

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA STROJNÍ

Ústav mechaniky, biomechaniky a mechatroniky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Návrh simulačního výpočtového nástroje na vizualizaci toku akustické energie

Vedoucí práce: prof. Dr. Ing. Tomáš Vampola

Autor: Megi Mejdrechová

Praha, 2017



ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Mejdrechová** Jméno: **Megi** Osobní číslo: **434271**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávací katedra/ústav: **Ústav mechaniky, biomechaniky a mechatroniky**
Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**
Studijní obor: **bez oboru**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Návrh simulačního výpočtového nástroje na vizualizaci toku akustické energie

Název bakalářské práce anglicky:

Design of simulation numerical tools to visualize the flow of acoustic energy

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznamte se základními vztahy popisující tok akustické energie neohraničeným prostředím
- 2) Navrhněte výpočtový nástroj pro vizualizaci toku akustické energie neohraničeným prostředím
- 3) Navrhněte výpočtový postup pro nalezení zdrojů hluku ze změřených tlakových charakteristik
- 4) Sestavte zjednodušený výpočtový nástroj pro řešení problémů akusticko-strukturních soustav

Seznam doporučené literatury:

- 1) Sound Intensity, F.J.Fahy, 1989, Elsevier
- 2) Acoustic Intensity: Energy Transfer, Wave Properties a Application, PhD. Thesis of Julian Adin Mann III, 1988, Pensylvania
- 3) Elektroakustika a akustika, Z. Škvor, ČVUT, ISBN: 978-80-01-05034-7

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

prof. Dr. Ing. Tomáš Vampola, ústav mechaniky, biomechaniky a mechatroniky FS

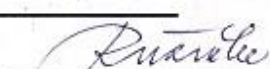
Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

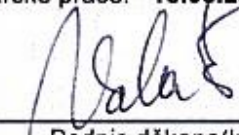
Datum zadání bakalářské práce: **19.04.2017**

Termín odevzdání bakalářské práce: **18.09.2017**

Platnost zadání bakalářské práce: _____


Podpis vedoucí(ho) práce

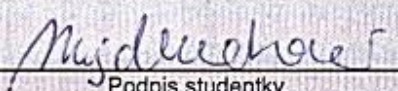

Podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry


Podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Studentka bere na vědomí, že je povinna vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

25. 4. 2017
Datum převzetí zadání


Podpis studentky

Anotační list

Jméno autora:	Megi Mejdrechová
Název bakalářské práce:	Návrh simulačního výpočtového nástroje na vizualizaci toku akustické energie
Anglický název:	Design of simulation numerical tools to visualize the flow of acoustic energy
Akademický rok:	2016/2017
Obor studia:	Bez oboru
Ústav/odbor:	Ústav mechaniky, biomechaniky a mechatroniky Odbor mechaniky a mechatroniky
Vedoucí bakalářské práce:	prof. Dr. Ing. Tomáš Vampola
Bibliografické údaje:	počet stran 51 počet obrázků 31 počet tabulek 1 počet příloh 2
Klíčová slova:	akustika, zvukové pole, měření zvuku, kontrola hluku, simulace, vizualizace, beamforming, NAH, WBH
Keywords:	acoustic, sound field, sound measurements, noise control, simulation, visualization, beamforming, NAH, WBH

Anotace

Předmětem této práce jsou metody měření, rekonstrukce a vizualizace zvukového pole a toku akustické energie. První část je věnovaná třem typům algoritmů, které využívá zvuková kamera pro mapování akustických polí – beamformingu, nearfield acoustical holography a wideband acoustic holography. Principy algoritmů jsou podrobně popsány a zhodnoceny se zaměřením na metodiku lokalizování zdrojů zvuku. V druhé části je navržen a realizován vlastní nástroj na vizualizaci toku akustické energie, jehož fungování je předvedeno na vybrané akustické úloze.

Abstract

The topic of the present thesis is the methods of measurement, reconstruction and visualization of a sound field and the acoustic energy flow. The first section is concerned with three types of algorithms used by an acoustic camera for sound field mapping – beamforming, nearfield acoustical holography and wideband acoustic holography. The theory of algorithms is described in detail with a focus on sound source identification. In the second section a tool to visualize the flow of acoustic energy had been designed and implemented. Its functioning is demonstrated on a chosen acoustical problem.



Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

Datum

Podpis

Poděkování

Tímto bych velmi ráda poděkovala vedoucímu mé bakalářské práce prof. Dr. Ing. Tomáši Vampolovi za inspiraci, odbornou konzultaci, pomoc a poskytnutou literaturu. Svým blízkým pak děkuji za upřímnou podporu a motivaci, kterou mi pomáhají po celou dobu mého studia.



Obsah

1 Úvod	7
2 Přehled základních pojmů, veličin a vztahů	9
3 Princip fungování zvukové kamery.....	11
3.1 Mikrofonní pole	11
3.2 Základní algoritmy	12
4 Metoda beamforming	14
4.1 Princip algoritmu Delay and Sum	14
4.2 Parametry algoritmu Delay and Sum	15
4.3 Směrová citlivost a vedlejší laloky	17
5 Metoda nearfield acoustical holography (NAH).....	19
5.1 Princip algoritmu Fourier NAH	20
5.2 Parametry algoritmu Fourier NAH.....	22
5.3 Špatná podmíněnost a Wienerův filtr	23
6 Metoda wideband acoustic holography.....	24
6.1 Princip algoritmu wideband Acoustic Holography (WBH)	25
6.2 Parametry algoritmu WBH	27
7 Návrh nástroje na vizualizaci toku akustické energie	29
7.1 Význam volby fyzikálních veličin	29
7.2 Princip zvoleného algoritmu.....	33
7.3 Struktura programu	35
8 Ukázka použití nástroje	36
8.1 Formulace problému	36
8.2 Zpracování	38
8.3 Zhodnocení	46
9 Závěr	48
Použité zdroje.....	49

1 Úvod

Měření zvukových polí patří mezi metody měření a diagnostiky používané v technické praxi. Zajímavé uplatnění v něm nachází tzv. zvuková kamera, zařízení, které dokáže zmapovat pole akustického tlaku a lokalizovat jeho zdroj v reálném čase a prostředí, bez větších nároků na podmínky měření, a to s vysokou přesností [1].

Mapování zvukového pole analyzované konstrukce poskytuje informaci o tom, kde dochází k vibracím i o jejich velikosti a může tak s výhodou zastoupit klasická měření akcelerometrem. Ta vyžadují předběžný odhad polohy problematických míst a jejich dostupnost, protože jde o měření kontaktní [1]. Dalším příkladem aplikace je identifikace částí konstrukce, mezi kterými v místě jejich dotyku dochází k relativnímu pohybu, nebo využití při nedestruktivních zkouškách materiálu [15].

Významnou funkci má mapování a vizualizace zvukových polí v oblasti kontrolování zvuku, respektive hluku. Hlukové limity jak na pracovištích, tak ve venkovním prostoru podléhají přísným hygienickým normám. Kritériem hlučnosti strojů a zařízení je hladina akustického výkonu a emisní hladina akustického tlaku. Tyto veličiny udávající celkový stav hlučnosti v daném místě [6].

Dnes se mnoho výrobců zabývá nejen splněním stanovených limitů, ale i cíleným zdokonalováním svých produktů tak, aby získali konkurenční výhodu. Velký význam má využití zvukové kamery v automobilovém průmyslu. Nejen příliš velký hluk, ale i sotva slyšitelné zvuky mohou totiž negativně ovlivnit pohodlí cestujícího. *Buzz, squeak, and rattle (BSR)*, v překladu „bzučení, pískání a drnění“, je pojem definovaný světovými automobilkami, charakterizující soubor nepříjemných zvuků neidentifikovatelného původu. Vzhledem k tomu, že se jedná o nejčastější důvod stížností na nový vůz, investují výrobci značné úsilí do hledání zdrojů BSR a jeho odstranění [8].

Existují požadavky nejen na snižování hluku, ale i na jeho řízení a přesné vytváření. Příklad je možné uvést opět z oblasti automobilového průmyslu, kde je zvuk zrychlení sportovního vozu jeho ceněnou charakteristickou vlastností. Vizualizace zvukového pole v reálném čase umožňuje sledovat jeho vývin a hodí se i pro tato dynamická měření v časové oblasti [15].

Výhodou mapování celého akustického pole, a ne jen určování celkové nebo lokální hodnoty energie jako v případě akcelerometru, je, že zobrazuje i trajektorii, kterou se zvuk vyvíjí. Kamera lokalizuje zdroj hluku, ukáže, jak se z něj zvuk šíří a identifikuje tím všechna místa, kde dochází k zesílení vibroakustických emisí. Tyto informace jsou při návrhu opatření na snížení hlučnosti stroje velmi důležité. Může se totiž ukázat, že není problém v příliš hlasitém zdroji, ale v jeho okolí, které hluk netlumí, ale zesiluje a šíří. Konstrukční zásah snažící se snížit hlasitost zvuku pouze v místě zdroje by tak nevedl k dostatečnému zlepšení. Naopak při znalosti informace, které části pomáhají hluk vést, je možné zakročit cíleně a vyřešit tak skutečnou příčinu problému. Díky vizualizaci se také můžeme vyhnout tomu, že bychom nesprávně určili nějaké místo jako hlavní zdroj zvuku, protože vidíme hodnoty akustické energie ve všech bodech zkoumaného prostoru společně s trajektorií jejího toku. Díky analýze celé sítě bodů je možné zvolit ideální kombinace různých opatření na snížení hlučnosti. Práci usnadňuje i propojení měřicího systému s počítačovým 3D modelem a promítání akustického pole přímo na něj [15].

Je zřejmé, že při měření zvuku akustickou kamerou má velký význam přesné lokalizování zdroje zvuku. Toho se dá docílit různými metodami, jejichž specifika ale vždy určují podmínky použití a musí být respektována.

Cílem této práce je popsat vybrané metody vyhodnocování dat, které zvuková kamera používá k mapování akustického pole, určení jeho zdroje a některých charakteristických vlastností, zhodnotit, pro jaký typ měření jsou vhodné, v čem jsou jejich výhody a nedostatky, a porovnat je z hlediska dosahované přesnosti. V další části pak navrhnout vlastní simulační nástroj na vizualizaci toku akustické energie a zvukového pole, který vypočítává charakteristické veličiny zvukového pole a může sloužit jako doplněk k měřením akustickou kamerou.

2 Přehled základních pojmů, veličin a vztahů

Příčinou zvuku je rozruch, který uvádí částice v pružném prostředí do pohybu a vyvolává mechanické kmitání. Částice kmitající kolem své rovnovážné polohy předávají rozruch dál a ten se tak šíří ve formě vlnění. Pro rovinnou harmonickou vlnu šířící se ve směru souřadnice x definujeme okamžitou akustickou výchylku u [m] částice z rovnovážné polohy v čase t [s] a ve vzdálenosti x [m] od zdroje

$$u = u_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right), \quad (2.1)$$

kde u_0 je amplituda výchylky, ω [s^{-1}] úhlová rychlost a c_0 [ms^{-1}] rychlost šíření zvuku [2].

Vychylují-li se částice kolmo na směr šíření vlny, nazývá se vlnění příčné, pokud kmitají ve směru šíření, jde o vlnění podélné. V tuhých látkách se realizují obě tyto formy vlnění, v kapalinách a plynech pouze podélná. Podélné vlnění způsobuje střídavé zhušťování a zředování prostředí, což se ve vzduchu projevuje změnou tlaku oproti jeho statické hodnotě rovné tlaku atmosférickému. Tlakový přírůstek se nazývá akustický tlak p [Pa] a je definován

$$p = -K \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (2.2)$$

kde K [Pa] je modul objemové pružnosti, pro který platí

$$K = \rho c_0^2, \quad (2.3)$$

kde ρ [kgm^{-3}] značí hustotu látky [2].

Časovou derivací výchylky u je definovaná akustická rychlost v [ms^{-1}], rychlost kmitání částic, s amplitudou v_0 [2]

$$v = \frac{\partial u}{\partial t} = \omega u_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right) = v_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right). \quad (2.4)$$

Z rovnic (2.1), (2.2), (2.3) a (2.4) vyplývá vztah mezi akustickým tlakem a akustickou rychlostí [2]

$$p = -K \frac{\partial u}{\partial x} = \rho c_0^2 \frac{\omega}{c_0} u_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right) = p_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right) = \rho c_0 v. \quad (2.5)$$

Šířením vlny se přenáší i akustická energie $E_a [J]$, která je součtem energie kinetické a potenciální [2].

Okamžitý akustický výkon $P [W]$ je definován jako množství akustické energie, které projde určenou plochou za čas t [2]

$$P = \frac{dE_a}{dt}. \quad (2.6)$$

Podílem elementárního akustického výkonu a jednotkové plochy kolmé na směr šíření vlnění je definována časově střední akustická intenzita $I [Wm^{-2}]$, též nazývaná aktivní [2] nebo činná [7]

$$I = \frac{dP}{dS_{\perp}}. \quad (2.7)$$

Vztah (2.7) je možné upravit a rozepsat

$$I = \frac{P}{S} = \frac{Fv}{S} = pv = \frac{p^2}{\rho c_0}, \quad (2.8)$$

kde uvažované hodnoty tlaku a rychlosti jsou hodnoty efektivní, pro které platí [2]

$$p = \frac{1}{\sqrt{2}}p_0, \quad v = \frac{1}{\sqrt{2}}v_0. \quad (2.9)$$

Sluchový vjem v lidském uchu je různý podle hodnoty akustického tlaku nebo akustické intenzity. Závislost vjemu a těchto veličin odpovídá logaritmické závislosti, proto se k jejich vyjádření používá logaritmická stupnice a vztahují se k referenční hodnotě. Hladina akustického tlaku $L [dB]$ s referenční hodnotou tlaku $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5} Pa$ je určena [2]

$$L = 20 \log \left(\frac{p}{p_{ref}} \right). \quad (2.10)$$

Hladina intenzity zvuku $B [dB]$ s referenční hodnotou $I_{ref} = 1 \cdot 10^{-12} Wm^{-2}$ je definována rovnicí (2.11). Ve volném poli platí rovnost $B = L$ [2] [10].

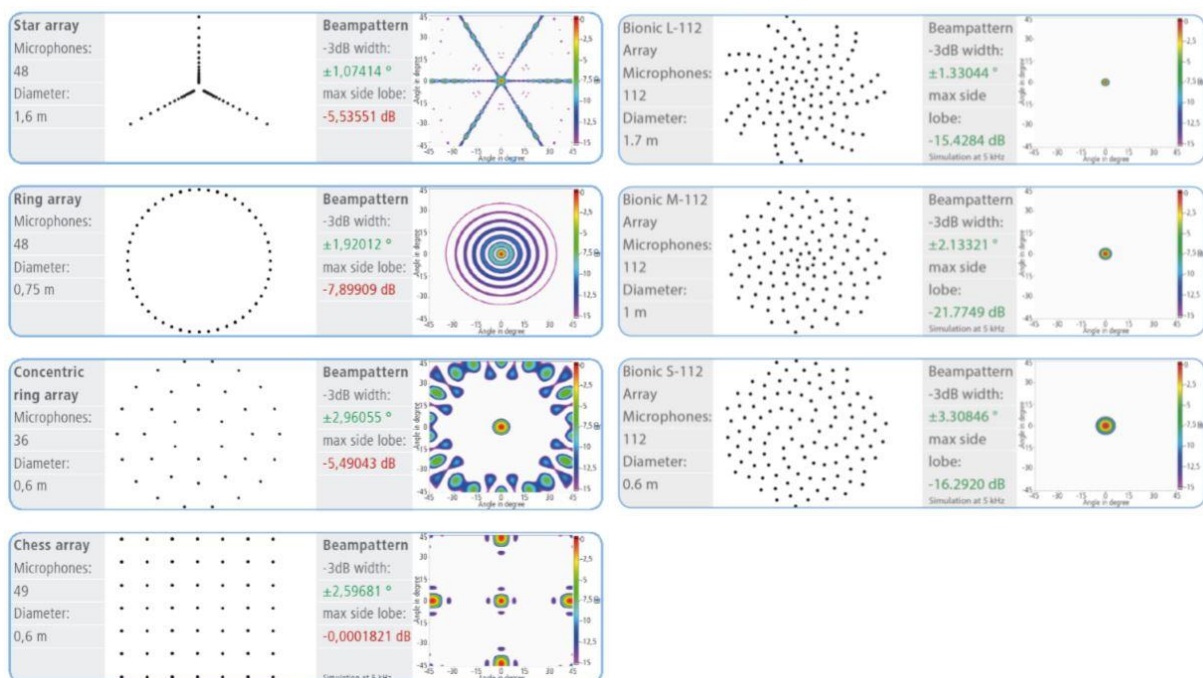
$$B = 10 \log \left(\frac{I}{I_{ref}} \right) = 10 \log \left(\frac{\frac{p^2}{\rho c_0}}{\frac{p_{ref}^2}{\rho c_0}} \right) = 20 \log \left(\frac{p}{p_{ref}} \right) = L. \quad (2.11)$$

3 Princip fungování zvukové kamery

Zvuková kamera se skládá ze čtyř základních částí. Hardwarovou část tvoří mikrofonní pole, soubor uspořádaných mikrofonů, jejichž forma a počet se liší podle účelu měření. Mikrofony jsou připojeny na převodník, který ukládá naměřené hodnoty ve formě digitálních dat. Data jsou vyhodnocena výpočtním softwarem, což je zásadní prvek celého zařízení vzhledem k tomu, že od vhodnosti a správnosti použitých algoritmů se odvíjí úspěch celého měření. V systému je zapojena klasická digitální kamera, pořizující obrazový záznam [17].

3.1 Mikrofonní pole

Mikrofonní pole je uspořádáno do řady pro měření v jedné dimenzi. Pro měření ve 2D je rovinné nebo sférické. Nejčastěji má rovinný tvar s tím, že způsob rozložení mikrofonů v rovině určuje rozlišení a dynamický rozsah měření [9]. U klasického uspořádání jsou oba tyto parametry většinou slabé, proto se volí složitější geometrie. Sférické se používá hlavně pro zkoumání akustiky místností a malých uzavřených prostor jako jsou interiéry aut nebo letadel [16] [17].



Obr. 1: Možnosti uspořádání mikrofonů v mikrofonním poli. Vlevo klasické s nízkým dynamickým rozsahem (max side lobe), vpravo speciálně upravené pro měření s větším dynamickým rozsahem. Převzato z [17].

3.2 Základní algoritmy

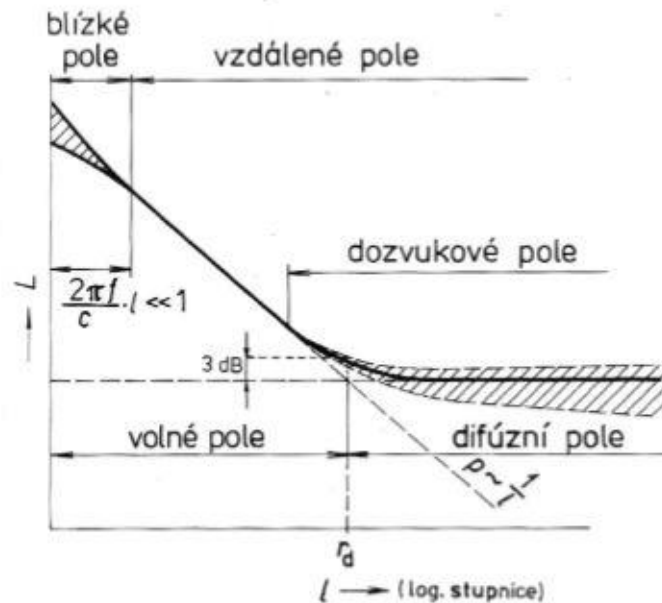
Pro správné použití zvukové kamery je nutné mít představu o tom, jak vypadá akustické pole vytvořené zdrojem zvuku. Základní pro volbu vhodného vyhodnocovacího algoritmu je pak skutečnost, zda měření probíhá v tzv. vzdáleném zvukovém poli nebo blízkém zvukovém poli (anglicky *farfield* a *nearfield*). Hranici těchto polí lze matematicky vyjádřit jako vzdálenost $\lambda/2\pi$ od zdroje zvuku, kde λ je vlnová délka. Za blízké pole lze tedy označit prostor v takové blízkosti zdroje, kde se vlnění nachází teprve ve své první periodě a kde platí, že

$$2\pi fl/c_0 = kl < 1, \quad (3.1)$$

kde k je vlnové číslo a l vzdálenost od zdroje zvuku. Vzdálené a blízké pole mají s ohledem na měření a výpočet zásadně odlišné vlastnosti [6].

Obecně platí, že v uzavřeném 3D prostoru, kde se nachází mnoho zdrojů zvuku, se vytváří složitá akustická pole, vznikající skládáním jednotlivých postupujících přímých vln a vln odražených. Pokud je hustota akustické energie přímých vln větší než odražených vln, vzniká volné pole. V něm nemají odražené vlny tak velký vliv, aby nebylo možné rozpoznat směr šíření akustické energie, jednotlivé vlnoplochy a jejich typ. Dále od zdroje zvuku je difúzní pole. Tam dochází k mnohonásobným odrazům, odražené vlny převládají a směr šíření energie se tak stále mění a je náhodný, což je pro měření podstatná komplikace. Ještě před hranicí difúzního pole můžeme registrovat počátek tzv. dozvukového pole, kde převaha odražených vln začne být registrovatelná sluchem. Dozvukové pole nemá exaktně definovanou hranici [6].

Ve volném poli, které je nejvhodnější pro měření, se nachází blízké a vzdálené pole. Blízké je specifické tím, že se v něm zásadně projevuje interference vlnění. Vztahy mezi základními veličinami jako je intenzita zvuku a akustický tlak a vzdáleností jsou nelineární [6]. Pro vzdálené pole platí naopak předpoklad, že zvuk, který je v něm sledován, je natolik daleko od zdroje, že se šíří ve formě jasně identifikovatelných vlnoploch. Tyto vlnoplochy lze považovat za čistě sférické nebo rovinné, které je možné popsat rovnicemi a z těch pak matematicky určit směr, odkud se šíří a případně i polohu zdroje [1] [9].



Obr. 2: Typy akustického pole v uzavřeném prostoru v závislosti na vzdálenosti od zdroje. Převzato z [6].

Základní metoda používaná pro měření ve vzdáleném poli je *beamforming*. Principem je vyhodnocení velkého množství dat, získaných z jednotlivých mikrofonů daného uspořádání v daném čase, která dohromady dávají informaci o tom, z jakého směru se zvuk šíří. Jedná se o systém *multiple-input-single-output*, tedy o algoritmus, který z velkého počtu vstupních hodnot vypracuje jednu hodnotu výstupní [1]. Z toho plyne, že není vhodný pro úlohy, ve kterých chceme detailně zkoumat zvukové pole ve všech jeho bodech a získat informaci o jeho akustických veličinách, jako je například intenzita zvuku, akustický výkon a další.

Je zřejmé, že přesnost výsledku bude závislá na množství naměřených vstupních dat a zařízení je tedy náročné na požadovaný počet mikrofonů. Omezujícím kritériem je také požadavek na největší možnou vzdálenost dvou mikrofonů. Vzhledem k tomu, že pořizují nespojitě záznam spojitého, navíc periodického, děje, nesmí být od sebe dál než o polovinu vlnové délky měřeného signálu, aby se zabránilo chybě, tzv. *aliasingu*. To významně omezuje použití metody *beamformingu* pro zvuky vyšších frekvencí [12].

Algoritmy patřící do skupiny pojmenované jako *nearfield acoustical holography (NAH)*, „holografie v blízkém poli“ umožňují oproti algoritmům pro vzdálené pole, zvukové pole měřené prostřednictvím hodnot akustického tlaku přesně rekonstruovat. Jde o *multiple-input-multiple-output* systém, kdy je snímáno trojrozměrné zvukové pole a informace o něm jsou ukládány jako dvourozměrná data, z kterých je pak možné opět obnovit trojrozměrný obraz včetně údajů o veličinách akustický tlak, rychlost, intenzita a energie [1].

NAH poskytuje řešení inverzní úlohy – rekonstrukci pole – získané numerickými metodami. Dopřednou úlohou k ní je model šíření zvuku ze zdroje. Popisovaný model šíření je ale sám výsledkem nějakého vyhodnocovacího procesu, respektive konvolucí, a není tedy naprosto přesný. To působí problematicky při řešení inverzní úlohy, která je kvůli tomu špatně podmíněná a numerické řešení se tak může stát nestabilním [1].

Důvodem nestability jsou v blízkém poli evanescentní vlny. Tyto vlny vznikají na hranicích prostředí z přímého vlnění, mají oproti němu mnohem vyšší frekvenci a velmi brzy zanikají. Právě fakt, že jsou měřitelné pouze ve vzdálenosti nanometrů od místa jejich vzniku, znamená, že v naměřených datech může informace o nich chybět, tím je model vlnění zkreslen a může kvůli tomu dojít k nepřesné rekonstrukci pole. Popsaný jev se projevuje více s nabývajícím vzdáleností měření dat od zdroje zvuku [1] [14].

4 Metoda beamforming

Nejjednodušší formou *beamformingu* je algoritmus *Delay and Sum*, „zpoždění a součet“. Ten využívá předpokladu pro vzdálené pole, že v něm zvukové vlny šířící se ze zdroje umístěného dostatečně daleko lze považovat za rovinné [9].

4.1 Princip algoritmu Delay and Sum

Mějme množství mikrofónů umístěných ve známé vzdálenosti D_{mic} od sebe. Čelo rovinné vlny dopadající na mikrofony z určitého směru pod úhlem θ , dosáhne postupně prvního mikrofónu, po časové prodlevě druhého, za další čas třetího a tak dále. Zpoždění T_{delay} , se kterým se vlna dostane od jednoho mikrofónu k dalšímu je určeno právě tím, z jakého směru se vlna šíří, respektive pod jakým úhlem dopadá. Pomocí měření zpoždění tak můžeme tento úhel jednoduše určit. Dále popsané geometrické souvislosti jsou patrné z Obr. 3 [9].

Pro zpoždění T_{delay} platí

$$T_{delay} = \frac{D_{delay}}{c_0}, \quad (4.1)$$

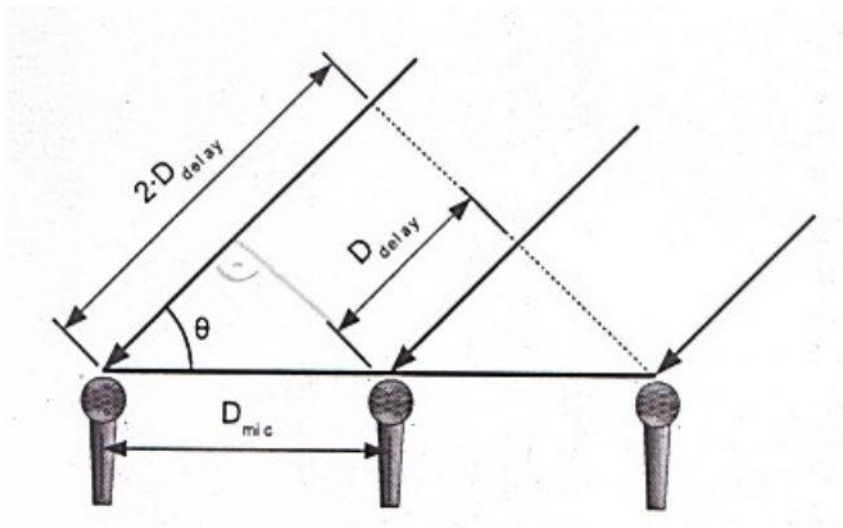
kde c_0 je rychlosti šíření zvuku a D_{delay} přírůstek vzdálenosti, kterou vlna musí urazit navíc k druhému mikrofonu oproti prvnímu [9].

$$D_{delay} = D_{mic} \cdot \cos(\theta). \quad (4.2)$$

Pro zpoždění lze tedy napsat vztah (4.3), ze kterého můžeme vyjádřit směr, odkud se vlna šíří (úhel θ), a ten tak z naměřených hodnot určit [9].

$$T_{delay} = \frac{D_{mic}}{c_0} \cdot \cos(\theta). \quad (4.3)$$

V případě, že signál nevzniká pouze z jednoho zdroje ale z více různých, bude na mikrofony dopadat více vlnoploch, jejichž zpoždění budou různá. Za těchto okolností není možné rozlišit jednotlivé signály, naopak dochází k tomu, že se jejich hodnoty v místě dopadu na mikrofon sečtou a případně navzájem vyruší. K určení zdroje zvuku se pak přistupuje tak, že se určí celková energie signálu v mnoha místech jako součet dílčích a vyhodnotí se, v jakém směru je tato energie největší. Tímto směrem by se měl nacházet zdroj zvuku [9].

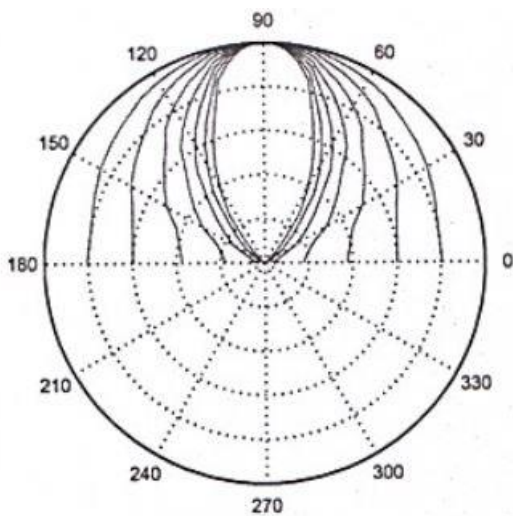


Obr. 3: Geometrické uspořádání. Rovinná vlna dopadající na mikrofonní pole. Převzato z [9].

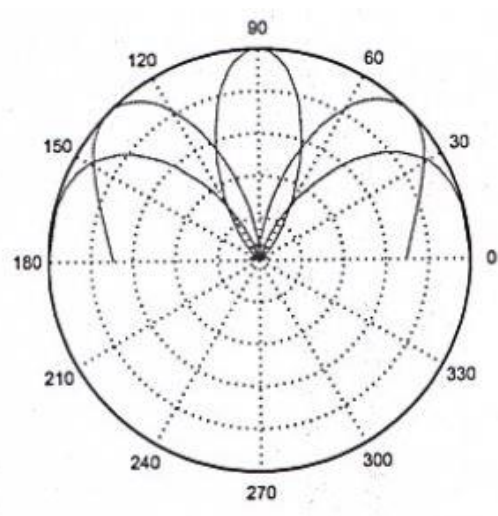
4.2 Parametry algoritmu Delay and Sum

Algoritmus *Delay and Sum* je ve své jednoduchosti velmi citlivý na podmínky měření a to zejména na frekvenci měřeného zvuku, úhel, pod kterým zvuk na mikrofonní pole dopadá a počet mikrofonů [9].

Zvukové vlny o nižší frekvenci spolu před dopadem více interferují, čímž je výsledek méně ostrý a zobrazí se jako široký lalok, ze kterého se špatně odečítá směr největší akustické energie. Platí tedy, že čím vyšší frekvence, tím užší a přesnější zobrazení, viz Obr. 4. Frekvenční rozsah je ale shora omezený podmínkou největší možné vzdálenosti mezi mikrofony. Ta by pro dobrý výsledek neměla přesáhnout polovinu vlnové délky signálu, jinak dochází k chybě vyhodnocení – *aliasingu*. V praxi je možné dosáhnout uspokojivé kvality i při větším odstupu mikrofونů, uvádí se hodnota dvě až tři vlnové délky [9]. Oblast frekvencí, pro kterou je *beamforming* vhodný je 500 Hz až 20kHz, horní hranice se ale obvykle pohybuje jen v jednotkách kHz [16].



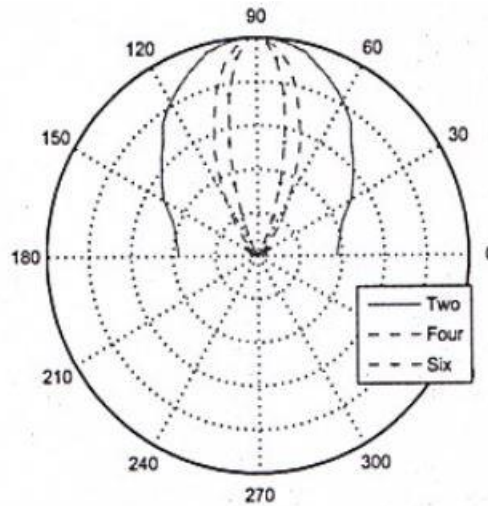
Obr. 4: Porovnání zobrazení výsledku – šířky laloku – při měření signálu v rozsahu 200 Hz až 700 Hz s odstupem 100 Hz dvěma mikrofony. Nejužší lalok odpovídá nejvyšší frekvenci. Převzato z [9].



Obr. 5: Porovnání zobrazení výsledku – šířky laloku – při měření signálu o frekvenci 600 Hz dopadajícího pod úhly 0°, 45°, 90°, 135° a 180° čtyřmi mikrofony. Převzato z [9].

Úhel dopadajícího signálu θ by neměl být menší než 60°. Platí, že čím víc se blíží 90°, tedy směru kolmému na mikrofonní pole, tím je zobrazený lalok užší a vyhodnocování přesnější, viz Obr. 5 [9].

Nízký počet mikrofونů způsobuje opět neostrost výsledku, viz Obr. 6 [9].



Obr. 6: Porovnání zobrazení výsledku – šířky laloku – při měření signálu o frekvenci 400 Hz dopadajícího kolmo na mikrofonní pole tvořené dvěma, čtyřmi a šesti mikrofony. Převzato z [9].

4.3 Směrová citlivost a vedlejší laloky

V praxi je výhodné nastavit předem směrovou citlivost mikrofonního pole na ten směr, ze kterého očekáváme šíření zvuku, určený jednotkovým vektorem $\boldsymbol{\kappa}$. Každému signálu je přiřazen váhový koeficient w_m , čímž se docílí odstínění těch signálů, které přicházejí ze směrů jiných. Součtová funkce nabývá tvaru

$$b(\boldsymbol{\kappa}, t) = \sum_{m=1}^M w_m p_m(t - \Delta_m(\boldsymbol{\kappa})), \quad (4.4)$$

kde $m = 1, 2, \dots, M$ je pořadí mikrofonu, p_m měřený akustický tlak a $\Delta_m(\boldsymbol{\kappa})$ individuální zpoždění signálu, pro které platí

$$\Delta_m(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_m}{c_0}, \quad (4.5)$$

vektor \mathbf{r}_m určuje polohu mikrofonu, c_0 je rychlost šíření zvuku [12].

Výstup algoritmu vyjádřený v závislosti na frekvenci je

$$B(\boldsymbol{\kappa}, \omega) = \sum_{m=1}^M w_m P_m(\omega) e^{-j\omega \Delta_m(\boldsymbol{\kappa})} = \sum_{m=1}^M w_m P_m(\omega) e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_m}, \quad (4.6)$$

kde P_m je měřený akustický tlak, $\mathbf{k} = -k\boldsymbol{\kappa}$ je vektor vlnových čísel pro vlny šířící se z preferovaného směru $\boldsymbol{\kappa}$ a $k = \frac{\omega}{c_0}$ vlnové číslo [12].

Pro signál určený vektorem vlnových čísel \mathbf{k}_0 šířící se z jiného než zvoleného směru detekuje mikrofonní pole tlakový příspěvek

$$P_m(\omega) = P_0 e^{-j\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_m}. \quad (4.7)$$

Dosažením do výstup $B(\boldsymbol{\kappa}, \omega)$ dostáváme

$$B(\boldsymbol{\kappa}, \omega) = P_0 \sum_{m=1}^M w_m e^{j(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}_m} \equiv P_0 W(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0). \quad (4.8)$$

Funkce $W(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) = W(\mathbf{K})$ se nazývá obraz pole a pro jednotné odstínění w_m je závislé pouze na geometrii pole. Grafické znázornění výstupu pomocí funkce W ukazuje vysoké hodnoty ve směru $\boldsymbol{\kappa}$, tedy ve směru předpokládaného zdroje, což představuje *main lobe* neboli „hlavní lalok“. Kromě něj pozorujeme ale i další oblasti, které odpovídají signálům z jiného než preferovaného směru, nazývané *side lobe*, „vedlejší lalok“ [14].

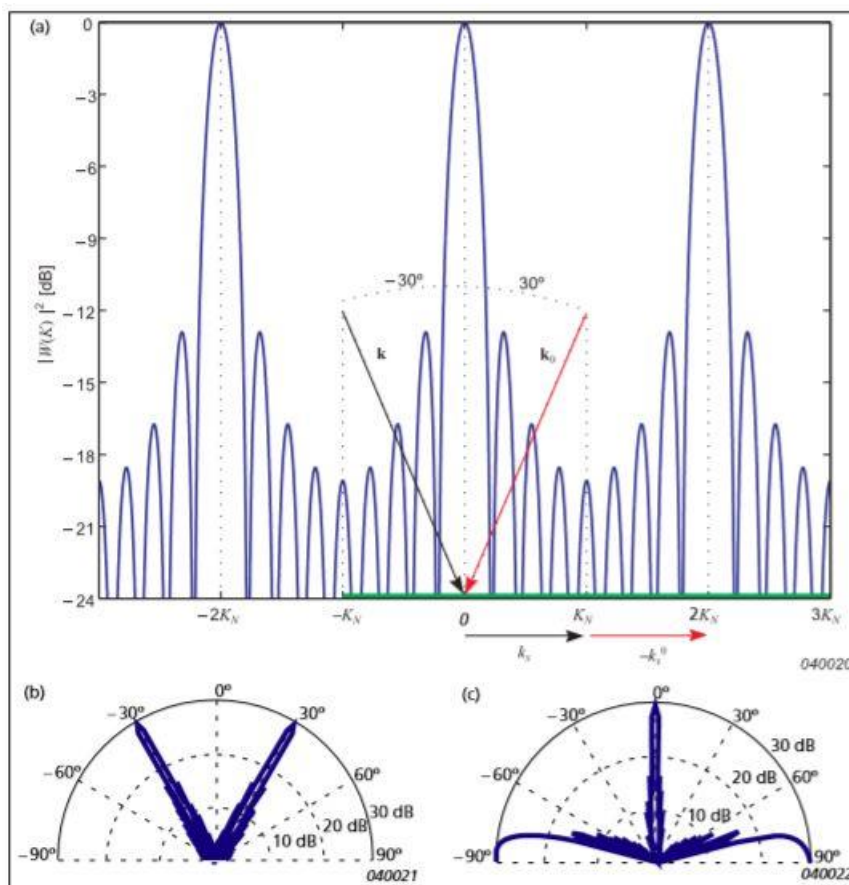
Vznik vedlejšího laloku je nežádoucí efekt, který rozostřuje výsledek měření a vnáší do mapy akustického pole tzv. *duchy* – signály nesouvisející se zdrojem zvuku. Kvůli nim je určení polohy zdroje nepřesné. Pro pravidelné rozmístění mikrofonů je W periodicky závislé na \mathbf{K} , vznikne tedy obrazec s hlavním lalokem a mnoha vedlejšími, viz Obr. 7 [14].

Jednou z možností, jak eliminovat vliv vedlejších laloků je omezit vlastní zvuky měření, které ho ruší. Mezi ně patří například zvuk větru nebo používaného hardwaru. Dále je možné zmenšit příspěvek *side lobe* použitím větších váhových koeficientů w_m , což ale zároveň vede ke snížení rozlišení. Funkční opatření je vytvoření nepravidelného mikrofonního pole místo pravidelného. Jak již bylo řečeno, geometrie mikrofonního pole výrazně ovlivňuje výsledek měření a její návrh vyžaduje znalost věci, zkušenosti a testování. Pro nalezení nejlepší geometrie se používá numerických metod [14].

Komerčně nabízená mikrofonní pole mají obvykle kruhový tvar s průměrem od půl do dvou metrů a počtem mikrofonů přes 100. Dynamický rozsah je uváděn jako 8 až 15 dB. Rozlišení je obecně dáno jako nejmenší možná vzdálenost mezi dvěma body, které je měření schopné identifikovat.

$$R = \frac{L}{D} \cdot \lambda, \quad (4.9)$$

R je rozlišení, L vzdálenost mikrofonního pole od zdroje, D je průměr pole a λ vlnová délka měřeného zvuku [16].



Obr. 7: a) periodické rozložení vedlejších laloků kolem hlavního; b) vedlejší lalok jako duch zobrazený ve směru -30° k nerozeznání od hlavního laloku ve směru skutečného zdroje zvuku na 30° ; c) vedlejší laloky ve směru -90° a 90° pro zdroj zvuku ve směru 0° . Převzato z [12].

5 Metoda nearfield acoustical holography (NAH)

Ve svých počátcích vycházela akustická holografie z poznatků optické holografie užívané už od padesátých let 20. století. V osmdesátých letech se začaly provádět první pokusy se zaznamenáváním zvukového pole na dvourozměrný povrch – hologram – a jeho následnou trojrozměrnou rekonstrukcí [14]. Základní algoritmus, který byl k tomuto účelu sestaven, využívá 2D prostorovou Fourierovu dopřednou a inverzní transformaci a je proto označován jako *Fourier NAH*. Nejjednodušší podobu má tento algoritmus pro rovinný případ, existuje ale i v cylindrické a sférické formě [1] [14].

5.1 Princip algoritmu Fourier NAH

Zdroj zvuku vytváří v prostoru vlnové pole, které je funkcí polohy \mathbf{r} a času t . Pole je pro použití akustické holografie reprezentováno akustickým tlakem $p(\mathbf{r}, t)$, poloha je určena souřadnicemi ve zvoleném systému, pro rovinnou formu kartézskými. Hodnoty tlaku jsou snímány v rovině hologramu, která je paralelní s rovinou, ve které se nachází zdroj zvuku, a určená souřadnicí z_H [14]. Tlakové pole musí splňovat homogenní vlnovou rovnici

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (5.1)$$

kde c_0 je rychlost šíření vlny a ∇^2 Laplaceův operátor [1].

Dále předpokládáme, že hodnota akustického tlaku má harmonický průběh, proto pro ni musí platit Helmholtzova rovnice

$$\nabla^2 \tilde{p} + k^2 \tilde{p} = 0. \quad (5.2)$$

Tu splňuje vlnění o konstantní úhlové frekvenci ω šířící se ve směru souřadnice x , pro které lze použít zápis pomocí komplexních proměnných

$$p(x, t) = A \sin(\omega t - kx) = \text{Im}\{A e^{j(\omega t - kx)}\} = \text{Im}\{A e^{-jkx} e^{j\omega t}\} \quad (5.3)$$

a fázoru, při potlačení harmonické závislosti na čase

$$\tilde{p} = A e^{-jkx}. \quad (5.4)$$

Zde $k = \frac{\omega}{c}$ značí vlnové číslo, A amplitudu, $\text{Im}\{\}$ imaginární část a \tilde{p} fázor [1].

Dopředná 2D Fourierova transformace pro převod z prostorové oblasti do oblasti vlnového čísla pro popsané vlnění reprezentované tlakem má tvar

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = FT_{xy}[p(x, y, z)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (5.5)$$

inverzní 2D Fourierova transformace pro převod zpět do prostorové oblasti má tvar

$$p(x, y, z) = FT_{xy}^{-1}[\tilde{p}(k_x, k_y, z)] = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}(k_x, k_y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (5.6)$$

kde x, y, z jsou kartézské souřadnice, d_x a d_y mřížková vzdálenost mezi mikrofony ve směru souřadnic x a y , a k_x, k_y jsou složky vlnového vektoru $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ [1].

Po provedení dopředné transformace (5.5) a dosazení do Helmholtzovy rovnice (5.2) získáme vztah, který platí v oblasti vlnových čísel mezi hodnotami akustického tlaku naměřenými v rovině hologramu (x, y, z_H) a hodnotami z nich rekonstruovaného tlakového pole v libovolné rovině (x, y, z)

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \tilde{p}(k_x, k_y, z_H) e^{jk_z(z-z_H)} = \tilde{p}(k_x, k_y, z_H) H^{-1}(k_x, k_y, z), \quad (5.7)$$

kde $H^{-1}(k_x, k_y, z) = e^{jk_z(z_H-z)}$ představuje inverzní propagátor ze zvolené roviny rekonstrukce (x, y, z) do roviny hologramu (x, y, z_H) [1].

Ze vztahu (5.7) jsou po provedení inverzní 2D Fourierovy transformace získány hodnoty akustického tlaku v prostorové oblasti pro libovolnou souřadnici z . Lze tedy i lokalizovat zdroj zvuku jako místo, ve kterém je tato hodnota nejvyšší [1] [14].

Pomocí základních vztahů můžeme z naměřených dat rekonstruovat i rychlost částice \tilde{v}

$$\tilde{v}(k_x, k_y, z) = \frac{\mathbf{k}}{\rho\omega} \tilde{p}(k_x, k_y, z), \quad (5.8)$$

kde ρ je hustota prostředí a ω úhlová frekvence,

a aktivní intenzitu zvuku I jako reálnou část součinu tlaku s komplexně sdruženou rychlostí [1]

$$I = \frac{1}{2} \text{Re}\{\tilde{p}\tilde{v}^*\}. \quad (5.9)$$

Holografie v blízkém poli má oproti měření v blízkém poli tu přednost, že zaznamenává i evanescentní vlny, jejichž amplituda klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje a není tedy možné ji ve vzdáleném poli zachytit. Vlny nacházející se v blízkém poli jsou tedy dvojího druhu – přímé a evanescentní. Tento fakt zohledňuje i volba třetí složky vlnového vektoru k_z [1] [14].

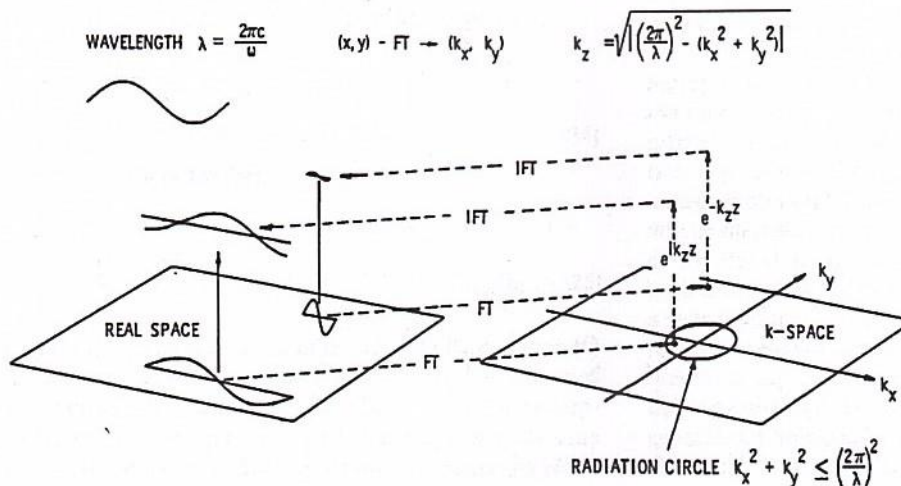
$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, & k^2 \geq k_x^2 + k_y^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, & k^2 < k_x^2 + k_y^2 \end{cases} \quad (5.10)$$

Zde první forma k_z popisuje přímé vlny, jejichž vlnový vektor má reálné složky a pro jeho velikost platí vztah

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}. \quad (5.11)$$

Druhá forma zastupuje evanescentní vlny, u nichž existuje složka k_z pouze imaginární, kvůli nerovnosti $k^2 < k_x^2 + k_y^2$. Hranici mezi oblastmi obou typů vln určuje tzv. radiační kruh o rovnici $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ [1].

Schéma provedení Fourier NAH ukazuje Obr. 8.



Obr. 8: Schéma rekonstrukce akustické vlny pomocí Fourier NAH. Vlevo primární (delší) a evanescentní (kratší) vlna v prostorové oblasti. FT značí dopřednou 2D Fourierovu transformaci do k -prostoru (oblasti vlnových čísel) vpravo, IFT inverzní transformaci zpět. Radiation circle označuje radiační kruh, jehož vnitřek přísluší přímým vlnám, vnější oblast evanescentním. Převzato z [14].

5.2 Parametry algoritmu Fourier NAH

Použití Fourierovy transformace podléhá několika omezením. První z nich je geometrie prostoru, na kterém snímáme a rekonstruujeme akustické vlnění. Měřením rovinným mikrofonním polem, tedy použitím rovinného hologramu, je možné rekonstruovat tlakové pole opět pouze v rovině [1]. Obecně ale platí, že zdroj zvuku může mít libovolný tvar, pro jeho určení by tedy bylo výhodné použít geometrii, která tento libovolný tvar nejlépe aproximuje. Z toho důvodu byl rovinný NAH rozšířen o cylindrickou a sférickou formu [1]. Vždy je ale nutné volit polohu mikrofonního pole vůči zdroji zvuku a následně verzi algoritmu pečlivě tak, aby co nejlépe odpovídala sledovanému zdroji zvuku.

Další požadavek na mikrofonní pole je, aby mělo pravidelně rozložené snímače, jinak není možné Fourierovu transformaci provést. To ale podobně jako u *beamformingu* způsobuje

náchylnost k chybě vzorkování – *aliasingu*. I zde totiž platí, že vzdálenost mezi jednotlivými mikrofony nesmí být větší než polovina vlnové délky zkoumaného signálu [13] [14]. V současnosti se z tohoto důvodu častěji využívá metoda *SONAH (Statistically Optimized NAH)*. Ta dovoluje použít nepravidelné mikrofonní pole, kde pak pouze průměrná vzdálenost mezi dvěma jeho sousedními snímači musí splňovat kritérium poloviny vlnové délky [13].

Nepříjemným nárokem je také velikost mikrofonního pole, které musí být vždy větší než zdroj zvuku, jinak dochází k tzv. *windowing* efektu. V kombinaci s požadavkem na rozmístění snímačů tak stoupá jejich minimální nutný počet [1].

5.3 Špatná podmíněnost a Wienerův filtr

Z hodnot naměřených v rovině hologramu určené souřadnicí z_H lze parametry zvukového pole určit obecně v libovolné rovině. Při simulaci toho, jak se bude vyvíjet dál za rovinou měření směrem od zdroje (pro $z \geq z_H$), nenastává problém. V případě, že provádíme skutečně rekonstrukci signálu od hologramu směrem zpět ke zdroji ($z < z_H$), dostáváme úlohu špatně podmíněnou. To znamená, že malá výchylka na straně vstupních dat způsobí velmi velkou výchylku výsledku [1].

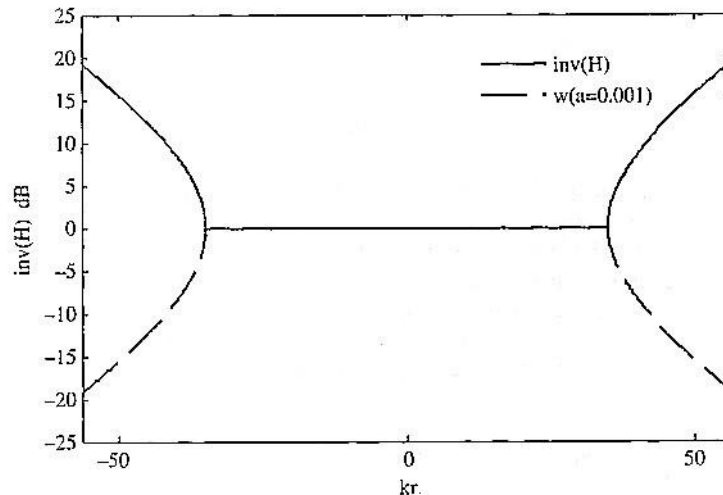
V případě *Fourier NAH* inverzní propagátor $H^{-1}(k_x, k_y, z) = e^{jk_z(z_H-z)}$ pro $z < z_H$ z důvodu špatné podmíněnosti úlohy exponenciálně a bez omezení roste. To způsobuje zesílení nejen evanescentních vln, které se v přímé blízkosti zdroje nachází, ale i šumu, což je nežádoucí. Řešením je aplikace tzv. Wienerova inverzního filtru W , který obsahuje propagátor H v jeho přímé formě a nese v sobě regularizační parametr α [1].

$$W(k_x, k_y, z) = \frac{1}{H(k_x, k_y, z)} \frac{1}{1 + \left[\frac{\alpha}{|H(k_x, k_y, z)|^2} \right]} \quad (5.12)$$

Hodnoty tlaku v oblasti vlnových čísel ve zvolené rovině (x, y, z) jsou po aplikaci filtru [1]

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \tilde{p}(k_x, k_y, z_H) W(k_x, k_y, z). \quad (5.13)$$

Příklad korekce pomocí filtru s vhodně zvoleným parametrem α ukazuje Obr. 9.



Obr. 9: Vývoj velikosti propagátoru H^{-1} při rekonstrukci akustického pole ve vzdálenosti $z_H - z = 0,05$ m směrem ke zdroji zvuku, pro $k = 35$, parametr $\alpha = 0.001$, $k_r = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2)}$, $k_z = \sqrt{(k - k_r^2)}$. Plná čára ukazuje exponenciální růst H v oblasti vně radiačního kruhu, $k^2 < k_x^2 + k_y^2$ bez použití filtru. Přerušovaná čára zobrazuje útlum růstu H po aplikaci Wienerova filtru s vhodně zvoleným parametrem α . Převzato z [1].

Rozlišení R , tedy nejkratší délka mezi dvěma body, které je možné samostatně identifikovat je určeno vzdáleností L mikrofonního pole od zdroje zvuku, případně jeho vlnovou délkou λ

$$R = \min\left(L, \frac{\lambda}{2}\right). \quad (5.14)$$

Typicky se vhodný frekvenční rozsah pro použití *NAH* udává od 40 až 50 Hz do 3000 Hz [16].

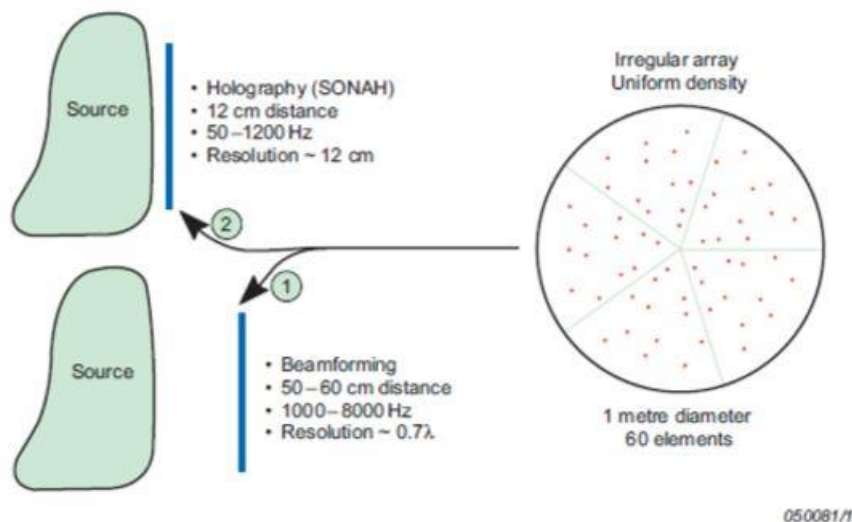
6 Metoda wideband acoustic holography

Metody identifikace akustického pole *beamforming* a *nearfield acoustical holography* představují dva kategoricky odlišné nástroje, z nichž každý nabízí pouze omezený rozsah použití. *Beamforming* je vhodný pro měření zvuku střední a vysoké frekvence, protože není tak citlivý na *aliasing*. Z toho a z definice rozlišení R vyplývá, že *beamforming* je vhodný pro měření ve velké vzdálenosti od zdroje zvuku. *Nearfield acoustical holography* oproti tomu funguje v blízkém poli zdroje, hodí se i pro signály nízké frekvence, ale vyžaduje rozmístění mikrofónů menší než polovinu vlnové délky, takže ho nelze použít pro frekvence vyšší [13].

Při analýze reálného akustického pole je často vyžadován sběr dat v širokém frekvenčním rozsahu, aby se získalo co možná nejvíce informací. To v praxi znamená, že je nutné provést

vždy dvě měření v rozdílných vzdálenostech a vyhodnotit každé zvlášť jiným algoritmem. Tím se zvyšuje časová náročnost a nároky na vybavení, kromě toho výsledný popis pole v celém rozsahu frekvencí musí být složen ze dvou dílčích, což samo o sobě není jednoduché [13].

Krok k vyřešení tohoto problému představoval algoritmus *SONAH* (*Statistically Optimized NAH*) vyvinutý společností Brüel & Kjær. Oproti klasickému *NAH* dovoluje použít nepravidelné mikrofonní pole, díky čemuž je možné provést obě měření v blízkém i vzdáleném poli stejným zařízením. Schéma zobrazuje Obr. 10 [13].



Obr. 10: Schéma dvojího měření pomocí jednoho nepravidelného mikrofonního pole, zaprvé metodou beamforming, zadruhé SONAH, v různých vzdálenostech a s různými parametry. Převzato z [16].

Překonání podstaty problému – nutnosti dvou oddělených měření a vyhodnocování – umožnil ale až algoritmus *Wideband Acoustic Holography (WBH)*, představený toutéž dánskou společností Brüel & Kjær, který je od ledna roku 2015 chráněn patentem [11]. S jeho použitím je možné jediným měřením v relativně malé vzdálenosti získat jeden výsledek pokrývající celý frekvenční rozsah [13].

6.1 Princip algoritmu wideband Acoustic Holography (WBH)

WBH vychází z modelu zdroje zvuku jako sítě elementárních zdrojů, z nichž každý je reprezentován vlnovou funkcí. Pro akustický tlak p_m naměřený jedním mikrofonom platí

$$p_m = \sum_{i=1}^I A_{mi} q_i, \quad (6.1)$$

kde $i = 1, 2, \dots, I$ je pořadí elementárního zdroje, I představuje jejich celkový počet, A_{mi} se rovná hodnotě akustického tlaku v místě mikrofonu m způsobené elementárním zdrojem i a q_i má hodnotu komplexní amplitudy tohoto zdroje. Maticovým zápisem

$$\mathbf{p} = \mathbf{A}\mathbf{q}. \quad (6.2)$$

Řešení spočívá v nalezení vektoru amplitud \mathbf{q} , pomocí kterého se pak dá akustické pole zrekonstruovat do 3D [13].

Standardně se k řešení této rovnice užívá metody nejmenších čtverců, která iterací minimalizuje odchylku užitím Euklidovské normy

$$\min_{\mathbf{q}} \|\mathbf{p} - \mathbf{A}\mathbf{q}\|_2^2 + \theta^2 \|\mathbf{q}\|_2^2, \quad (6.3)$$

kde θ je regularizační parametr. Tato rovnice má analytické řešení a je označována jako Tichonovova regularizace [13].

Jsou-li však data naměřená nepravidelným mikrofonním polem ve střední vzdálenosti od zdroje o vysoké frekvenci, je soustava rovnic silně nedourčená, protože síť elementárních zdrojů zvuku (reprezentovaných neznámými q_i) na rozdíl od mikrofonního pole (reprezentovaného měřeným tlakem p_m) splňuje kritérium maximálního rozestupu poloviny vlnové délky, což u mikrofonů není technicky možné. Soustava tedy obsahuje mnohem více neznámých než rovnic [13].

Důsledkem je, že rekonstruované zvukové pole odpovídá naměřenému tlaku v místech mikrofonů, ale všude jinde má velmi malou hodnotu. Velikost akustické energie z takovýchto hodnot by byla nepřesná, o hodně nižší než skutečná. Další negativum je zobrazování tzv. *duchů*, falešných zdrojů zvuku, kvůli tomu, že soustava nemá jednoznačné řešení [13].

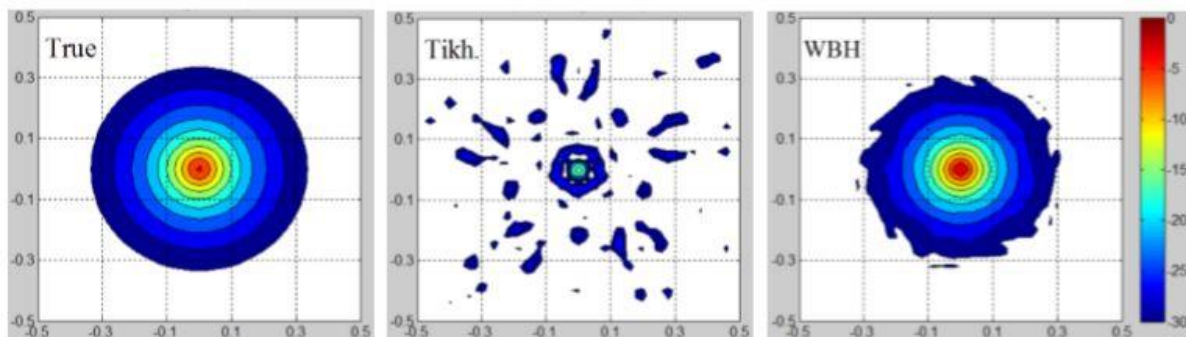
Algoritmus *WBH* staví místo na metodě nejmenších čtverců na metodě největšího spádu a postupně iteracemi minimalizuje odchylku. Navíc v každém kroku eliminuje falešné zdroje zvuku tak, že začíná od nejsilnějšího zdroje z vektoru \mathbf{q} s amplitudou $\tilde{q}_{k+1,max}$. Tento zdroj má pro nepravidelné mikrofonní pole vždy reálnou hodnotu a má kolem sebe několik o něco menších *duchů*. V každém kroku jsou hodnoty q , jejichž amplituda je nižší než zvolená hodnota T_k , což je číselná hodnota v decibelech, pod hodnotou amplitudy $\tilde{q}_{k+1,max}$, vynulovány,

$$q_{k+1,i} = \begin{cases} \tilde{q}_{k+1,i}, & \text{pro } |\tilde{q}_{k+1,i}| \geq T_k \\ 0, & \text{jinak} \end{cases} \quad (6.4)$$

Hodnota T_k je v každém kroku přepočítávána tak, aby v dalším kroku zůstaly zachovány ty zdroje zvuku, které byly v tom předešlém vyfiltrovány a navíc byly přidány nové zdroje, o zvolený interval decibelů slabší, od nichž byly ale opět vynulováním odstraněny jejich o něco menší *duchové*. Opakováním až do dosažení zvoleného stop kritéria je dosaženo zmapování reálných zdrojů zvuku bez zdrojů falešných [13].

6.2 Parametry algoritmu WBH

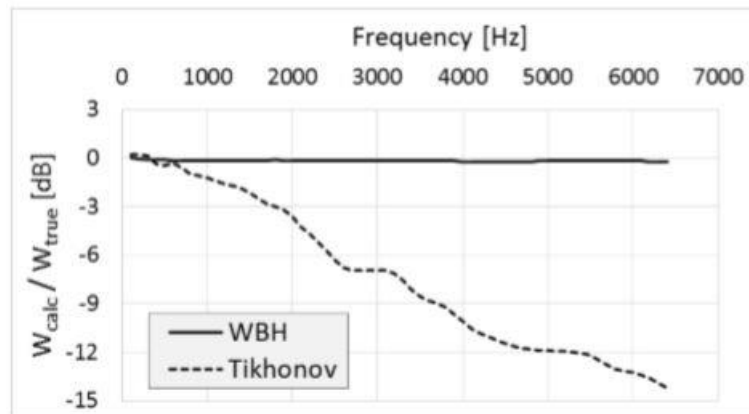
Použití *Wideband Acoustic Holography* dosahuje při měření signálů o vysoké frekvenci znatelně lepších výsledků než klasická metoda využívající Tichonovovy regularizace, protože ta si nedokáže poradit s nedourčenou rovnicí se kterou musí pracovat v případě, že pole bylo snímáno v bodech vzdálenějších než o polovinu vlnové délky od sebe. Porovnání obou metod při zkoumání akustického pole bodového elementárního zdroje o frekvenci 4 kHz mikrofonním polem ve vzdálenosti 28 cm od něj je patrné z Obr. 11 a 12 [13].



Obr. 11: Mapa akustického pole bodového elementárního zdroje umístěného v ose mikrofonního pole v rovině vzdálené 24 cm od něj. Vlevo skutečné hodnoty, uprostřed hodnoty rekonstruované pomocí Tichonovovy regularizace, vpravo pomocí WBH. Rozsah 30 dB, interval 3 dB, měřítko je jednotné pro všechny tři grafy. Převzato z [13].

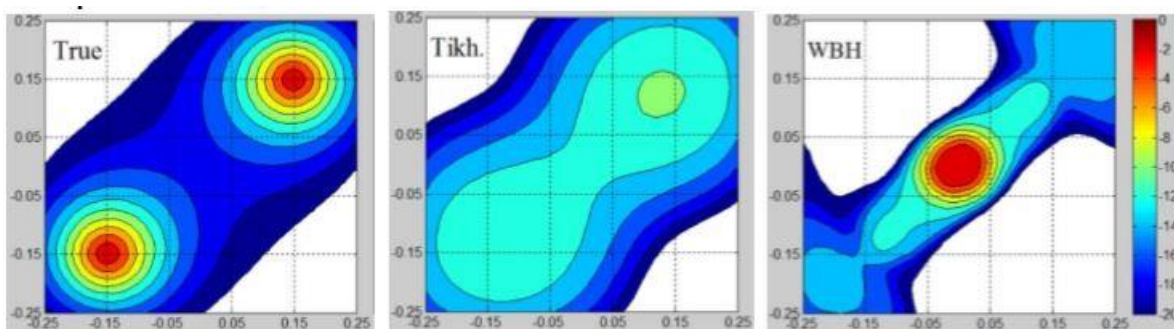
Obr. 11 ukazuje, že pomocí *WBH* byl správně identifikován zdroj zvuku a rekonstruované pole dobře odpovídá skutečnému. Intenzita v místě zdroje přiřazená *WBH* je nepatrně vyšší než skutečná. Oproti tomu Tichonovova regularizace vykazuje znaky popsané nedourčeností. Lokalizuje zvuk, ale hodnotu intenzity ukazuje o poznání nižší a kolem mikrofonu zobrazuje intenzitu nulovou. Navíc vykresluje velké množství falešných zdrojů [13].

Integrací hodnot z takových grafů jako jsou ty na Obr. 11, je možné získat hodnotu akustické energie pole. *WBH* rekonstruuje intenzitu pole velmi dobře, proto i akustická energie vypočítaná z ní odpovídá skutečné energii zdroje a to bez ohledu na frekvenci zdroje. Klasická metoda naopak ztrácí údaje o intenzitě, akustická energie vypočítaná z ní je tedy značně menší než skutečná a tento negativní efekt se se zvyšující frekvencí velmi zesiluje, jak je patrné z Obr. 12 [13].



Obr. 12: Hodnota akustické energie získaná metodou *WBH* a Tichonovovou regularizací vztahovaná na skutečnou hodnotu v závislosti na frekvenci zdroje. Převzato z [13].

Další vlastností algoritmu *WBH* je to, že ze své podstaty dokáže identifikovat v blízkosti silných zdrojů i zdroje slabé, které mohou být použitím jiných metod silným zdrojem zastíněny, a to opět i při vysokých frekvencích. Naopak zavádějící výsledky ukazuje při identifikování dvou koherentních zdrojů vlnění o nízké frekvenci nacházejících se v těsné blízkosti, které nedokáže rozlišit a zobrazuje místo nich jeden zdroj umístěný mezi nimi. V tomto případě se doporučuje použít Tichonovovy regularizace, která zobrazuje sice se špatným rozlišením ale je díky ní jasně patrné, že se jedná o dva různé zdroje, viz Obr. 13. Tranzitní frekvence, za kterou už opět spolehlivě funguje *WBH* se stanovuje jako 0,35 násobek průměrné vlnové délky, s kterou jsou rozmístěny mikrofony v mikrofonním poli [13].



Obr. 13: Identifikace dvou blízkých podobných zdrojů zvuku při frekvenci 400 Hz ve vzdálenosti 5 cm od nich. Vlevo skutečnost odpovídající dvěma zdrojům, uprostřed Tichonovova regularizace, jejíž hodnoty neodpovídají skutečným, ale tvar oblasti naznačuje přítomnost dvou zdrojů, vlevo *WBH* chybně zobrazující zdroje jako jeden uprostřed nich. Rozsah 20 dB, interval 2 dB, měřítko je jednotné pro všechny tři grafy. Převzato z [13].

7 Návrh nástroje na vizualizaci toku akustické energie

Pro popis zvukového pole a toku akustické energie v něm byly zvoleny tři fyzikální veličiny. Akustický tlak p , akustická rychlost \mathbf{v} a akustická intenzita \mathbf{I} ve formě okamžité a komplexní intenzity. Nástroj byl vytvořen jako program v softwaru MATLAB R2014b společnosti The MathWorks, Inc.

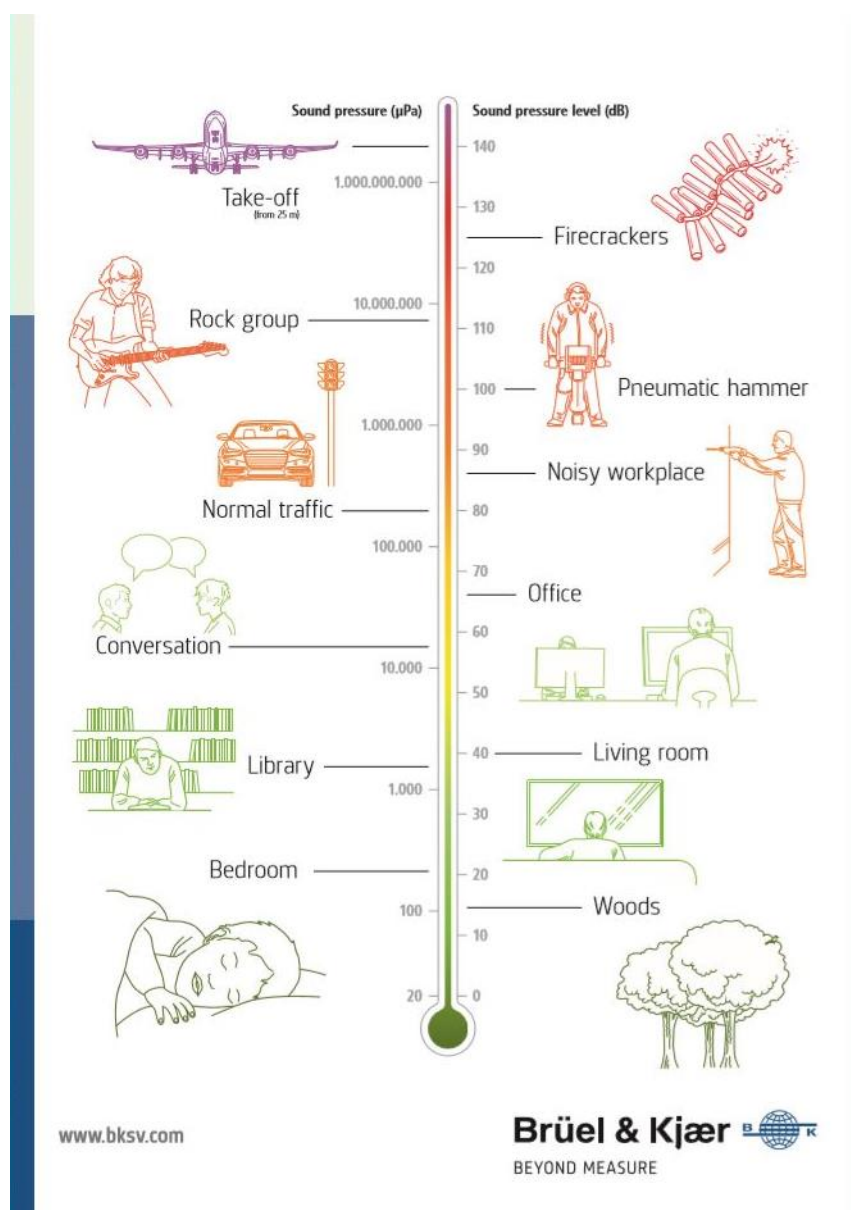
7.1 Význam volby fyzikálních veličin

Akustický tlak je skalární veličina, pomocí níž se definuje hladina akustického tlaku L , která společně s frekvencí určuje subjektivní sílu zvuku [2]. Hodnota akustického tlaku rozhoduje o tom, zda je zvuk dané frekvence pro člověka slyšitelný, zda se nachází pod prahem slyšitelnosti, nebo zda je až za hranicí bolestivosti. Maximální povolená výše akustického tlaku bývá stanovena hygienickými normami a předpisy [6]. Obr. 14 ukazuje orientační škálu hodnot, k nimž jsou přiřazena různá typická prostředí, ve kterých se běžně člověk pohybuje, a zdroje hluku, kterým bývá vystaven.

Vizualizace zvukového pole ve formě zobrazení hodnot akustického tlaku v jednotlivých bodech pole je účinným nástrojem pro analýzu pokrytí prostoru zvukovým signálem. Dá se využít například pro optimalizaci počtu a rozmístění zdrojů zvuku tak, aby byla hladina akustického tlaku v prostoru rovnoměrná nebo aby se naopak zvuk soustředil do daného bodu a jinde vzniklo hluché místo.

Akustická rychlost je oproti tlaku veličina vektorová, určená velikostí a směrem kmitání částice. Zvuk plynným a kapalným prostředím prochází ve formě podélného vlnění. Platí tedy, že směr akustické rychlosti je shodný se směrem rychlosti šíření zvuku, který odpovídá normále vlnoplochy. Z údajů o akustické rychlosti lze vyčíst informace o tvaru vlnoploch, směru šíření zvukového signálu a typu zvukového pole – zda je rovinné, kulové, vyššího řádu či difúzní [5].

Průběh velikosti vektoru akustické rychlosti v prostoru ukazuje vliv tlumení na šíření zvukových vln.



Obr. 14: Škála hodnot akustického tlaku (vlevo) a hladiny akustického tlaku (vpravo) pro různá typická prostředí a zdroje hluku – les, ložnice, knihovna, obývací pokoj, konverzace, kancelář, běžná doprava, hlučné pracoviště, pneumatické kladivo, rocková kapela, petardy, start letadla. Převzato z <<https://lnkd.in/gs4nH5N>>.

Ze zákona zachování energie plyne, že tok akustické energie je reprezentován okamžitou intenzitou, vyjadřující časový průběh změny vnitřní energie zkoumaného objemu, viz (7.1).

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V (E_a) dV &= \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V (E_k + E_p) dV = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{2 \rho c_0^2} p^2 \right) dV \\ &= - \iiint_V \nabla \cdot (p \cdot \mathbf{v}) dV = - \iint_S p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = - \iint_S \mathbf{I}_t \cdot \mathbf{n} dS, \end{aligned} \quad (7.1)$$

kde \mathbf{I}_t značí okamžitou intenzitu a \mathbf{n} je jednotkový vektor vnější normály k ploše S , která uzavírá zkoumaný objem V [4] [7].

Okamžitá intenzita je z definice závislá na poloze a čase stejně jako akustický tlak a akustická rychlost a zastupuje reálnou hodnotu, proto pro její výpočet využijeme jen reálnou část obou komplexních veličin, [4] [7]

$$I_t(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \{p(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)\}. \quad (7.2)$$

V praxi se pro popis toku akustické energie nevyužívá intenzita okamžitá, ale její časově průměrná hodnota, intenzita střední I , označovaná také jako reaktivní nebo činná [2] [4] [6] [7] [10]. Významem takového zjednodušení je eliminace časové závislosti veličiny.

Se střední intenzitou pracují metody vizualizace akustického pole, toku akustické energie a hledání zdrojů hluku označované jako intenzitní měření. Jejich principem je snímání hodnot okamžitého akustického tlaku po daný čas v síťových bodech prostoru dvěma velmi blízkými mikrofony. Konečná hodnota naměřené intenzity je pak vydělena daným časem měření, časově zprůměrována, čímž je pro každý síťový bod získán vektor určité velikosti a směru [6] [10]. Popsaná běžně užívaná úvaha, že pro reprezentaci toku akustické energie je možné nahradit okamžitou intenzitu intenzitou střední, není zcela správná, což lze ukázat porovnáním jejich matematických definic.

Akustický tlak lze zapsat jako komplexní číslo v exponenciálním tvaru vyjadřujícím jeho harmonický průběh

$$p(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})e^{j(\omega t - \varphi(\mathbf{r}))}, \quad (7.3)$$

kde $A(\mathbf{r})$ je jeho amplituda, ω úhlová rychlost a $\varphi(\mathbf{r})$ fáze [4] [7] [3].

Pomocí rovnice (7.3) a Eulerovy rovnice (např. [7]) je definována akustická rychlost

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \frac{-1}{j\omega\rho} \nabla p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\omega\rho} (A(\mathbf{r})\nabla\varphi(\mathbf{r}) + j\nabla A(\mathbf{r}))e^{j(\omega t - \varphi(\mathbf{r}))}. \quad (7.4)$$

Akustická rychlost se dá rozdělit na dvě složky, $A(\mathbf{r})\nabla\varphi(\mathbf{r})$ je ve fázi s tlakem, $\nabla A(\mathbf{r})$ je oproti němu o $\frac{\pi}{2}$ posunutá [4].

Pomocí rovnic (7.3) a (7.4) získáme z definice komplexní intenzity I_c (7.5), která je časově nezávislá, intenzitu aktivní I jako její reálnou část a zároveň i intenzitu reaktivní Q , někdy též nazývanou jalová, jako její část imaginární [4] [7] [3].

$$\mathbf{I}_c(\mathbf{r}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} p(\mathbf{r}) \mathbf{v}^*(\mathbf{r}) \stackrel{\text{def}}{=} \mathbf{I}(\mathbf{r}) + j\mathbf{Q}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\omega\rho} (A^2(\mathbf{r})\nabla\varphi(\mathbf{r}) - jA(\mathbf{r})\nabla A(\mathbf{r})). \quad (7.5)$$

Po rozepsání vztahu (7.2) pro okamžitou intenzitu a dosazení aktivní a reaktivní intenzity je zřejmé, že okamžitá intenzita se rovná té aktivní co do velikosti ale ne do směru [4] [10].

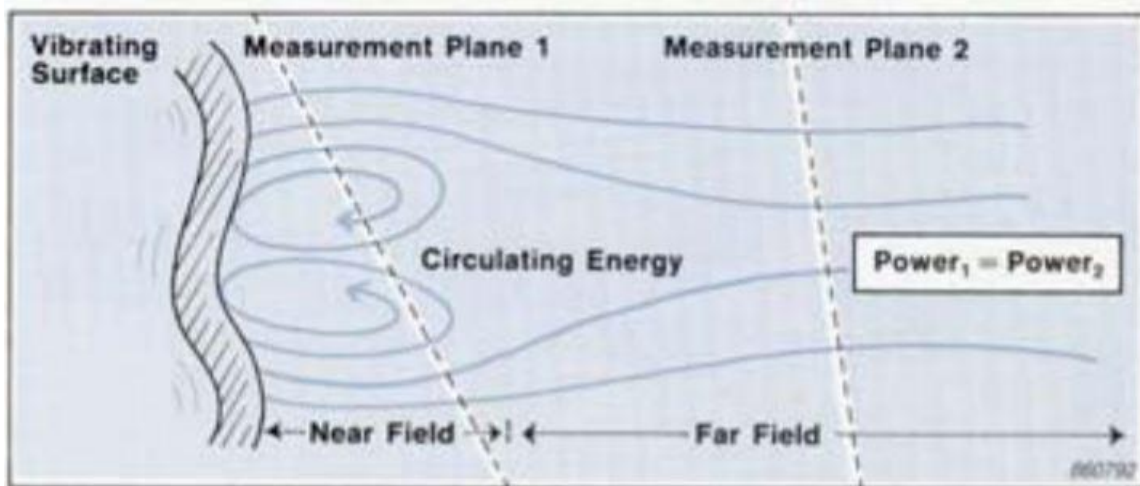
$$\begin{aligned} \mathbf{I}_t(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \{p(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)\} \\ &= \frac{1}{\omega\rho} A^2(\mathbf{r})\nabla\varphi(\mathbf{r}) \cos^2(\omega t - \varphi(\mathbf{r})) \\ &\quad - \frac{1}{2\omega\rho} A(\mathbf{r})\nabla A(\mathbf{r}) \sin 2(\omega t - \varphi(\mathbf{r})) \\ &= 2\mathbf{I}(\mathbf{r}) \cos^2(\omega t - \varphi(\mathbf{r})) + \mathbf{Q}(\mathbf{r}) \sin 2(\omega t - \varphi(\mathbf{r})) \\ &= \mathbf{I}(\mathbf{r}) + \mathbf{I}(\mathbf{r}) \cos 2(\omega t - \varphi(\mathbf{r})) + \mathbf{Q}(\mathbf{r}) \sin 2(\omega t - \varphi(\mathbf{r})) \end{aligned} \quad (7.6)$$

Po časovém zprůměrování posledního tvaru rovnice (7.6) zbyde pouze člen $\mathbf{I}(\mathbf{r})$, který je konstantní, což odpovídá tvrzení, že aktivní intenzita jakožto průměr intenzity okamžité se jí co do velikosti rovná. Střední velikost amplitudy druhého a třetího členu je rovna nule [4] [3]. Směr výsledného vektoru bude také odpovídat průměrné hodnotě. Směr okamžité intenzity, tedy skutečný směr toku akustické energie, je ale v čase proměnný a to tak, že osciluje kolem zprůměrovaného vektoru dvojnásobnou úhlovou frekvencí. Směr aktivní intenzity se tedy shoduje se skutečným směrem toku pouze ve dvou časových okamžicích periody [4].

Vizualizace toku akustické energie pomocí aktivní intenzity \mathbf{I} může vést k chybě vyhodnocení. Krajním případem je například stojaté vlnění. V něm je aktivní intenzita \mathbf{I} nulová, což vede na závěr, že tok akustické energie je také nulový. To je ale v rozporu s rovnicí (7.6), protože reaktivní intenzita \mathbf{Q} nenulová není. Akustická energie se ve skutečnosti periodicky šíří vpřed a zpět, což odpovídá i pozorování, že stojaté vlnění je zdrojem zvuku a vytváří zvukové pole, které by bez přenosu energie nemohlo existovat [4] [10].

Významně se projevuje podíl reaktivní intenzity na toku akustické energie v blízkém poli, kde vlivem interakce mezi vlnami dochází k cirkulaci energie, která se tak v blízkém poli akumuluje, aniž by se přímo nebo vůbec rozšířila do pole vzdáleného. Viz Obr. 15 [4] [10] [3].

Aktivní intenzita $\mathbf{I}(\mathbf{r})$ odpovídá průměrné velikosti a směru toku akustické energie, okamžitá intenzita $\mathbf{I}_t(\mathbf{r}, t)$ odpovídá skutečnému průběhu a cestě akustické energie, kterou se šíří.



Obr. 15: Cirkulace akustické energie v blízkém a vzdáleném poli od vibrujícího zdroje (vlevo). Měřením aktivní intenzity v blízkém i vzdáleném poli by byla chybně zjištěna stejná hodnota akustické energie. Cirkulaci energie je možné postihnout jen zohledněním aktivní a reaktivní intenzity zároveň. Převzato z [10].

7.2 Princip zvoleného algoritmu

Ve zvukovém poli tvořeném N počtem bodových zdrojů se příspěvky jednotlivých zdrojů superponují. Pro výsledné hodnoty akustického tlaku a akustické rychlosti platí

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N p_i(\mathbf{r}), \quad (7.7)$$

$$v(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N v_i(\mathbf{r}), \quad (7.8)$$

kde index i značí příspěvek od i -tého zdroje.

Z bodového zdroje se zvuk šíří radiálně, čímž vzniká akustické pole kulových vln. Funkce popisující akustický tlak je tedy v tomto případě řešením vlnové rovnice pro kulovou vlnu a má formu komplexního čísla v exponenciálním tvaru

$$p_i(\mathbf{r}) = \frac{A_i}{r_i} e^{-j(kr_i - \varphi_i)} \quad (7.9)$$

s amplitudou A_i , fází φ_i a vlnovým číslem k v místě ve vzdálenosti r_i od bodového zdroje. Např. [5] [7] [3].

Pro akustickou rychlost platí

$$\mathbf{v}_i(\mathbf{r}) = \frac{-1}{j\omega\rho} \nabla p_i(\mathbf{r}) = \frac{A_i}{j\omega\rho} \frac{(1 + jkr_i)\mathbf{r}_i}{r_i^3} e^{-j(kr_i - \varphi_i)}. \quad (7.10)$$

Dosazením (7.9) do (7.7) a (7.10) do (7.8) a následně do rovnice (7.5) je získán vztah pro výpočet komplexní akustické intenzity

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_c(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} p(\mathbf{r}) \mathbf{v}^*(\mathbf{r}) = \frac{-1}{2j\omega\rho} \left[\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{r_i} e^{-j(kr_i - \varphi_i)} \right] \left[\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{r_i^3} (1 - jkr_i)\mathbf{r}_i e^{j(kr_i - \varphi_i)} \right] \\ &= j \sum_{i=1}^N A_i^2 \frac{(1 - jkr_i)}{2\omega\rho r_i^4} \mathbf{r}_i \\ &\quad + j \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \frac{A_n A_m}{2\omega\rho} \frac{(1 - jkr_m)}{r_n r_m^3} \mathbf{r}_m e^{-j[k(r_n - r_m) - (\varphi_n - \varphi_m)]}. \end{aligned} \quad (7.11)$$

První člen výsledného výrazu rovnice (7.11) vyjadřuje superpozici příspěvků k celkové komplexní intenzitě od jednotlivých bodových zdrojů tak, jako kdyby působil každý ze zdrojů jednotlivě. Fakt, že všechny zdroje společně vytváří výsledné akustické pole a že se v každém uzlu sítě jednotlivá pole překrývají, zohledňuje druhý člen rovnice (7.11) [4].

Vztah pro výpočet okamžité akustické intenzity vyplyne dosazením rovnic pro tlak a rychlost do rovnice (7.6).

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_t(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \{ p(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \} \\ &= \text{Re} \left\{ \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{r_i} e^{-j(kr_i - \varphi_i)} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{j\omega\rho r_i^3} (1 + jkr_i)\mathbf{r}_i e^{-j(kr_i - \varphi_i)} \right\} \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{A_i^2 \mathbf{r}_i}{r_i^4 \omega\rho} [kr_i \cos^2(kr_i - \varphi_i) - \cos(kr_i - \varphi_i) \sin(kr_i - \varphi_i)] \\ &\quad + \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \frac{A_n A_m}{r_n r_m^3 \omega\rho} \mathbf{r}_m [kr_m \cos(kr_n - \varphi_n) \cos(kr_m - \varphi_m) \\ &\quad - \cos(kr_n - \varphi_n) \sin(kr_m - \varphi_m)]. \end{aligned} \quad (7.12)$$

Z vyjádření komplexního akustického tlaku a komplexní akustické rychlosti uvažujeme vždy tu část, která má fyzikální smysl, tedy reálnou část.

$$p(\mathbf{r}) = \text{Re} \left\{ \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{r_i} e^{-j(kr_i - \varphi_i)} \right\} = \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{r_i} \cos(kr_i - \varphi_i), \quad (7.13)$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{v}(\mathbf{r}) &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{j\omega\rho} \frac{(1 + jkr_i)\mathbf{r}_i}{r_i^3} e^{-j(kr_i - \varphi_i)} \right\} \\
 &= \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{\omega\rho r_i^3} \mathbf{r}_i [kr_i \cos(1 + jkr_i) - \sin(1 + jkr_i)].
 \end{aligned}
 \tag{7.14}$$

7.3 Struktura programu

Program se skládá z jedné hlavní funkce *main_function.m*, ve které jsou postupně volány tři výpočtové funkce: pro komplexní intenzitu *lc_intenzita.m*, okamžitou intenzitu *lt_intenzita.m* a akustický tlak a akustickou rychlost *p_v_tlak_rychlost.m*.

Kromě funkcí, které vypočítávají hledané fyzikální veličiny, je volána funkce mající za úkol určit body ležící v oblasti blízkého pole kolem zdroje *BP.m*.

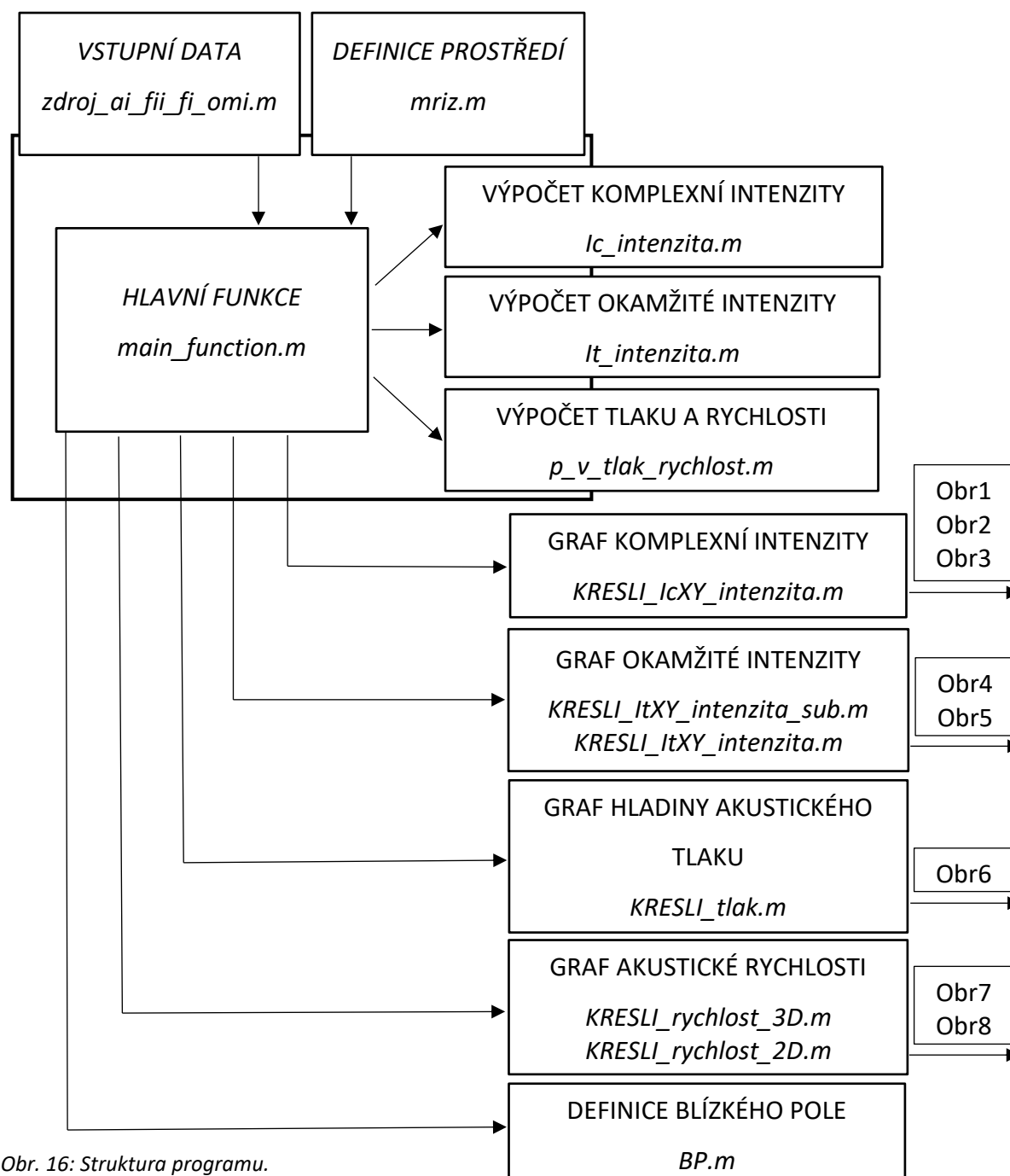
Jako zdroj dat popisujících prostředí, v němž je zvukové pole simulováno a vizualizováno, slouží samostatný skript *mriz.m*. V něm je definovaná síť, v jejíchž uzlech probíhá výpočet. Každému uzlu je přiřazena hodnota teploty vzduchu T podle lineární funkce vedení tepla ze zdroje na kraji sítě a podle ní i hustota ρ a rychlost zvuku c_0 . Síť obsahuje 31×31 uzlů (0 až 961) vzdálených vždy o 0,2 metru od sebe, a pokrývá tedy prostor 6×6 metrů.

Vstupní data pro konkrétní simulaci jsou zadávána přes skript *zdroj_ai_fii_fi_omi.m*. Do něj se vloží informace ke každému zdroji o jeho amplitudě, fázi, frekvenci a úhlové frekvenci.

Zpracování vypočtených dat ve formě grafů je prováděno sérií funkcí *KRESLI*, ve kterých jsou naprogramovány všechny atributy grafů, například i normování výstupních hodnot. Každý vykreslený graf se automaticky ukládá do souboru označeného číslem a polohou zdroje.

Program se spouští voláním funkce *main_function.m*, na jejímž začátku uživatel proměnou *ZZdroj* definuje, ve kterých uzlech sítě se nacházejí zdroje.

Struktura programu je patrná z diagramu na Obr. 16.



Obr. 16: Struktura programu.

8 Ukázka použití nástroje

8.1 Formulace problému

Pro účel ukázky byla zvolena simulace a vizualizace toku akustické energie v okolí hnacího ústrojí automobilu se čtyřválcovým spalovacím motorem při konstantních otáčkách $n = 4500 \text{ min}^{-1}$.

Hlavním zdrojem zvuku je v tomto případě hlava válců, kde s frekvencí

$$f_0 = \frac{n}{60} \cdot z = \frac{4500}{60} \cdot 4 = 300 \text{ Hz}, \quad (8.1)$$

kde z zastupuje počet válců, dochází v horní úvrati pístu k expanzi paliva důsledkem jeho vznícení. Zvuk o frekvence f_0 dané rovnicí (8.1) je nazýván základní harmonickou složkou výsledného zvuku a platí pro něj, že je nejsilnější, má největší amplitudu [1]. Hlavu válců zastupuje bodový zdroj č. 1.

Periodický pohyb pístů vyvolává kmitavý pohyb u dalších částí hnacího ústrojí, které jsou s motorem mechanicky spojeny. Tato průvodní kmitání tvoří vyšší harmonické složky výsledného zvuku, pro které platí, že jsou vždy celočíselnými násobky f_0 a s rostoucí frekvencí se zmenšuje jejich amplituda, jsou stále slabší [1]. Součástí hnacího ústrojí kmitající s první harmonickou frekvencí

$$f_1 = f_0 \cdot 2 = 300 \cdot 2 = 600 \text{ Hz}, \quad (8.2)$$

reprezentuje bodový zdroj č. 2.

Harmonické složky druhého řádu a vyšších řádů jsem vzhledem k tomu, že mají amplitudu o hodně nižší než základní složka a jsou tedy výrazně slabší, nezohlednila. Jako bodový zdroj č. 3 jsem definovala zdroj o frekvenci 440 Hz vymykající se očekávání, že součásti spojené s motorem se rozkmitají vyšší harmonickou frekvencí rovnou celočíselnému násobku f_0 . Přítomnost zdroje č. 3 signalizuje vadu.

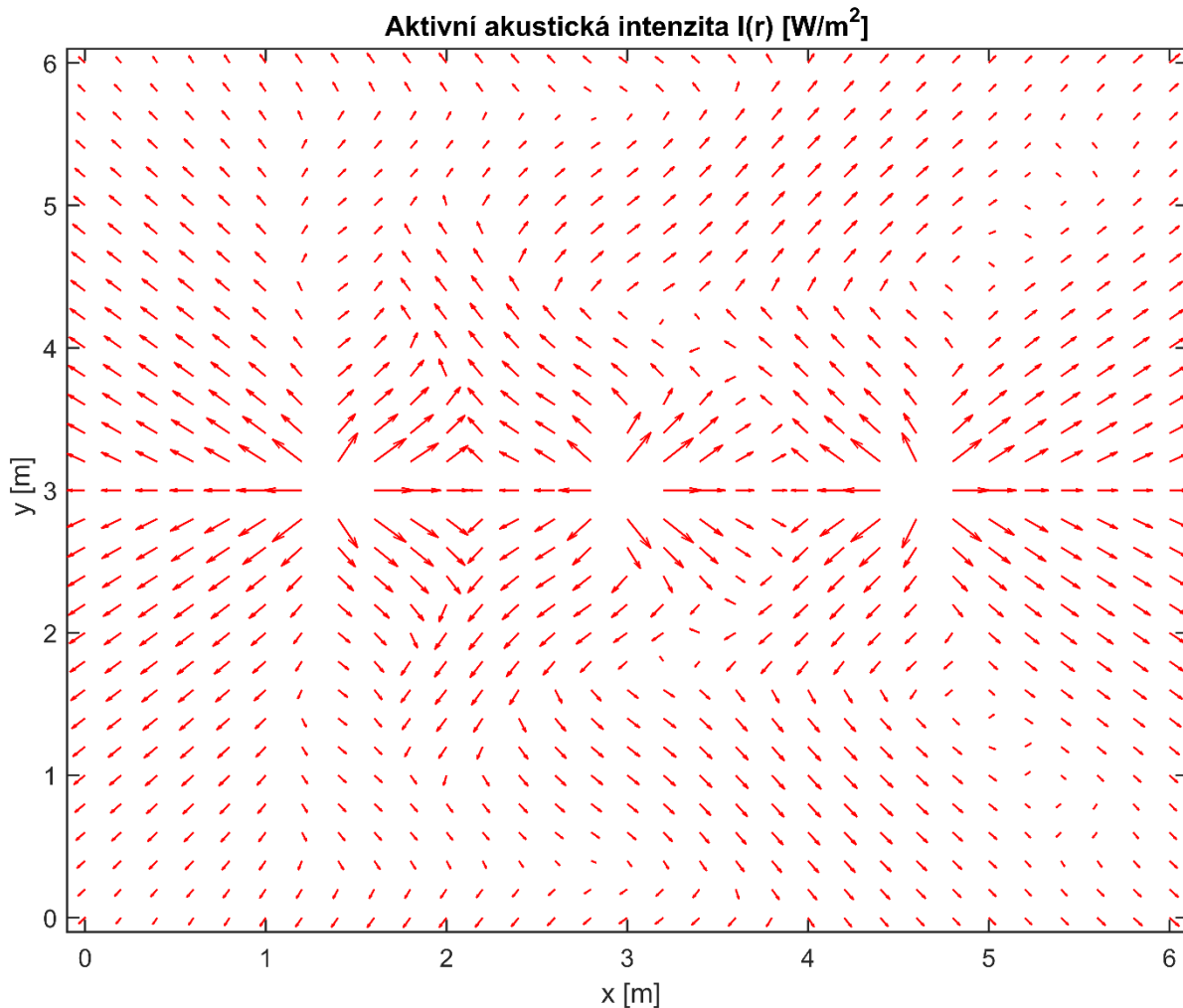
Vstupní data jsem volila dle Tab. 1, okrajovou hodnotu teploty v bodech [0; y] 800°C v bodech [6; y] 300°C.

Zdroj č.	Souřadnice uzlu [m]	Amplituda [m]	Fáze [1]	Frekvence [Hz]
1	473 = [1.4; 3]	200	0	300
2	481 = [3; 3]	150	π	600
3	489 = [4.6; 3]	180	0	440

Tab. 1: Vstupní data.

8.2 Zpracování

Na Obr. 17 je zobrazen graf aktivní akustické intenzity I , který je symetrický podle přímky $y = 3$. V každém uzlu sítě je vykreslen vektor intenzity, jehož velikost je normována umocněním na $\frac{1}{4}$. V okolí zdrojů míří šipky znázorňující vektory vždy ven, což značí, že zdroje vyzařují energii do prostoru [4].



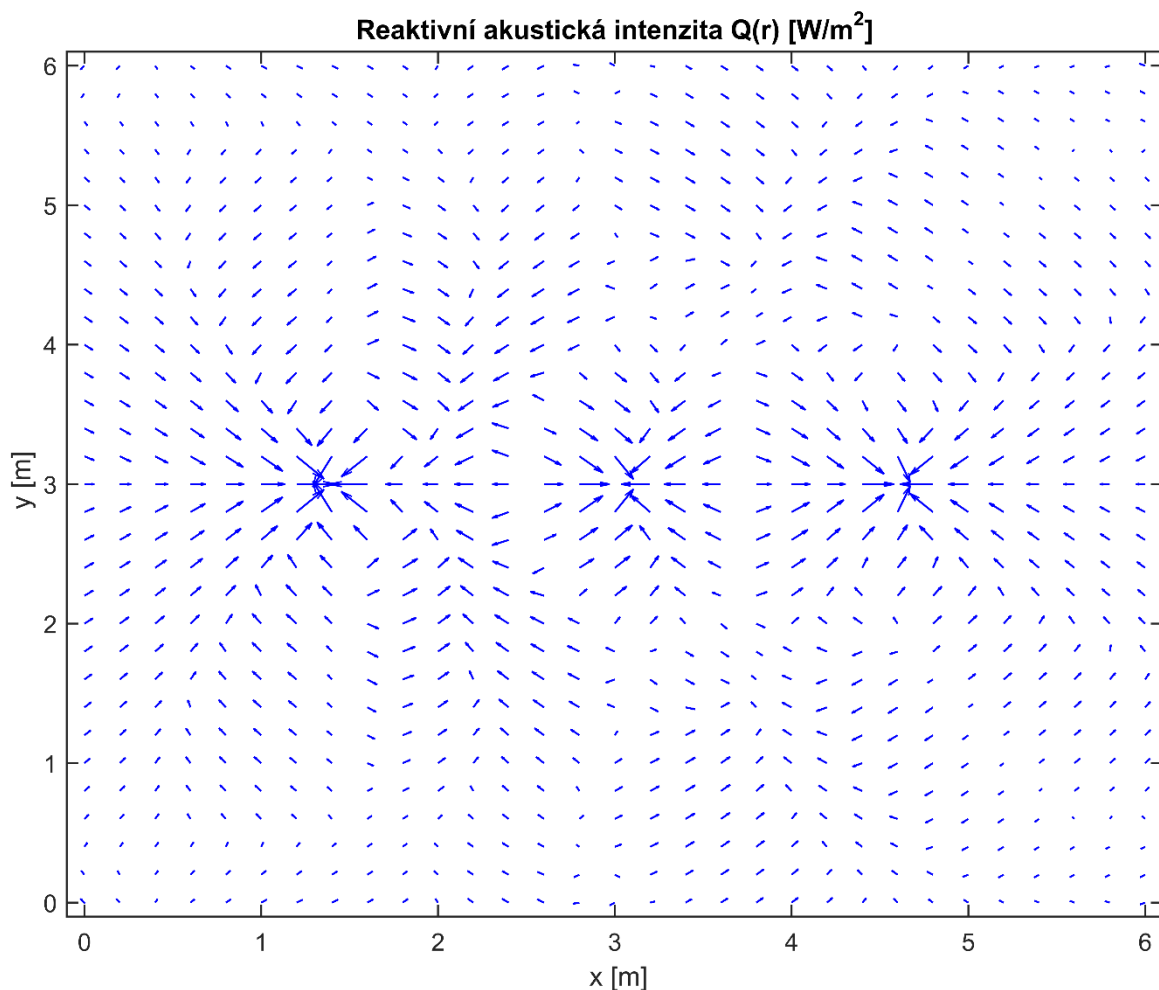
Obr. 17: Graf aktivní akustické intenzity ve zvukovém poli tří bodových zdrojů.

Prostřední zdroj vyvolává kmitání opačné fáze než okolní dva zdroje. V důsledku toho vznikají v jeho okolí (přibližně body [3.1; 4.25], [3.25; 4] a [3.5; 3.75]) a v rohu prostoru (přibližně body [5; 4.3], [5.1; 4.5] a [5.5; 5]) malé víry. Cirkulace vektorů aktivní akustické intenzity označuje místa nízkého akustického tlaku [3], což v tomto případě odpovídá i průběhu akustického tlaku na Obr. 29.

Platí, že vektory jsou tečné k průměrnému směru toku akustické energie a že tento směr odpovídá normále vlnoplochy [3] [4]. Vlevo a vpravo je radiální směrem od zdrojů, ve střední

části zakřivený v důsledku interakce krajních zdrojů a zdroje prostředního kmitajícího s opačnou fází.

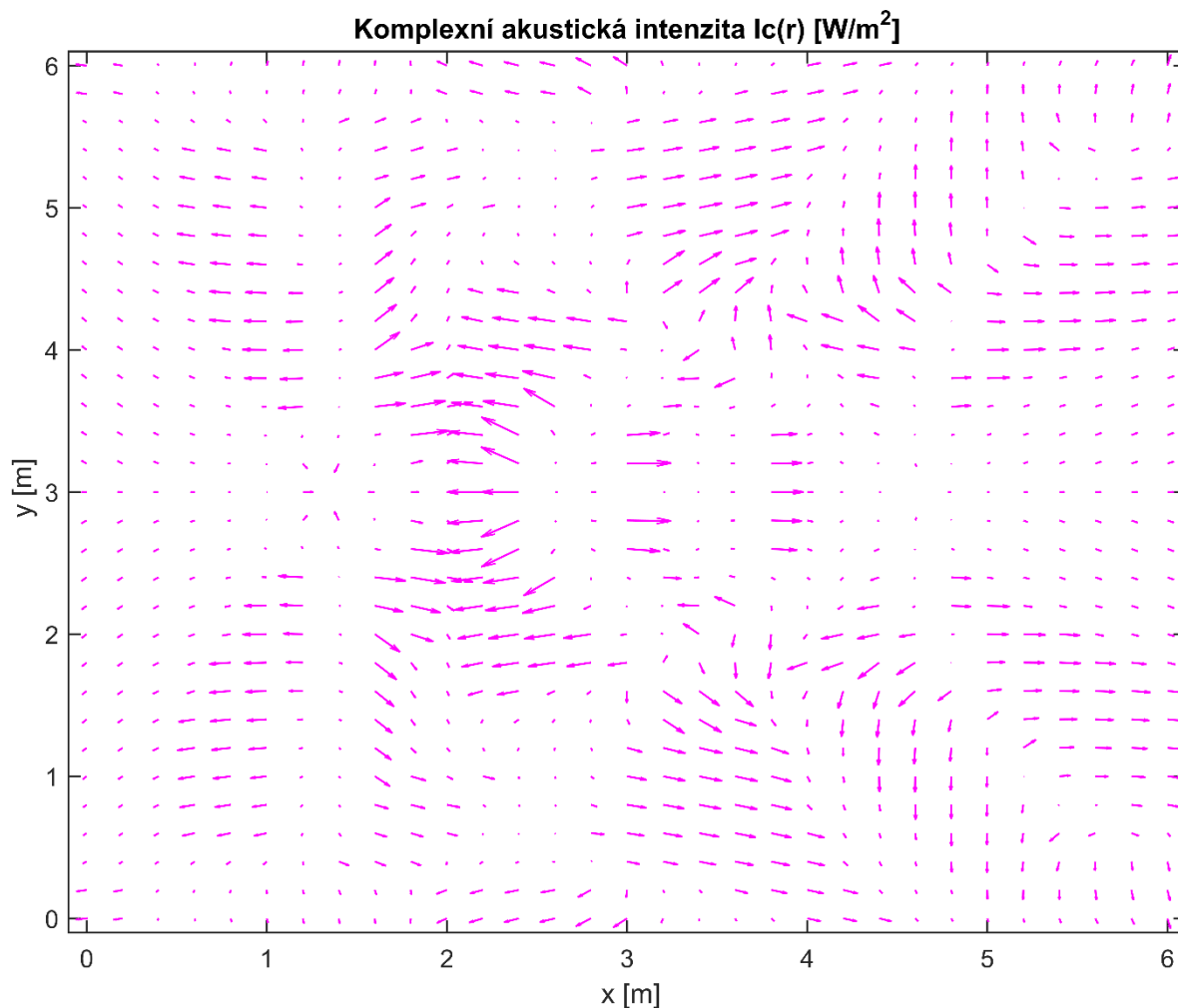
Graf reaktivní akustické intenzity Q zobrazuje Obr. 18. Graf je symetrický podle přímky $y = 3$, vektory v každém uzlu sítě jsou normovány umocněním na $\frac{1}{4}$. Vektory sbíhající se do jednoho bodu označují polohu maximálního akustického tlaku [3], což odpovídá polohám zdrojů. V pásmech mezi zdroji (přibližně souřadnice $x = 2.5$ a $x = 3.8$) směřují šipky od sebe, znázorňují tak místo s nízkým akustickým tlakem, jak znázorňuje i Obr. 29.



Obr. 18: Graf reaktivní akustické intenzity ve zvukovém poli tří bodových zdrojů.

Aktivní i reaktivní akustická intenzita na Obr. 17 a Obr. 18 dává dohromady množství informací o zkoumaném zvukovém poli a je výhodné posuzovat každou z nich zvlášť. Graf komplexní intenzity I_c , která je vektorovým součinem I a Q je na Obr. 19. Jeho vyhodnocování se z důvodu nepřehlednosti běžně k popisu zvukového pole nepoužívá [3] [4]. Zde znázorňuje hlavně fakt, že reaktivní intenzita Q přispívá k celkové akustické intenzitě i přes to, že střední

časová hodnota její velikosti je nulová, a popis zvukového pole by se neměl omezit jen na zobrazení intenzity aktivní [4].

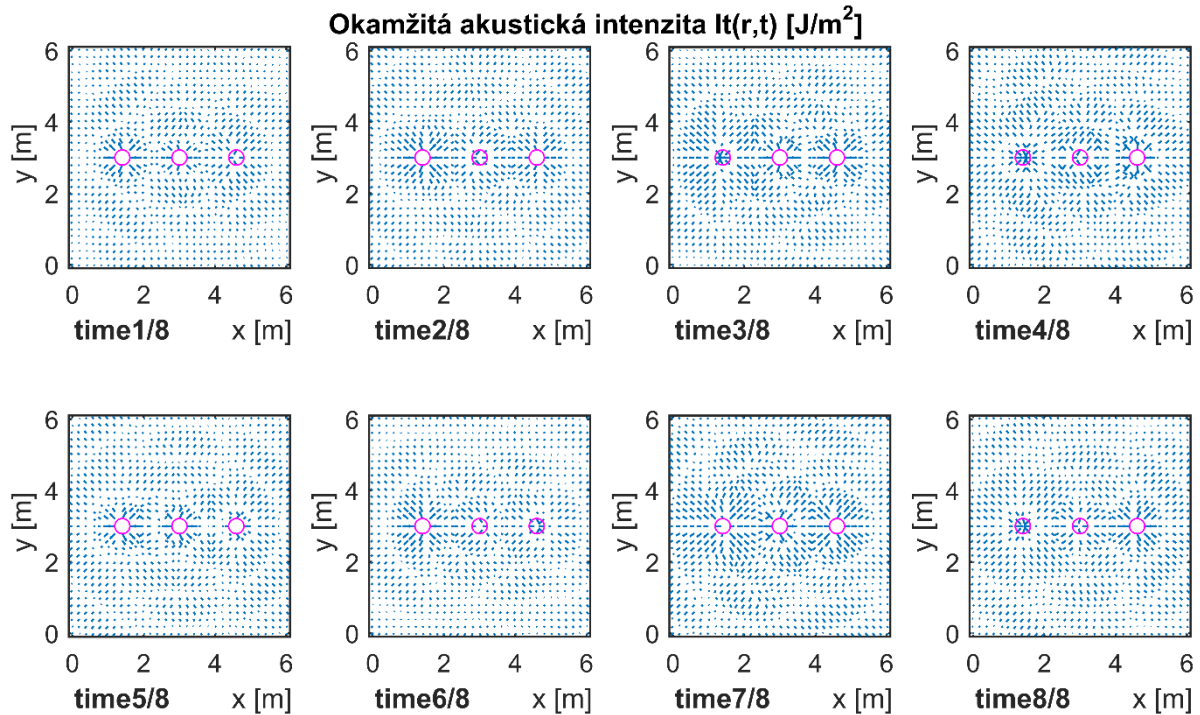


Obr. 19: Graf komplexní akustické intenzity ve zvukovém poli tří bodových zdrojů.

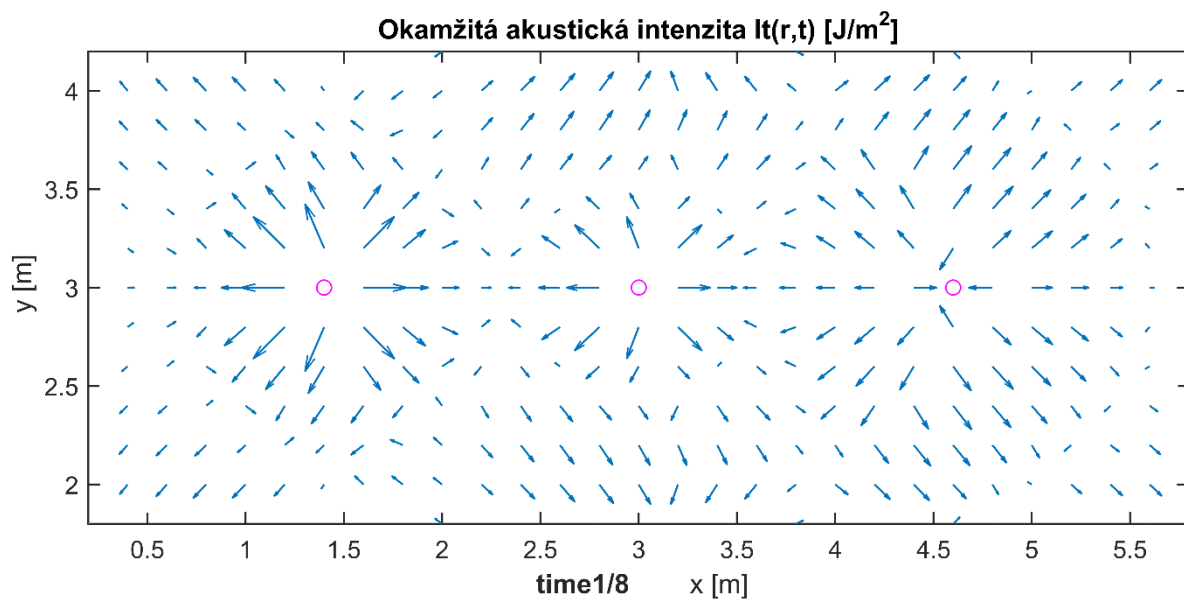
Okamžitá akustická intenzita I_t je podle rovnice (7.6) závislá na poloze i na čase. Z toho důvodu je její graf programem vykreslován celkem v osmi časových okamžicích, vždy po jedné osmině maximálního času daného rychlostí šíření nejpomalejšího zvukového signálu. Obr. 20 ukazuje vedle sebe pro porovnání všech osm grafů. Obr. 21 až Obr. 28 pak výřez grafů v jednotlivých časových okamžicích zvlášť, zahrnující pouze oblast blízkého pole, kde se průběh okamžité intenzity nejvýrazněji liší od průběhu intenzity aktivní. Růžová kolečka v grafech označují pro lepší orientaci polohu zdrojů. Velikost vektorů je normována umocněním na $\frac{1}{4}$.

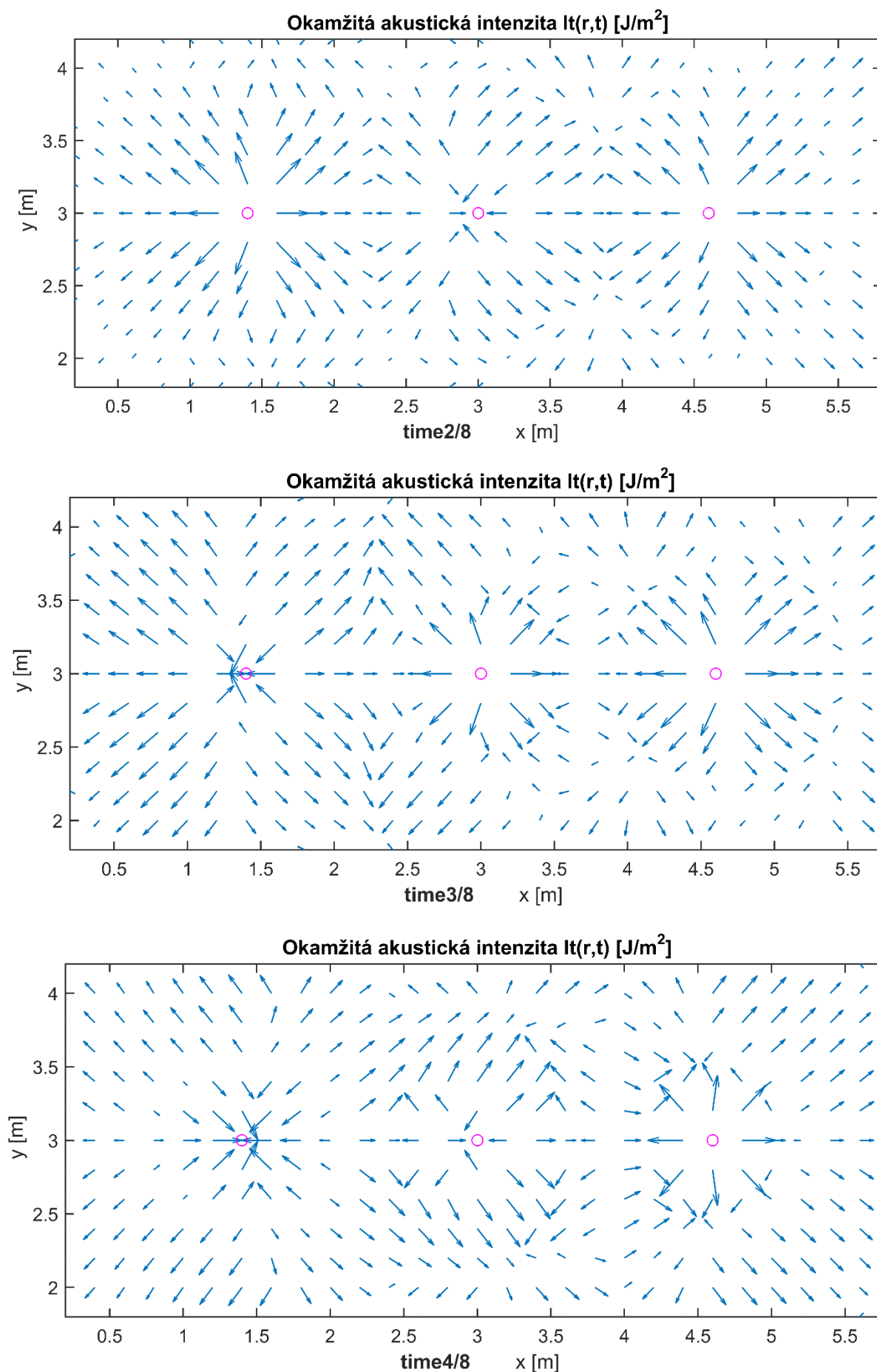
Z Obr. 20. až Obr. 28 je vidět, že vektor okamžité akustické intenzity v bodě má v každém časovém okamžiku jiný směr. Tento vektor osciluje kolem vektoru aktivní akustické intenzity s dvojnásobnou úhlovou frekvencí, viz (7.6), a proto jsou jejich směry shodné pouze dvakrát

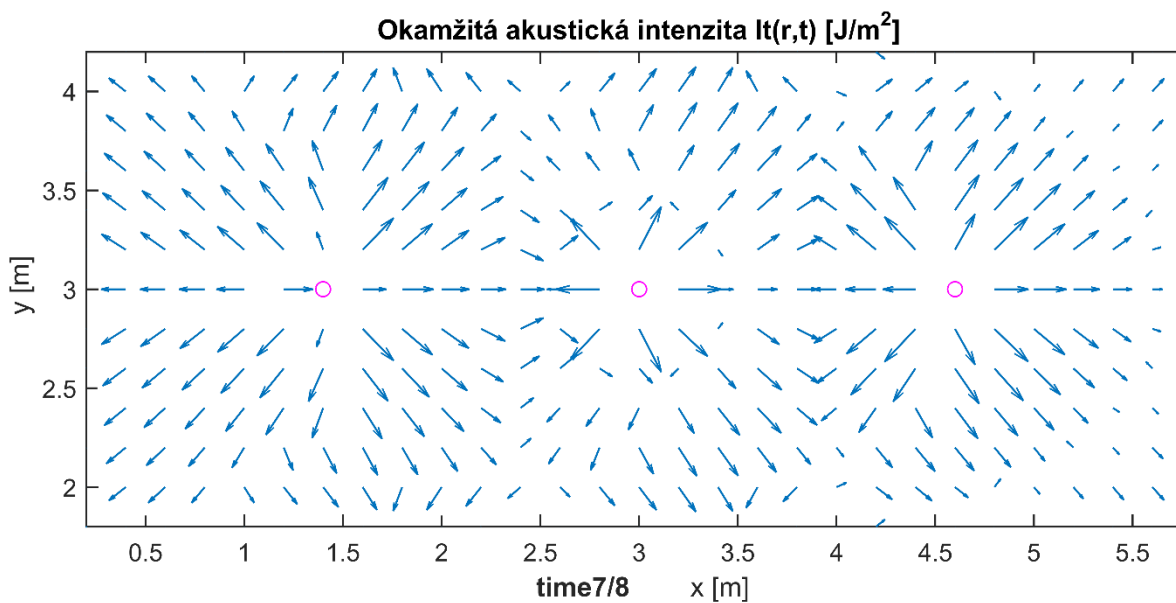
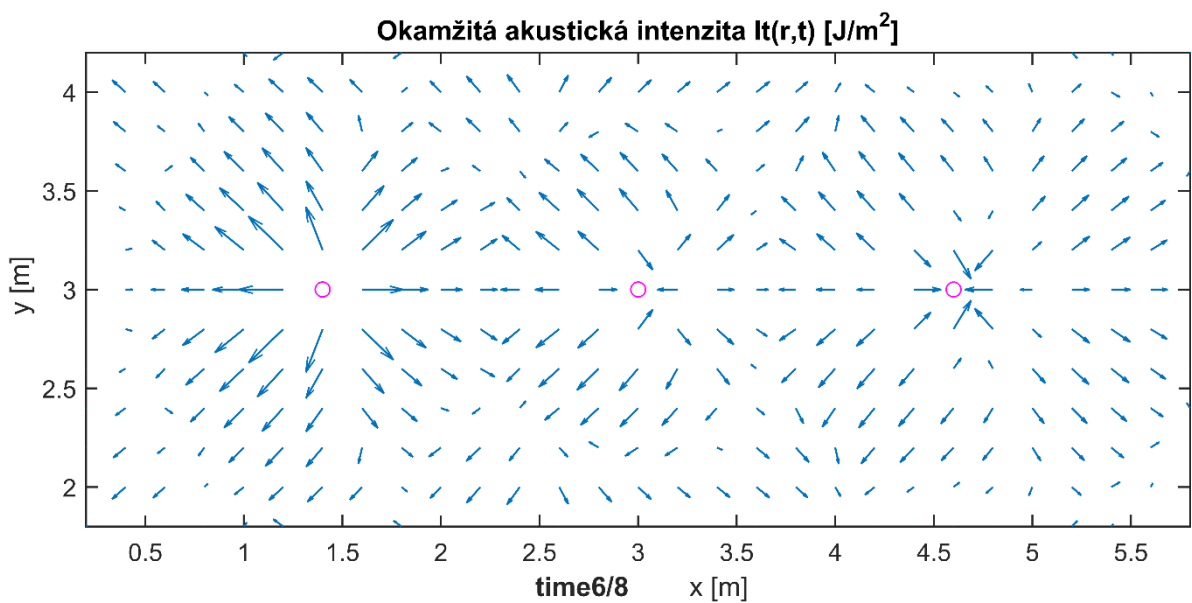
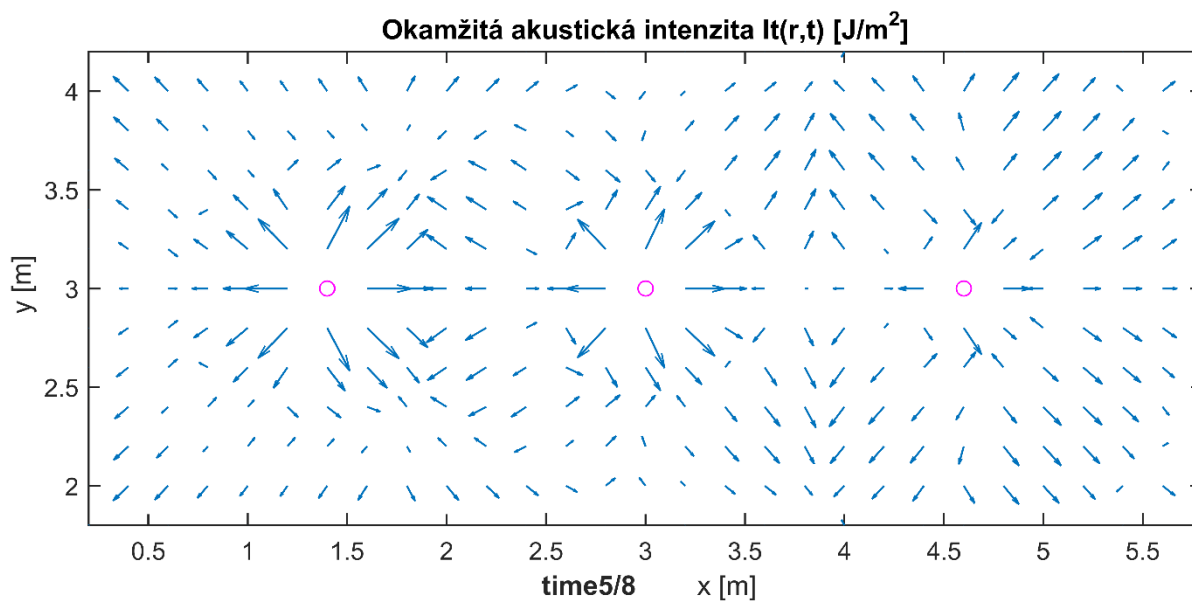
za periodu [4]. Platí, že vektory okamžité akustické intenzity jsou tečné ke skutečné trajektorii, po které se šíří akustická energie. Z toho plyne, že v každém čase je tento směr jiný a těchto trajektorií existuje nekonečné množství [3] [4].

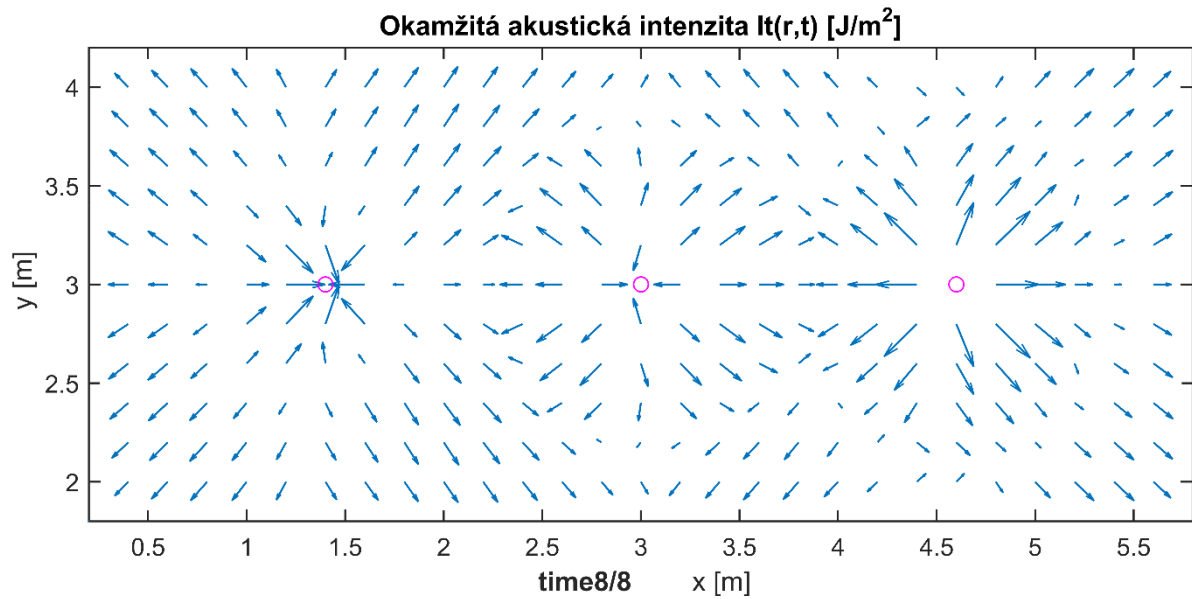


Obr. 20: Grafy okamžité akustické intenzity ve zvukovém poli tří bodových zdrojů v osmi časových okamžicích od počátku šíření zvukového signálu.



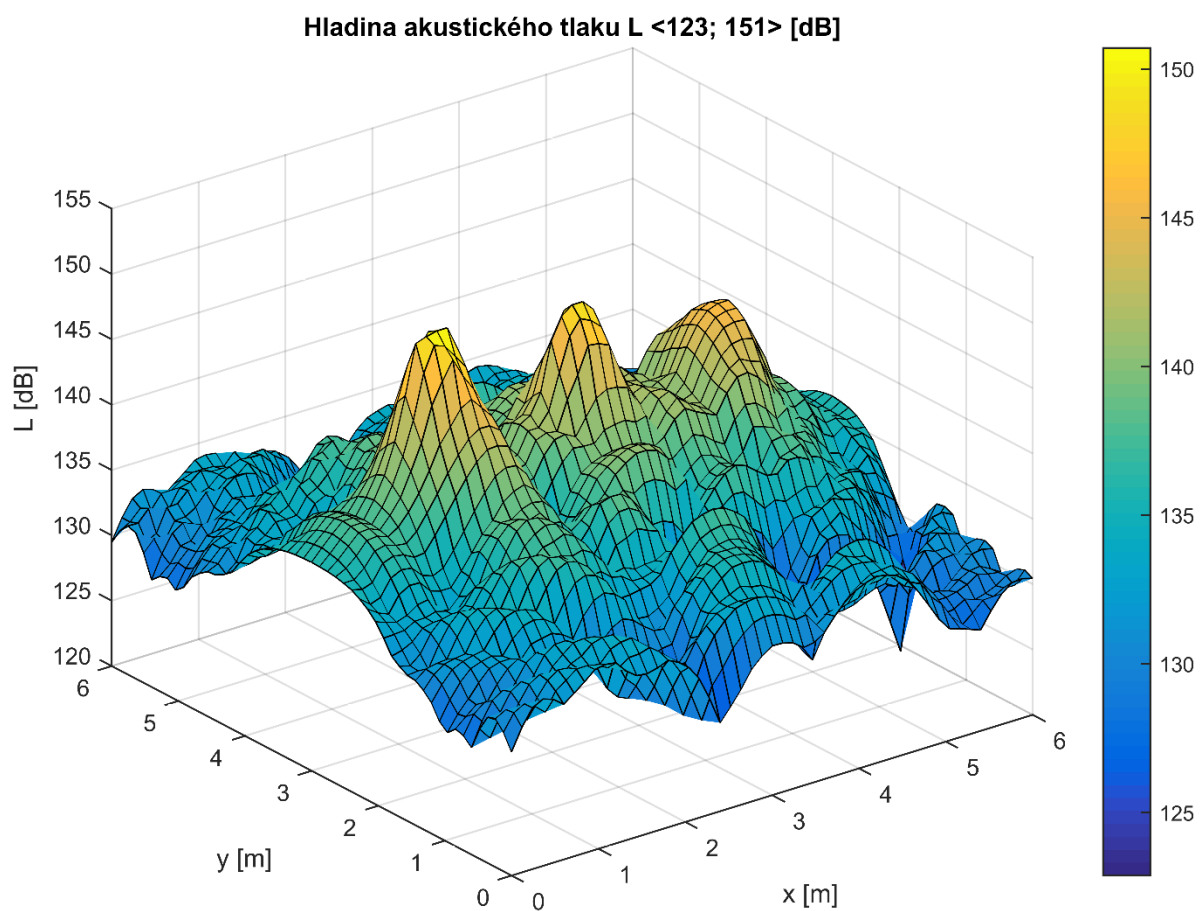






Obr. 21 až Obr. 28: Graf okamžité akustické intenzity v blízkém zvukovém poli tří bodových zdrojů v okamžiku $1/8$ až $8/8$ maximálního času od počátku šíření zvukového signálu.

Informace o místech vysokého a nízkého akustického tlaku vyplývající z Obr. 17 a Obr. 18 potvrzuje Obr. 29, který znázorňuje hodnoty hladiny akustického tlaku L ve všech uzlech sítě.

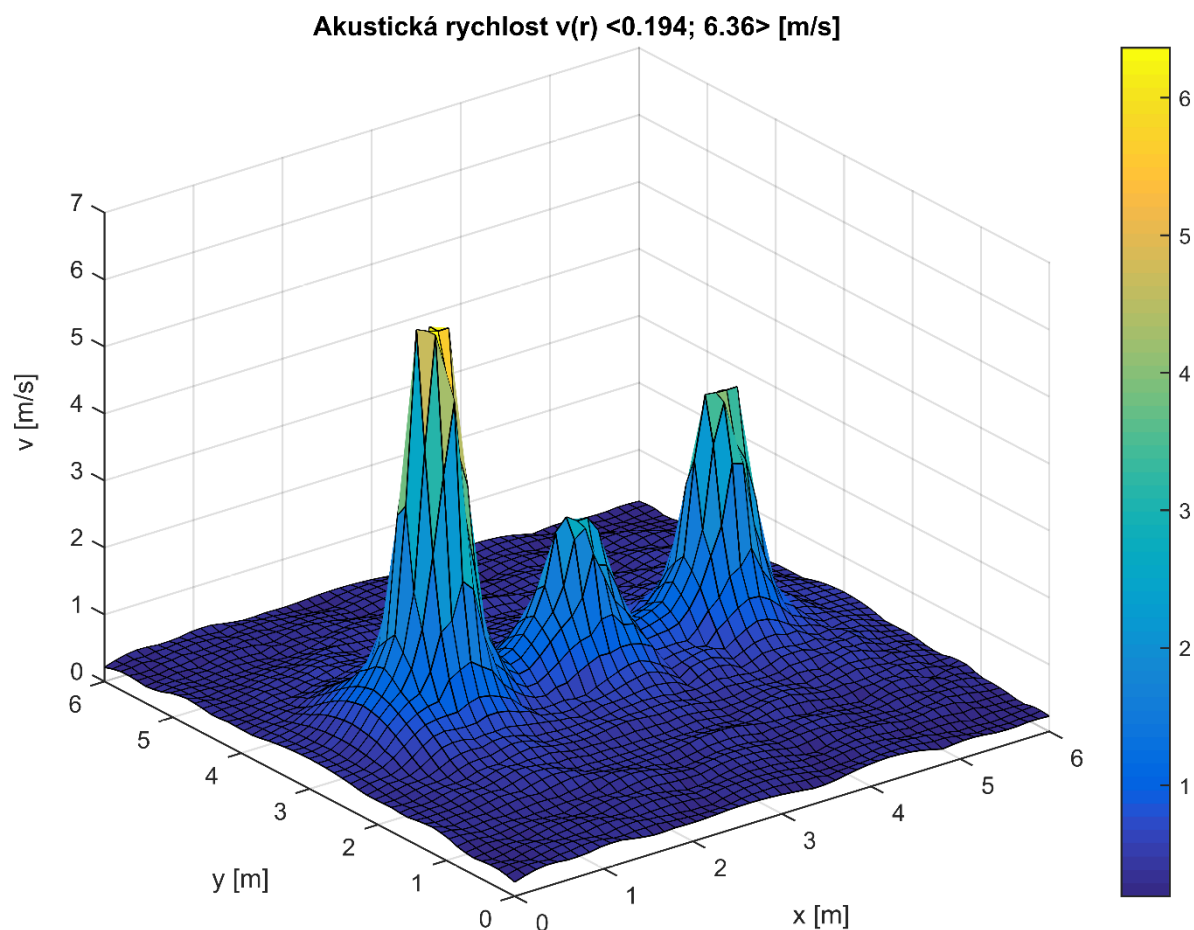


Obr. 29: Graf hladiny akustického tlaku ve zvukovém poli tří bodových zdrojů.

Rozložení tlaku v prostoru není rovnoměrné, což je způsobeno různou počáteční fází a frekvencí zdrojů.

Maxima 151 *dB* dosahuje hladina akustického tlaku v místě, kde se nachází nejsilnější zdroj. Na okrajích prostoru, 3 metry od zdrojů, má hodnotu přibližně 130 *dB*, tedy asi o 14% nižší. Minimum hladiny akustického tlaku 123 *dB* neleží v nejvzdálenějším místě od zdroje, ale přibližně v bodě [1; 5.5], což odpovídá poloze víru aktivní akustické intenzity na Obr. 17.

Akustická rychlost v je maximální stejně jako hladina akustického tlaku v místě zdroje zvuku s nejvyšší amplitudou, kde dosahuje $6,36 \text{ ms}^{-1}$. Na rozdíl od hladiny akustického tlaku se vzdáleností velmi rychle klesá z důvodu tlumení. Její hodnota na okrajích prostoru se pohybuje kolem $0,2 \text{ ms}^{-1}$, což odpovídá přibližně 3% hodnoty maximální. Velikost efektivní akustické rychlosti zobrazuje Obr. 30.

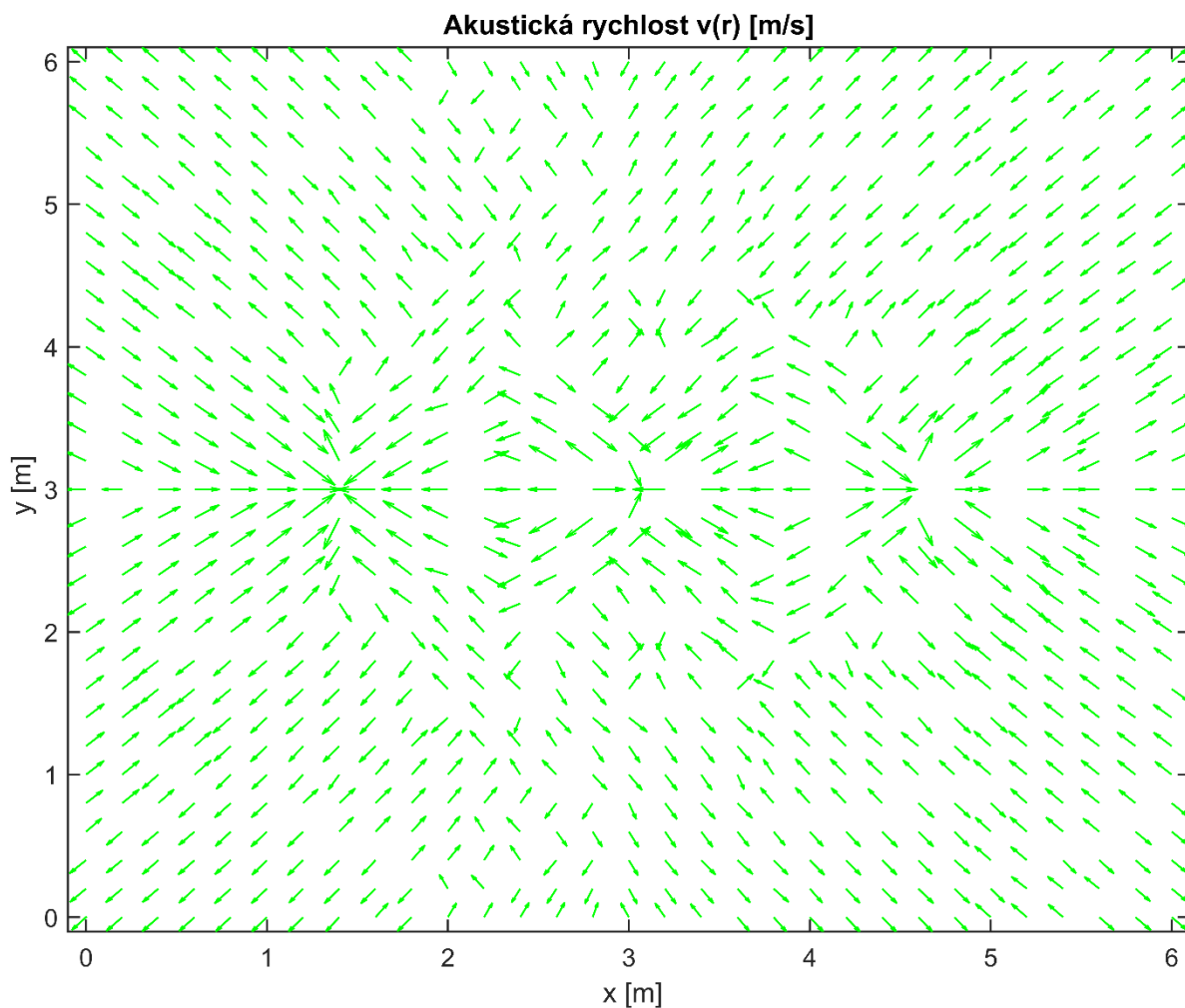


Obr. 30: Graf velikosti efektivní akustické rychlosti ve zvukovém poli tří bodových zdrojů.

Poslední programem vykreslený graf je graf vektorů akustické rychlosti v , které jsou opět normovány umocněním na $\frac{1}{4}$. Vektory akustické rychlosti jsou vždy v normálním směru k vlnoplochám tvořícím zvukové pole, stejně jako rychlost šíření zvuku c_0 a směr toku

akustické energie [2] [3]. Z Obr. 31 stejně jako již z Obr. 17 je zřejmé, že bodové zdroje vytváří vlnoplochy kulové. Jejich tvar je ale zachován jen na okrajích prostoru, v prostoru mezi zdroji je deformován interferencí vlnění se sousedními zdroji.

Střídání vektorů znázorněných šipkami směřujícími z a do zdroje zvuku je dáno faktem, že zvuk se v plynném prostředí šíří podélným vlněním.



Obr. 31: Graf vektorů akustické rychlosti ve zvukovém poli tří bodových zdrojů.

8.3 Zhodnocení

Navržený program funguje jako nástroj na simulaci a vizualizaci toku akustické energie. Může být využit pro modelování zvukového pole ze zadaných zdrojů zvuku a výpočet hodnot, které toto pole popisují. Model zvukového pole je možné využít jako vzor, pokud jsou do něj za vstupní hodnoty zadány předpokládané zdroje zvuku, a porovnat ho s modelem skutečného

zvukového pole získaného měření, například zvukovou kamerou. Model očekávaného zvukového pole tak může sloužit jako užitečný nástroj pro analýzu naměřených dat.

Další potenciální využití navrženého programu je optimalizace pokrytí prostoru akustickým signálem bez nutnosti provádět ji experimentálně za pomoci měření. Graf hladiny akustického tlaku umožňuje ověřit, je-li prostor pokryt například rovnoměrně tak, aby v každém jeho bodě ležela hladina akustického tlaku v požadovaném intervalu. Je možné opakovaně upravovat vstupní data a modelovat zvukové pole až do té doby, než bude nalezena ideální konfigurace zdrojů.

Program také dovoluje sledovat skutečný tok akustické energie, což může být využito jako doplněk k měření, která zpravidla pracují pouze se střední hodnotou toku danou aktivní akustickou intenzitou. Užitečné může být i to, že program umí rozlišit a zobrazit oblast blízkého a vzdáleného zvukového pole.

Praktický význam má i možnost nastavit parametry prostředí jako je tlak a teplota vzduchu, která je zadávána v podobě okrajových hodnot a pomocí lineární funkce dopočítávána v každém uzlu sítě. Díky tomu se dá sledovat například vliv okolní teploty na tlumení zvuku v grafu velikosti akustické rychlosti.

Programu může být využito jako zdroj vstupních dat pro program zpracovávající inverzní úlohu hledání zdrojů zvuku. Reálná naměřená data budou zastoupena vypočítanými hodnotami akustického tlaku v uzlech sítě a výsledek inverzní úlohy se porovná s počáteční konfigurací zdrojů. Nebude tak potřeba provádět fyzické měření.

Program je možné v mnoha směrech dále rozšířit. Uzly sítě, se kterou pracuje, mají dané rozestupy 0,2 metru, což nemusí vyhovovat všem vstupním hodnotám. Zvláště pokud je blízké zvukové pole zdroje tak malé, že neobsáhne víc než právě jeden uzel, ve kterém se nachází zdroj. V takovém případě je oblast blízkého pole a tok akustické energie v něm nad rozlišovací schopnosti programu a síť je nutné udělat hustší, za cenu delšího výpočetního času.

Do programu se zadávají vstupní hodnoty a parametry prostředí přímo psaním do kódu jednotlivých skriptů. Příjemnější by mohlo být vkládání hodnot přes uživatelské rozhraní. Současný způsob je efektivnější při delší a opakované práci a umožňuje uživateli během práce vidět kód programu, který je vždy okomentován tak, aby byl srozumitelný a aby měl uživatel možnost jej podle potřeby a uvážení změnit.

Konfigurace zdrojů a vstupních parametrů prostředí není nijak omezená s tím, že při extrémních hodnotách amplitudy, frekvence nebo teploty, může být výhodné změnit hustotu uzlů sítě kvůli ideálnímu zobrazení oblastí blízkého zvukového pole. Aktuální forma programu slouží automaticky pro modelování pole z jednoho, dvou nebo tří zdrojů. Při zadání více zdrojů je potřeba pouze rozšířit příkazy k ukládání grafů do souborů o pozice dalších zdrojů v názvech souborů.

9 Závěr

V této bakalářské práci byla řešena problematika měření a vizualizace zvukového pole. Kapitola 2 obsahuje seznámení se základními veličinami popisujícími zvukové pole a vztahy mezi nimi. V kapitole 3 jsou uvedeny základní principy fungování akustické kamery, která se pro měření a vizualizaci zvukového pole využívá. Podrobný popis výpočtových postupů, kterých je možné využít pro nalezení zdrojů hluku a se kterými akustická kamera pracuje, je v kapitolách 4, 5 a 6. Tyto tři kapitoly mohou posloužit jako praktický přehled, zdroj informací a teoretický základ a je z nich možné dále vycházet při tvorbě vlastního výpočtového nástroje.

Druhá část práce je tvořena kapitolami 7 a 8 a věnuje se návrhu vlastního simulačního výpočtového nástroje na vizualizaci toku akustické energie. Kapitola 7 obsahuje teoretické podklady k tvorbě programu a popis algoritmů, kterých využívá. V kapitole 8 je předvedeno použití tohoto nástroje na zvolené úloze a jeho zhodnocení včetně možností rozšíření.

Cíle bakalářské práce byly splněny. Řešená problematika je zajímavá, aktuální a velice rozsáhlá, z těchto důvodů by v některých aspektech práce mohlo být dále pokračováno.

Použité zdroje

Literatura

1. BAI, Mingxian., Jeong-Guon. IH a Jacob. BENESTY. *Acoustic array systems: theory, implementation, and application*. ISBN 978-0-470-82723-9.
2. ČERNÝ, František, Ladislav SAMEK a Bruno SOPKO. *Fyzika I*. Vyd. 3., přeprac. Praha: Nakladatelství ČVUT, 2002. ISBN 978-80-01-03650-1.
3. FAHY, Frank. *Sound intensity*. New York, NY, USA: Sole distributor in the USA and Canada, Elsevier Science Pub. Co., 1989. ISBN 1-85166-319-3.
4. MANN III, Julian Adin. *Acoustic Intensity: Energy Transfer, Wave Properties, and Applications: A Thesis in Acoustics*. Pennsylvania, 1988. The Pennsylvania State University.
5. MERHAUT, Josef. *Theorie elektroakustických přístrojů*. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1955. Studie a prameny.
6. SMETANA, Ctirad. *Hluk a vibrace: měření a hodnocení*. Praha: Sdělovací technika, 1998. ISBN 80-901936-2-5.
7. ŠKVOR, Zdeněk. *Elektroakustika a akustika: vysokoškolská učebnice*. V Praze: České vysoké učení technické, 2012. ISBN 978-80-01-05034-7.
8. TRAPP, Martin a CHEN, Frank. *Automotive buzz, squeak and rattle: mechanisms, analysis, evaluation and prevention*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2012. ISBN 978-0-7506-8496-5.

Ostatní zdroje

9. BELL, Steven, Student Member, IEEE a Nathan. Student Member, IEEE WEST. *Acoustic Beamforming using a TDS3230 DSK: Final Report* [online]. [cit. 2017-04-30]. Dostupné z: https://stanford.edu/~sebell/oc_projects/dsp_final_report.pdf. Oklahoma Christian University.
10. BRÜEL & KJÆR PUBLICATION. *Sound Intensity: English BR 0476 – 14*. Nærum, Denmark, 1993. Dostupné také z: <https://www.bksv.com/media/doc/br0476.pdf>

11. BRÜEL & KJÆR SOUND & VIBRATION MEASUREMENT A/S. *WIDE-BAND ACOUSTIC HOLOGRAPHY*. Denmark. WO2015010850. Uděleno 29. 01. 2015. Zapsáno 26. 06. 2014.
12. CHRISTENSEN, J. J. a J. HALD. *Technical review - Beamforming* [online]. Naerum, Denmark, 2004 [cit. 2017-04-04]. ISSN 0007-2621. Dostupné z: <https://www.bksv.com/-/media/literature/Technical-Review/bv0056.ashx?la=en&hash=BD60B9CF1DEC30F820720BC969B5FB02526499B>
13. HALD Jorgen, 2014, *Wideband acoustical holography*. inter.noise 2014 [online]. [cit. 2017-04-20]. Dostupné z: https://www.acoustics.asn.au/conference_proceedings/INTERNOISE2014/papers/p44.pdf
14. MAYNARD, J. D., E. G. WILLIAMS a Y. LEE. *Nearfield acoustic holography: I. Theory of generalized holograph and the development of NAH*. The Journal of the Acoustical Society of America [online]. Pennsylvania, 1985 [cit. 2017-04-30]. DOI: 10.1121/1.392911. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/23590312_Nearfield_acoustic_holography_I_Theory_of_generalized_holography_and_the_development_of_NAH
15. Applications. *Brüel & Kjaer Sound & Vibration* [online]. [cit. 2017-04-21]. Dostupné z: <https://www.bksv.com/en/Applications>
16. *Katalogový list: PULSE – Systém Identifikace zdrojů hluku pomocí mikrofonních polí: Beamforming – Typ 8608, Akustická holografie – Typ 8607, Prostorový beamforming – Typ 8606* [online]. In: Praha: Spectris Praha spol. s r.o., 2012 [cit. 2017-04-21]. Dostupné z: http://spectris.cz/data/spectris/aktuality/velky-zajem-o-systemy-pro-identifikace-zdroju-zvuku-mezi-nasimi-zakazniky/bp-2144_nsi_cz.pdf
17. *Noise Inspector - Acoustic Cameras Technical datasheet* [online]. In: 01dB. Limonest, France, 2014 [cit. 2017-04-21]. Dostupné z: http://www.aesse-ambiente.it/web/files/Download/brochure/AESSE%20Ambiente%20NOISE%20INSPECTOR_01dB_GB.pdf

Příloha

Program (CD) a kód programu na vizualizaci toku akustické energie.