab. B.13. Stlačitelné proudění (C1), všechny samohlásky: parametry kmitů hlasivek bez SST modelu turbulence (T0) a s ním (T1) pro zvyšující se tuhost povrchového podslizničního vaziva (E_{SLP}) a výchozí tlumení DAMPD (α, β).

C Výsledky z rovinného modelu: spektra samohlásek

C.1 Spektra samohlásek: zvyšující se tuhost E_{SLP}

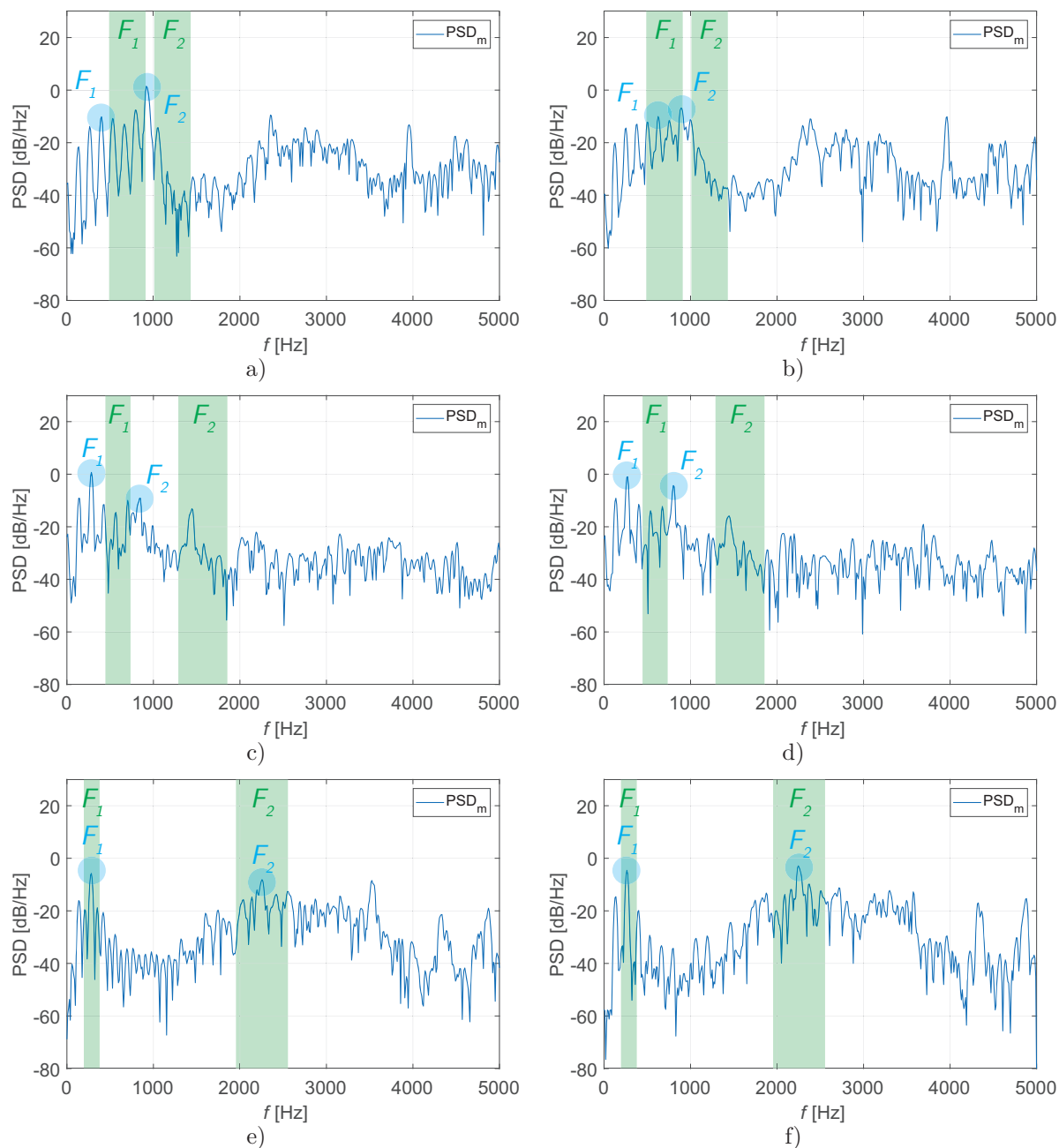


Obr. C.1. Spektrální hustota u úst pro zvyšující se tuhost SLP, varianta: a) 2D C1 TO [A] ESLP2000 DAMPD, b) 2D C1 TO [A] ESLP3000 DAMPD, c) 2D C1 TO [E] ESLP2500 DAMPD, d) 2D C1 TO [E] ESLP3500 DAMPD, e) 2D C1 TO [I] ESLP2000 DAMPD, f) 2D C1 TO [I] ESLP3500 DAMPD s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

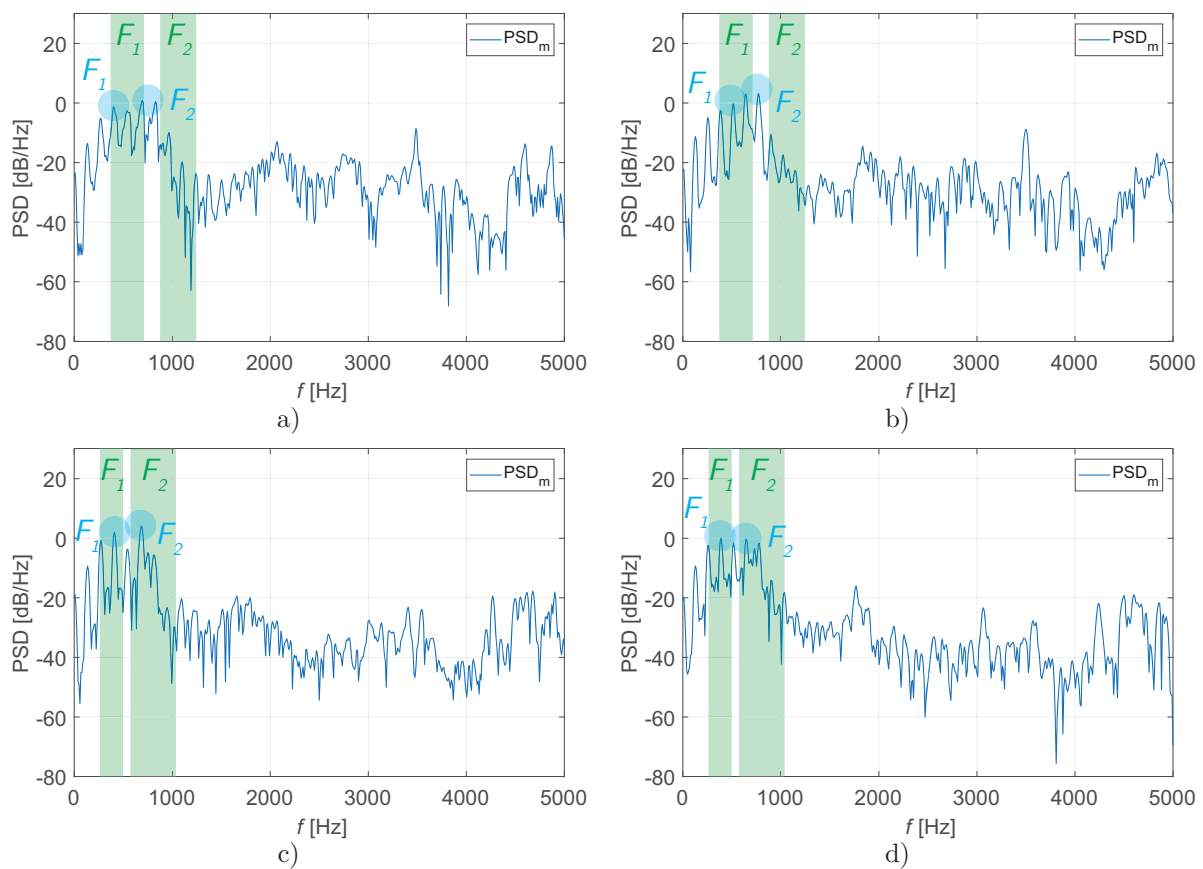


Obr. C.2. Spektrální hustota u úst pro zvyšující se tuhost SLP, varianta: a) 2D C1 TO [0] ESLP2000 DAMPD, b) 2D C1 TO [0] ESLP3500 DAMPD, c) 2D C1 TO [U] ESLP2500 DAMPD, d) 2D C1 TO [U] ESLP3500 DAMPD s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

C.2 Spektra samohlásek: zvyšující se tlumení SLP

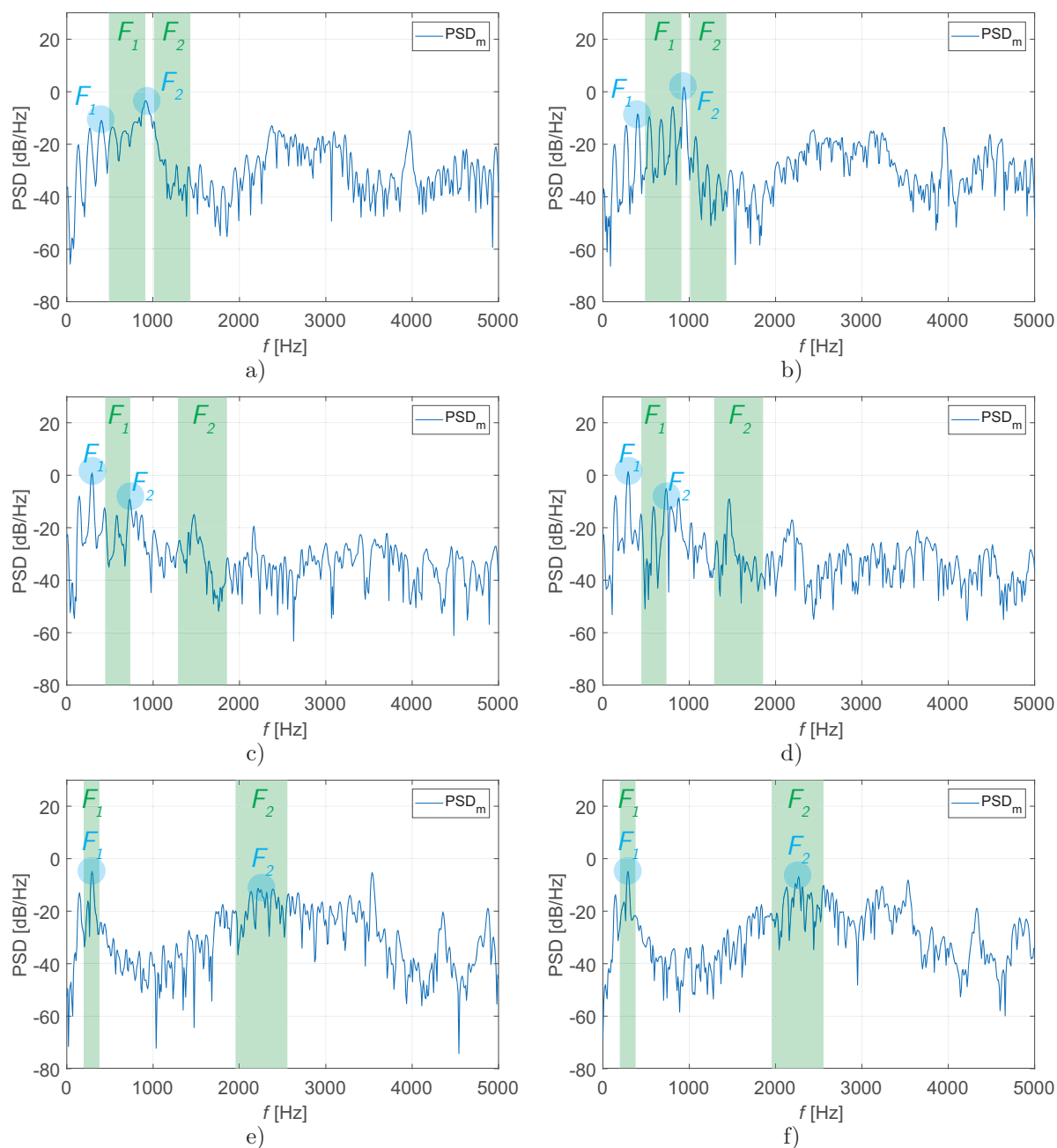


Obr. C.3. Spektrální hustota u úst pro zvyšující se tlumení SLP, varianta: a) 2D C1 TO [A] ESLP2500 DAMP1, b) 2D C1 TO [A] ESLP2500 DAMP4, c) 2D C1 TO [E] ESLP2500 DAMP2, d) 2D C1 TO [E] ESLP2500 DAMP4, e) 2D C1 TO [I] ESLP2500 DAMP1, f) 2D C1 TO [I] ESLP2500 DAMP4 s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

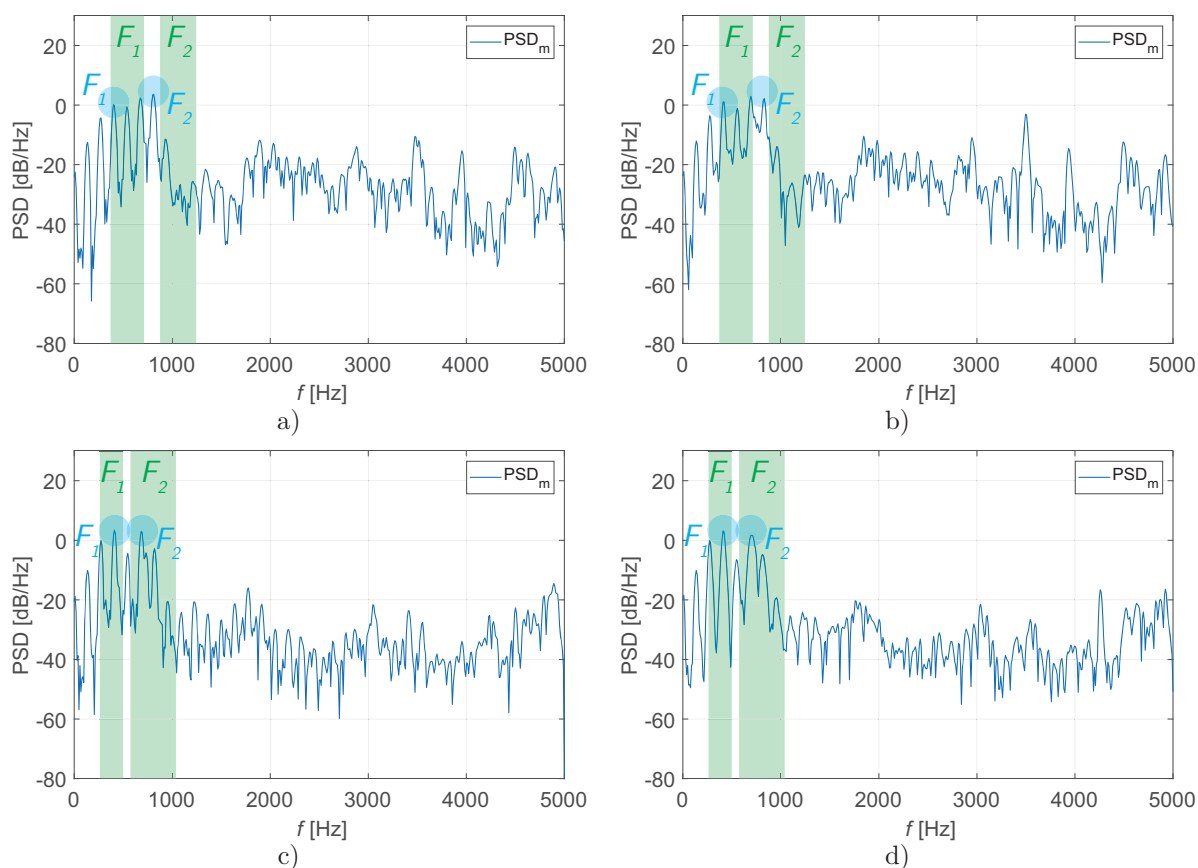


Obr. C.4. Spektrální hustota u úst pro zvyšující se tlumení SLP, varianta: a) 2D C1 TO [0] ESLP2500 DAMP1, b) 2D C1 TO [0] ESLP2500 DAMP4, c) 2D C1 TO [U] ESLP2500 DAMP2, d) 2D C1 TO [U] ESLP2500 DAMP4 s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

C.3 Spektra samohlásek: s turbulentním modelem a bez něj

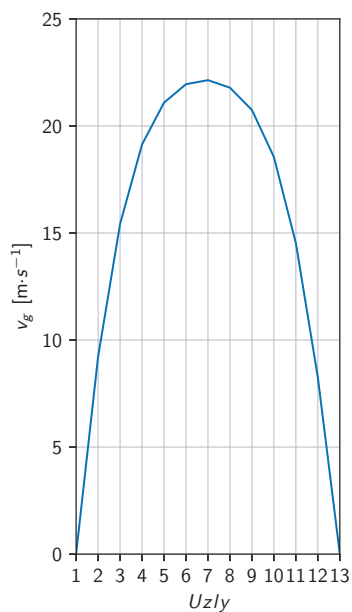


Obr. C.5. Spektrální hustota u úst pro výpočet bez turbulentního modelu (T0, vlevo) a s ním (T1, vpravo), varianta: a) 2D C1 T0 [A] ESLP2000 DAMPD, b) 2D C1 T1 [A] ESLP2000 DAMPD, c) 2D C1 T0 [E] ESLP2500 DAMPD, d) 2D C1 T1 [E] ESLP2500 DAMPD, e) 2D C1 T0 [I] ESLP2000 DAMPD, f) 2D C1 T1 [I] ESLP2000 DAMPD s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

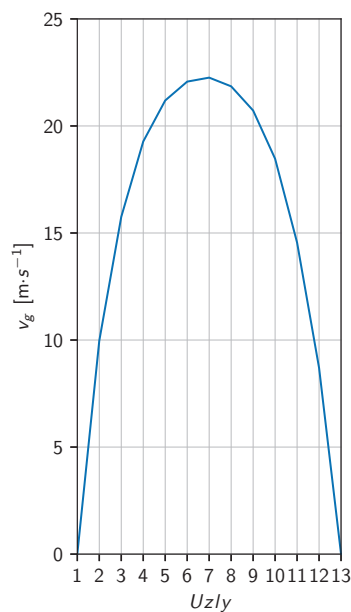


Obr. C.6. Spektrální hustota u úst pro výpočet bez turbulentního modelu (T0, vlevo) a s ním (T1, vpravo), varianta: a) 2D C1 T0 [0] ESLP2500 DAMPD, b) 2D C1 T1 [0] ESLP2500 DAMPD, c) 2D C1 T0 [U] ESLP2500 DAMPD, d) 2D C1 T1 [U] ESLP3500 DAMPD s prvními dvěma formanty F_1 a F_2 vyznačenými modře. Pro srovnání jsou zde zeleně vyznačeny formanty naměřené Skarnitzlem [239], viz tab. 3.13 na s. 61.

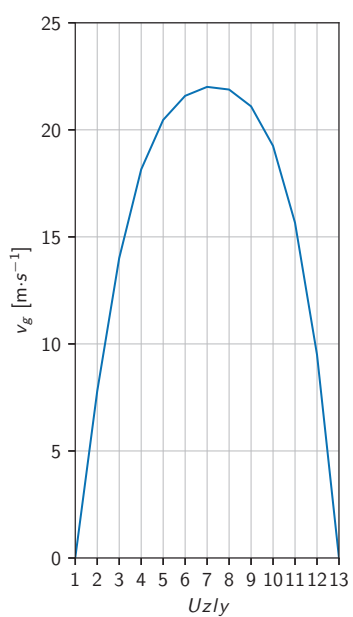
D Výsledky z rovinného modelu: profil proudění v *glottis*



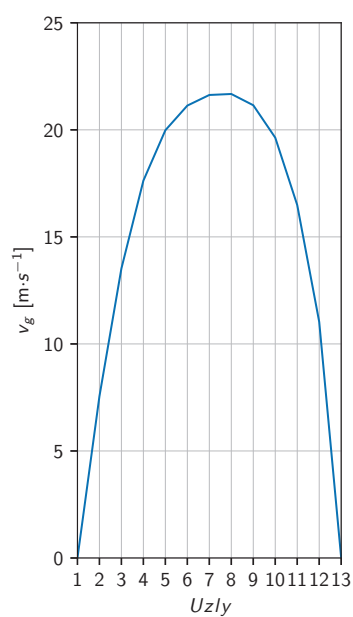
a)



b)



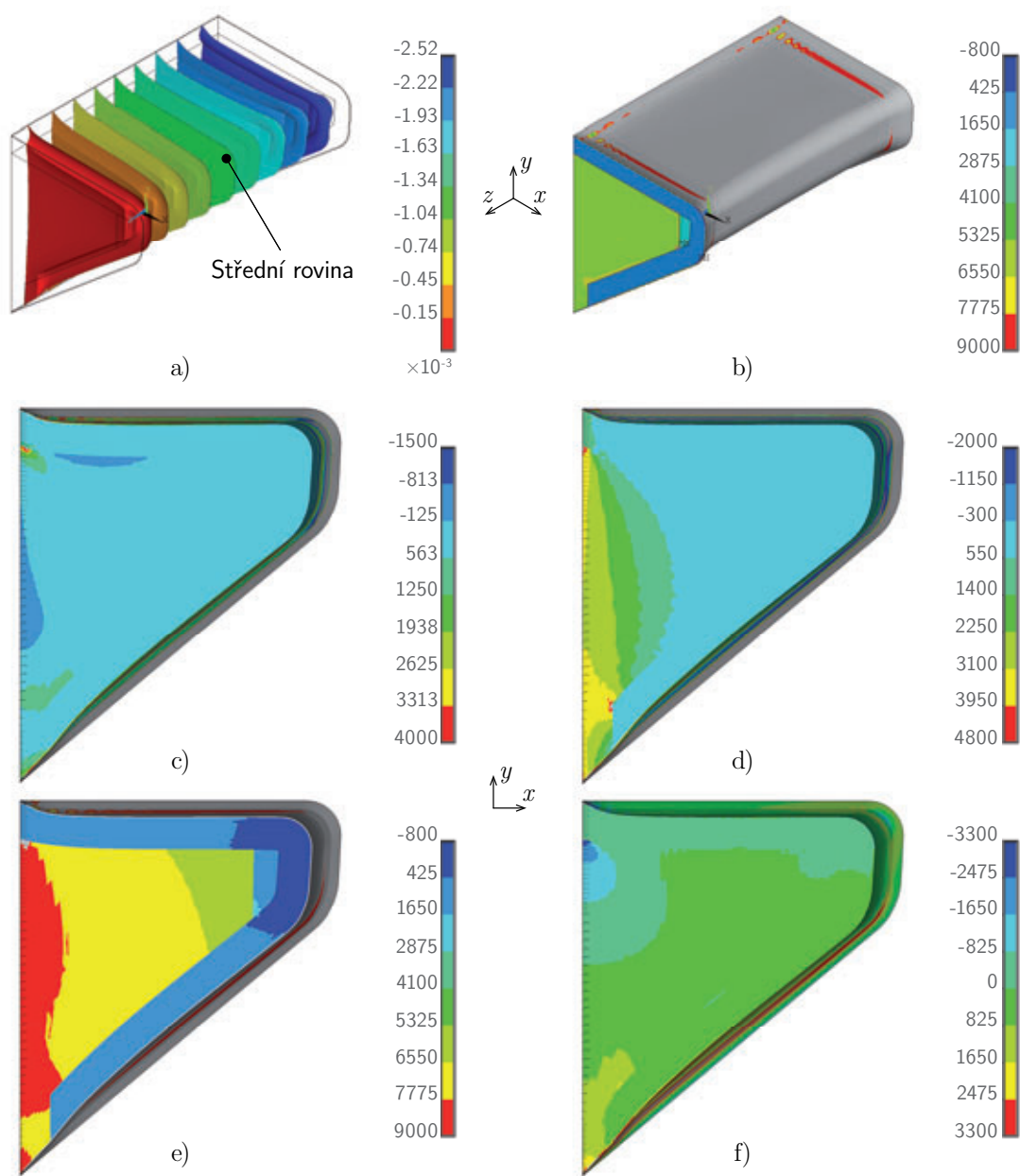
c)



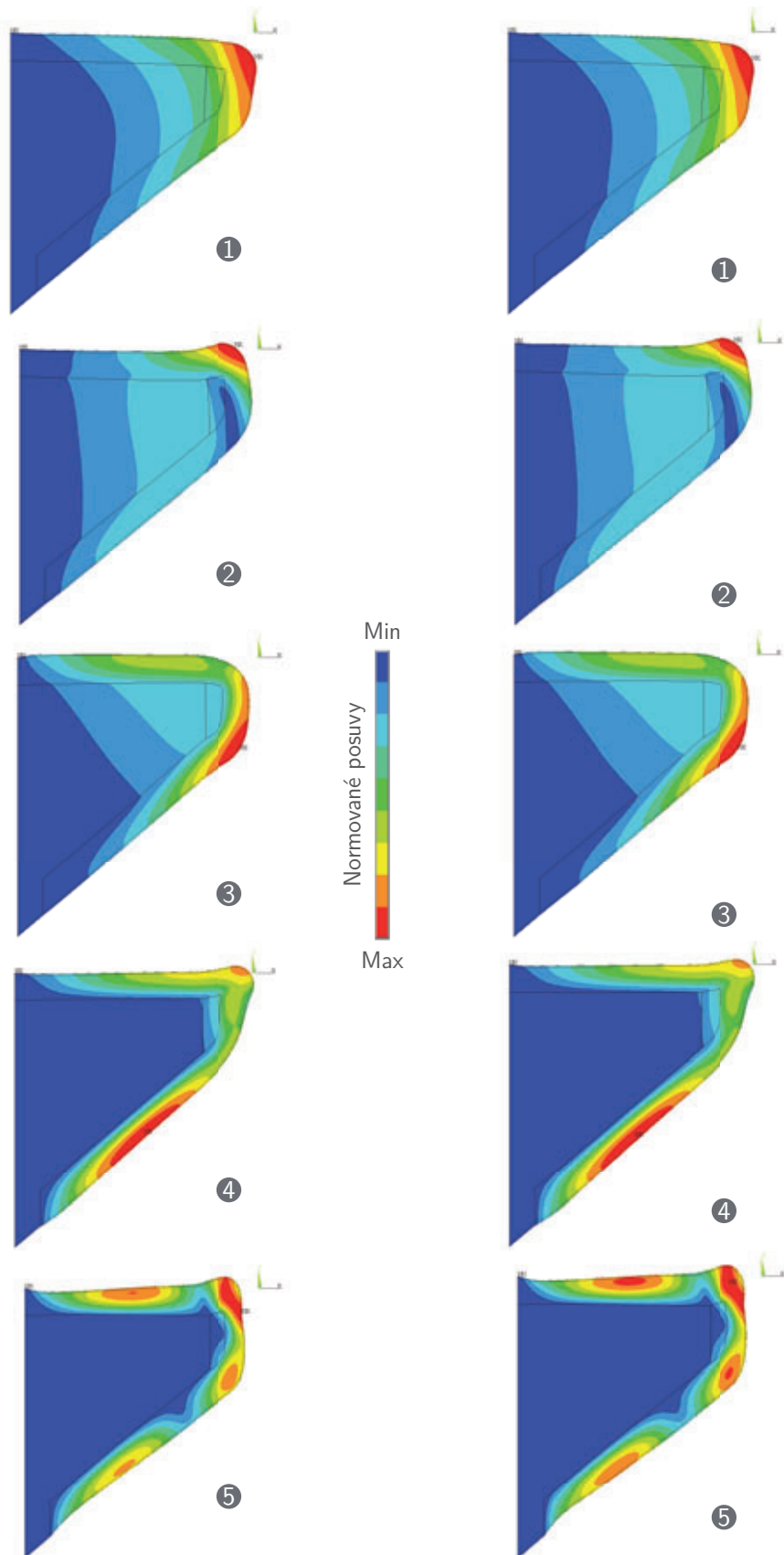
d)

Obr. D.1. Profil rychlosti proudění po šířce *glottis* při průtoku přes fixované hlasivky ve 13 uzlech vybraných na úrovni bodu *g* (viz obr. 3.8 na s. 55), samohláska [a:]: a) nestlačitelná tekutina bez turbulentního modelu; b) nestlačitelná tekutina s turbulentním modelem; c) stlačitelná tekutina bez turbulentního modelu a d) stlačitelná tekutina s turbulentním modelem.

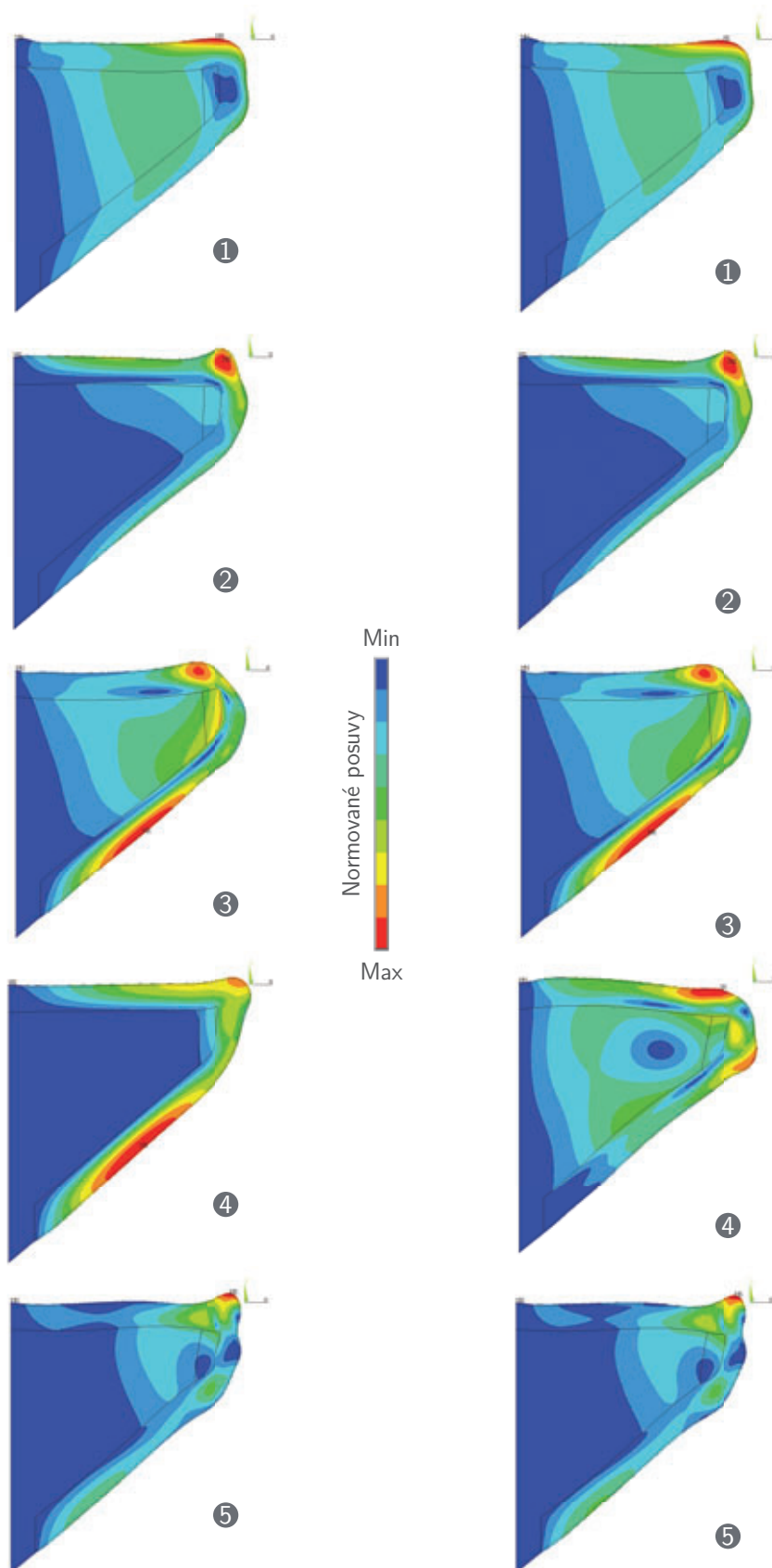
E Modelování předpětí hlasivek



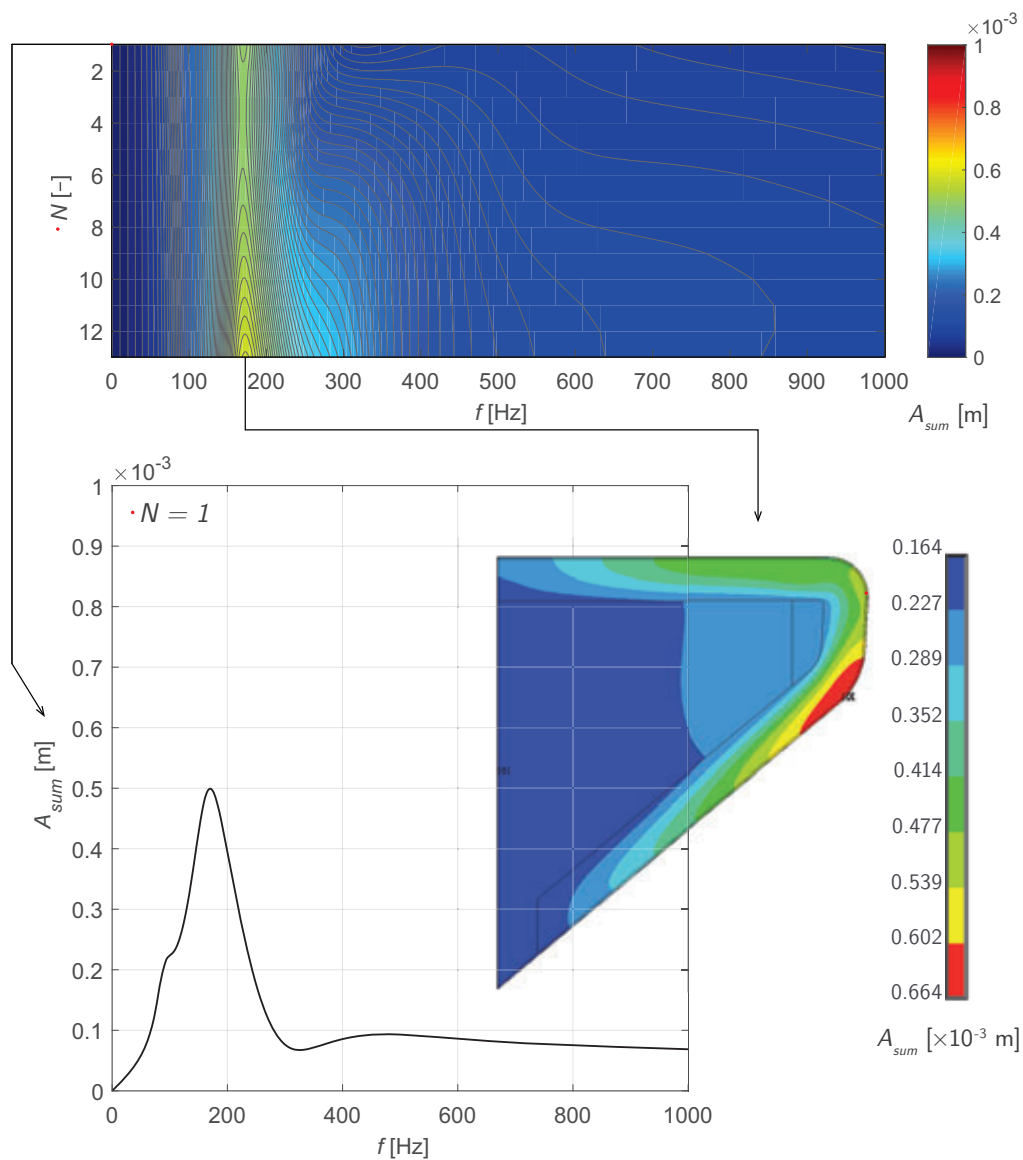
Obr. E.1. a) Posuvy [m] prostorové hlasivky v ose z a b) napětí σ_z . c) Napětí σ_x ve střední rovině, d) napětí σ_y ve střední rovině, e) napětí σ_z ve střední rovině, a f) napětí σ_{xy} ve střední rovině. Uvažován nový model materiálu podle tab. 5.1 na s. 116. Napětí [Pa] jsou indexována podle tab. 5.2.



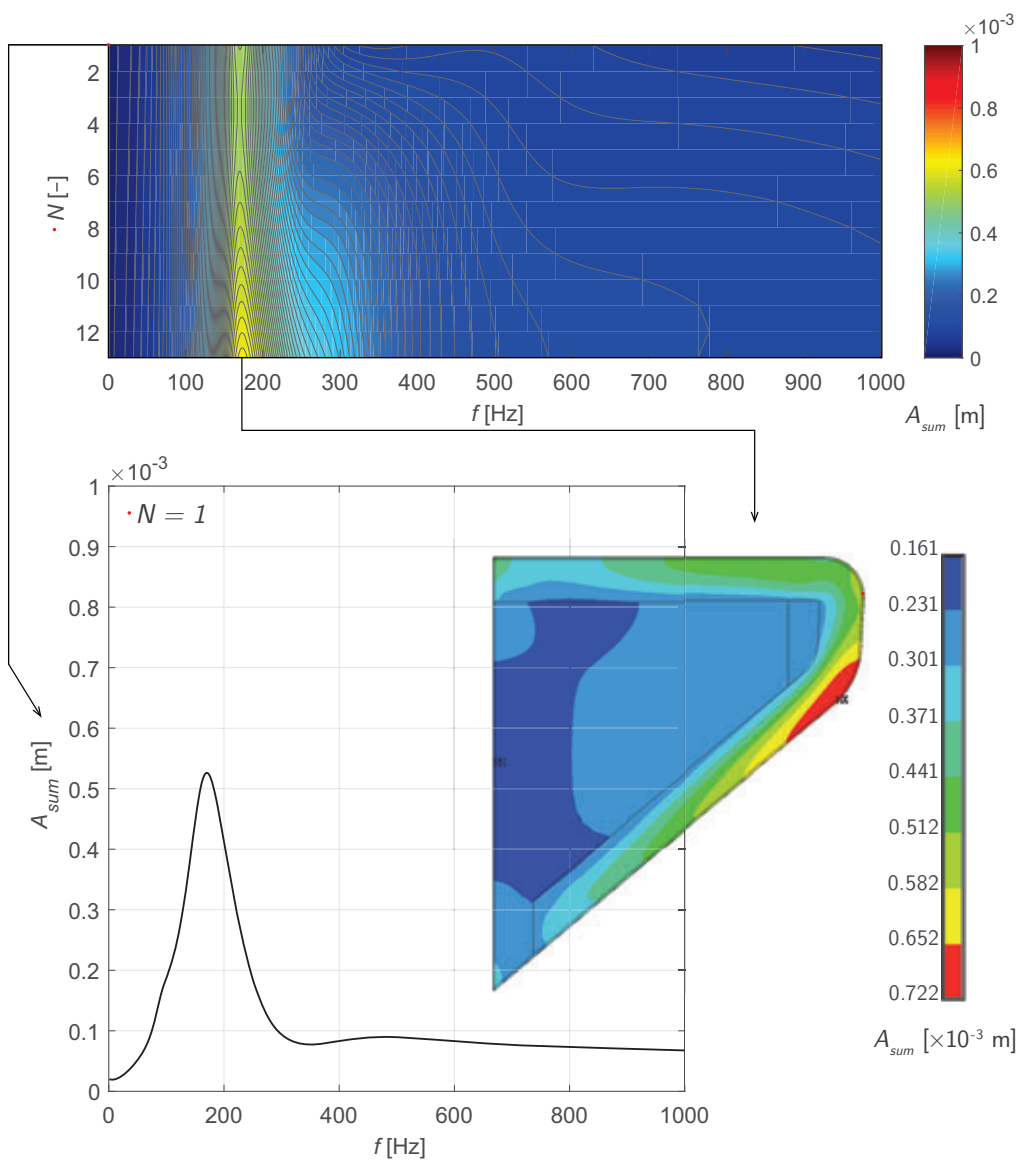
Obr. E.2. Prvních pět vlastních tvarů hlasivky 2D P0E MI (vlevo) a 2D P1E MI (vpravo). Odpovídající vlastní frekvence jsou v tab. 5.5 na s. 123, označení variant v tab. 5.4 na s. 121.



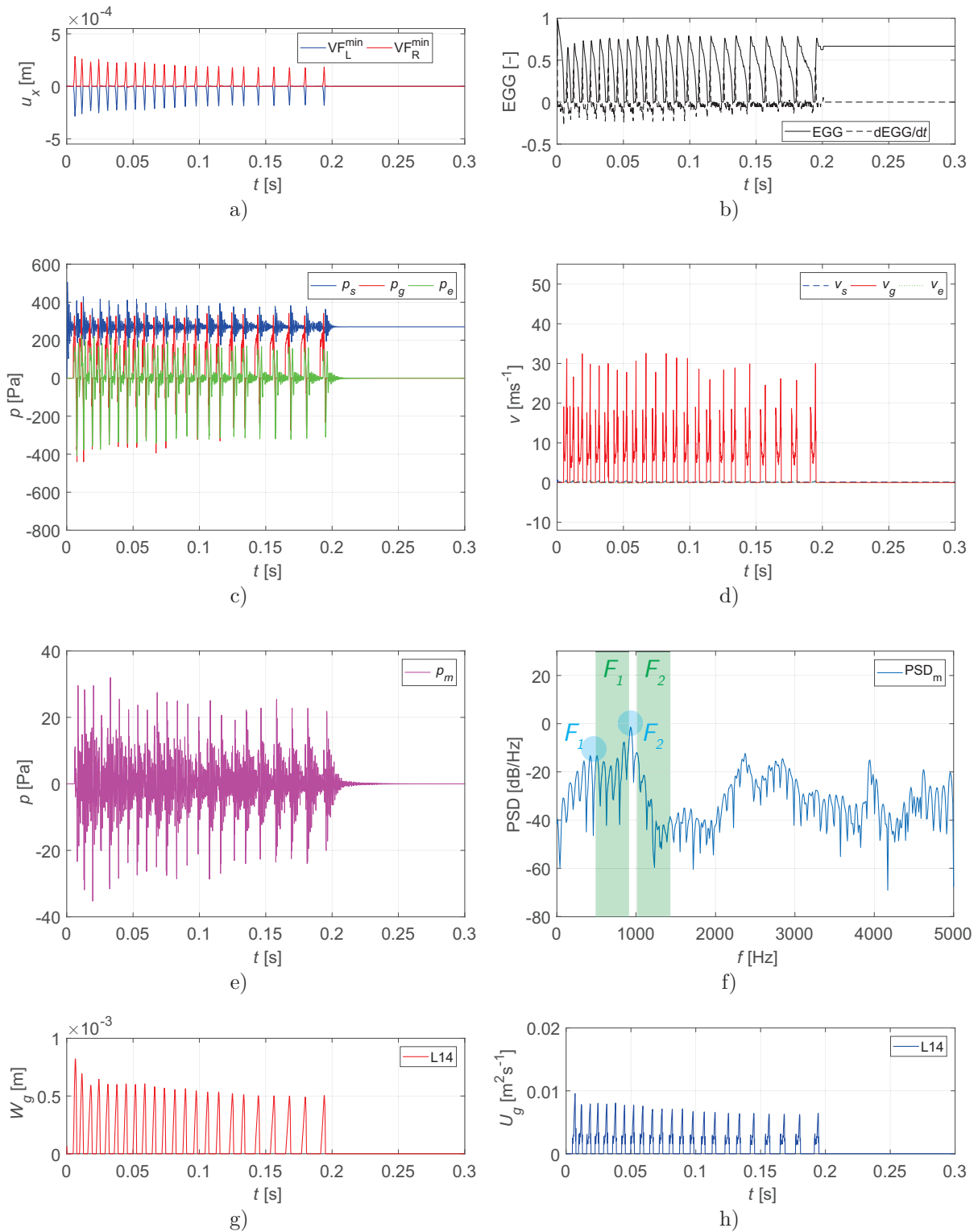
Obr. E.3. Prvních pět vlastních tvarů hlasivky 2D P0E MII (vlevo) a 2D P1E MII (vpravo). Odpovídající vlastní frekvence jsou v tab. 5.5 na s. 123, označení variant v tab. 5.4 na s. 121.



Obr. E.4. Varianta 2D P0E MI. Nahoře: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] ve vybraných uzlech N podle obr. 5.5, vlevo: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] v uzlu 1, vpravo: celkové posuvy hlasivky [m] při dosažení maximální amplitudy výchylky.



Obr. E.5. Varianta 2D P1E MI. Nahoře: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] ve vybraných uzlech N podle obr. 5.5, vlevo: závislost výchylky hlasivek A_{sum} [m] na frekvenci buzení f [Hz] v uzlu 1, vpravo: celkové posuvy hlasivky [m] při dosažení maximální amplitudy výchylky.



Obr. E.6. Typické výsledky z varianty 2D C1 T0 [A] POS MI: a) posuvy čela hlasivky v ose x z minimální hlasivkové mezery (u_x), b) EGG signál a jeho časová derivace, c) průběh subglotického (p_s), glotálního (p_g) a epilaryngeálního (p_e) tlaku, d) průběh subglotické (v_s), glotální (v_g) a epilaryngeální (v_e) rychlosti proudění, e) průběh tlaku u úst (p_m), f) spektrální hustota u úst, g) průběh šířky *glottis* (W_g) a h) glotálního průtoku (U_g) v místě na úrovni bodů VF_L a VF_R (L14) podle obr. 3.8 na s. 55.

F Obsah příloženého CD

Kromě elektronické verze disertační práce obsahuje CD ve složce **MetaCentrum** skripty, které slouží k dávkovému spouštění simulací na počítačích MetaCentra. Ve složce **Nový model fluidně-strukturně-akustické interakce** jsou makra, která generují parametrickou geometrii a síť k novému výpočetnímu modelu diskutovanému v poslední kapitole. Příloženy jsou také zvuky simulovaných samohlásek.