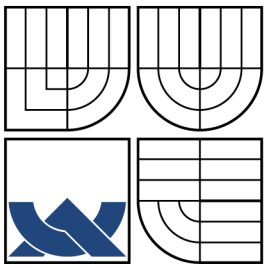
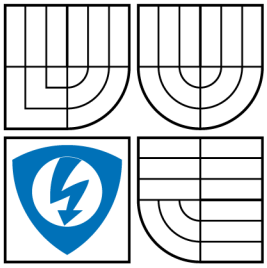


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND
COMMUNICATION
DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

SIMULACE ŠÍŘENÍ ZVUKOVÉ VLNY V UZAVŘENÉM PROSTORU

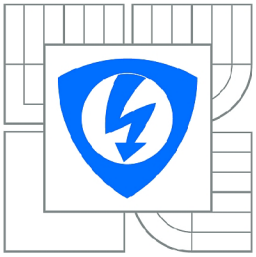
SIMULATION OF SOUND WAVE PROPAGATION IN ENCLOSED SPACES

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR
Bc. FILIP ČERNÝ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR
Ing. KRISTIÁN ORLOVSKÝ

BRNO 2013



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav telekomunikací

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Telekomunikační a informační technika

Student: Bc. Filip Černý ***ID:*** 119378
Ročník: 2 ***Akademický rok:*** 2012/2013

NÁZEV TÉMATU:

Simulace šíření zvukové vlny v uzavřeném prostoru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Cílem diplomové práce je nastudovat možnosti simulace šíření zvukové vlny v uzavřeném prostoru pomocí vlnového modelu. Zejména se zaměřit na simulace šíření zvukové vlny v prostoru pomocí metody FDTD a její podmetody. Výsledkem diplomové práce bude algoritmus, který umožňuje podrobně simulovat jevy při šíření zvuku v uzavřeném prostoru metodou vlnového modelu FDTD, zejména odraz zvukové vlny od překážky, difuze a difrakce zvukové vlny. Taky budou podrobně zpracovány simulace těchto jevů metodou FDTD a navrženy optimalizace simulace těchto jevů.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] Savioja L.; Manocha D.; Lin M. C., “Use of GPUs in room acoustic modeling and auralization,” in Proc. Int. Symp. Room Acoustics, Aug 2010.
[2] L. Savioja. Real-time 3D finite-difference time-domain simulation of low- and mid-frequency room acoustics. In Proc. Int. Conference on Digital Audio Effects (DAFx-10), Graz, Austria, 2010.
[3] U. P. Svensson and U. Kristiansen, “Computational modelling and simulation of acoustic spaces,” in Proc. AES 22nd Conf. on Virtual, Synthetic and Entertainment Audio, pp. 11– 30. Espoo, Finland, June 2002.

Termín zadání: 11.2.2013 ***Termín odevzdání:*** 29.5.2013

Vedoucí práce: Ing. Kristián Orlovský
Konzultanti diplomové práce:

prof. Ing. Kamil Vrba, CSc.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

SIX research centre
sensor, information and communication systems

Faculty of Electrical Engineering
and Communication

Brno University of Technology
Purkynova 118, CZ-61200 Brno, Czechia

http://www.six.feec.vutbr.cz

Výzkum popsaný v této diplomové práci byl realizován v laboratořích podpořených z projektu SIX; registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operační program Výzkum a vývoj pro inovace.

MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ, MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY

EVROPSKÁ UNIE
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
INVESTICE DO VAŠÍ BUDOUCNOSTI

2007–13
OP Výzkum a vývoj pro inovace

ABSTRAKT

Tato práce se zabývá problematikou a řešením simulace akustiky uzavřených prostorů. Úvodem práce je seznámení se zvukem jako vlněním a jeho chováním v uzavřeném prostoru. Dále se text zabývá výpočetními metodami akustiky uzavřených zvukový prostorů, statistickými metodami, geometrickými metodami a vlnovými metodami. Následně je podrobně probrána vlnová metoda FDTD, které slouží jako základ k tvorbě algoritmu simulace. Předposlední část je praktickou ukázkou algoritmu v prostředí MATLAB pro simulaci zvukového vlnění v uzavřeném prostoru pomocí explicitních pod-metod metody FDTD. Poslední část obsahuje ukázku a diskuzi výsledků jednotlivých simulací.

KLÍČOVÁ SLOVA

metoda FDTD, vlnové metody, zvuk, zvukové pole, simulace akustiky prostoru, řešení vlnové rovnice

ABSTRACT

This thesis is dealing with problem and solution of simulation in room acoustics. At the beginning is introduction with sound as waves and his behavior in closed space. Following part of text is dealing with computional methods in room acoustics, statistics methods , ray-based methods, wave-based methods. Following are focused FDTD wave method, which serves as the basis for creating simulation algorithm.Last part of this work is practical sample of MATLAB aplication enviroment for simulation of sound waves in closed room by explicit sub-methods of method FDTD. The last section contains an example and discussion of the results of simulations.

KEYWORDS

FDTD method, wave-based methods, sound, sound field, simulation of room acoustic, solution of wave equanation

ČERNÝ, Filip *Simulace šíření zvukové vlny v uzavřeném prostoru*: diplomová práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací, 2013. 67 s. Vedoucí práce byl Ing. Kristián Orlovský

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Simulace šíření zvukové vlny v uzavřeném prostoru“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

Brno ....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Tímto děkuji vedoucímu semestrálního projektu panu Ing. Kristiánu Orlovskému za veškerou ochotu a vstřícnost jakož i za odborné rady a nápady, které vedly k umožnění realizace této práce. Dále pak děkuji Bc. Jiřímu Chmelíkovi za morální podporu při realizaci algoritmu v programovacím prostředí MATLAB.

Brno ....

(podpis autora)

OBSAH

1 Úvod do prostorové akustiky **13**
1.1 Zvuk jako vlnění . . . 13
1.1.1 Vlnová rovnice . . . 13
1.2 Odraz zvuku . . . 15
1.3 Útlum zvuku při šíření prostředím . . . 16
1.4 Difuzní odraz (rozptyl zvukového vlnění) . . . 17
1.5 Difrakce . . . 18
1.6 Hraniční impedance . . . 19
1.7 Impulsní odezva prostoru . . . 19
1.8 Auralizace . . . 21

2 Výpočetní metody v prostorové akustice **22**
2.1 Statistické metody . . . 22
2.2 Geometrické metody . . . 23
2.2.1 Obrazová metoda . . . 24
2.2.2 Metoda sledování paprsku . . . 24
2.2.3 Další metoda geometrické akustiky . . . 25
2.3 Vlnové metody . . . 25
2.3.1 FDTD . . . 26
2.3.2 FE . . . 27
2.3.3 ARD . . . 27
2.3.4 TLM . . . 28
2.3.5 BE . . . 28

3 Metoda FDTD **30**
3.1 Kompaktní FDTD systém . . . 31
3.1.1 2D Kompaktní FDTD systém . . . 31
3.1.2 Explicitní systémy . . . 32
3.1.3 Implicitní systémy . . . 34
3.2 Odraz od hranice FDTD . . . 34
3.2.1 Lokální odrazivé plochy . . . 35
3.2.2 Frekvenčně nezávislé hranice - 2D Formulace . . . 36
3.2.3 Frekvenčně nezávislé hranice - 1D Formulace . . . 37
3.2.4 Frekvenčně nezávislé hranice - Rohy . . . 38

4 Realizace Algoritmu FDTD **40**
4.1 Implementace algoritmu 40
4.1.1 Zadání základních a vstupní parametrů simulace 41
4.1.2 Umístění zdroje zvuku, překážky v místnosti, přijímače 43
4.1.3 Výpočet simulace pomocí metody FDTD 44
4.1.4 Zobrazení výsledků simulace 47

5 Výsledky simulací **49**
5.1 Výsledky zobrazení jednotlivých pod-metod 49
5.2 Výsledky impulsní odezvy prostoru jednotlivých pod-metod 50
5.3 Difrakce 51
5.4 Výpočetní zatížení 52

6 Závěr **54**

Literatura **56**

Seznam symbolů, veličin a zkratek **58**

Seznam příloh **60**

A Výsledky zobrazení simulace **61**

B Výsledky impulsní odezvy **63**

C Difrakce **65**

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1 Zobrazení zmíněných veličin akustického pole 14
1.2 Odraz zvukové vlny od stěny pod úhlem θ 16
1.3 Zobrazení dopadu zvukové vlny na překážku (bariéru) 17
1.4 Difuzní odraz (rozptyl) zvukového vlnění 17
1.5 Difrakce zvukové vlny na překážce, hraně, štěrbině pro nižší frekvence (a, b, c) a pro vyšší frekvence (d, e, f) [4] 18
1.6 Zobrazení akustických vln v uzavřeném prostoru 20
1.7 Impulsní odezva uzavřeného prostoru 20
2.1 Reálný akustický prostor reprezentovaný různými typy ekvivalentních zdrojů. OZ - obrazový virtuální zdroj, HZ - hranový virtuální zdroj, PZ - povrchový virtuální zdroj [7] 23
2.2 Obrazová metoda [4] 24
2.3 Metoda sledování paprsku - odraz na ploše, zrcadlový odraz (plná čára) nebo difuzní odraz (přerušovaná čára) 25
2.4 Příklad zobrazení 3D elementu a jeho 6-ti nejbližších sousedů metody FDTD 3D [7] 26
2.5 Metoda TLM [7] 28
2.6 Metoda BE - zobrazení rozdělení povrchových elementů [7] 29
3.1 Šablony pro výpočet hodnoty akustického tlaku v bodě $[n+1]$ pod-metody SLF a RLF [5] 33
3.2 Šablona pro výpočet hodnoty akustického tlaku v bodě $[n+1]$ interpolovaných pod-metod SLF a RLF [5] 33
3.3 Šablona pro výpočet hodnoty akustického tlaku v bodě $[n+1]$ implicitních systémů [5] 35
3.4 Zobrazení hraničních bodů prostoru (pravá hranice) 37
3.5 Zobrazení hraničních bodů prostoru a) 2D formulace, b) 1D formulace 37
3.6 Zobrazení venkovního pravého horního rohu (roh místnosti) 38
3.7 Zobrazení venkovního levého dolního rohu (např. roh překážky) . . . 38
4.1 Grafické rozhraní algoritmu metody FDTD 40
4.2 Zadání vstupních parametrů 41
4.3 Výběr pod-metody FDTD 42
4.4 Zadání umístění překážek podle středu, rozměrů, hodnoty hustoty překážky 43
4.5 Zadání hodnoty hustoty překážky 43
4.6 Zobrazení zadání umístění zdroje, překážek a přijímače do simulace FDTD pomocí kurzoru 44
4.7 Zobrazení přeskupení vrstev metody FDTD 45

4.8 Zobrazení pořadí výpočtu následující vrstvy 46
4.9 Zvolení vstupního parametru nahrávky 47
4.10 Zobrazení impulsní odezvy prostoru, která byla při simulaci zachycena na pozici přijímače 47
4.11 Zobrazení jednoho vypočítaného a uloženého kroku výstupu 2D simulace 48
4.12 Zobrazení vypočítaného a uloženého výstupu 2D simulace v 3D, kde na ose z je zobrazena hodnota tlaku jednotlivých bodů simulace . . . 48
5.1 Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody SLF . . . 50
5.2 Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody SLF 51
5.3 Detail zobrazení jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) 51
5.4 Zobrazení grafu doby výpočtu na vzrůstající frekvenci 52
A.1 Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody RLF . . 61
A.2 Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody IDWM . 61
A.3 Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody ISSO . . 62
A.4 Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody IWB . . 62
B.1 Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody RLF 63
B.2 Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody IDWM 63
B.3 Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody ISSO 64
B.4 Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody IWB 64
C.1 Zobrazení rozmístění zdroje, překážek, přijímače při simulování jevu difrakce (metoda IDWM) 65
C.2 Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 171 ms 65
C.3 Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 300 ms 66
C.4 Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 471 ms 66
C.5 Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 686 ms 67
C.6 Zobrazení impulsní odezvy přijímače při simulování jevu difrakce (metoda IDWM) 67

SEZNAM TABULEK

3.1 Tabulka parametrů explicitních technik pro 2D prostor 32
3.2 Tabulka parametrů implicitních technik pro 2D prostor 35
5.1 Tabulka hodnot závislosti času výpočtu na frekvenci 53

ÚVOD

Výpočetní modelování akustických prostorů je základem pro mnohé aplikace modelování Auralizace a virtuálních prostorů. Na různé aplikace můžeme klást různé požadavky, například real-time simulace pro multimédia a počítačové hry nebo ne real-time simulace pracující s vysokou přesností. Pod druhou zmíněnou simulací si můžeme představit například předpověď podmínek chování zvuku v prostoru pro práci se zvukem. Takovým prostorem myslíme například nahrávací studio, divadlo, koncertní zařízení. V dnešní době je o modelování čím dál větší zájem a můžeme nacházet více a více aplikací se zmíněnou problematikou.

Díky rychlému vývoji technologií se Acoustic Modelling (akustické modelování) neboli AM stává více základní zásadou. Příklady využití AM jsou například v multimediálním standardu MPEG4, v predikci akustiky místností, při zpracování signálů, v elektroakustické predikci zabývající se modelováním velkých a komplexních (složených) soustav reproduktorů, v auralizaci a při modelování virtuální akustiky, ...

Diplomová práce se zabývá rozborem výpočetních metod a technik, které jsou vhodné pro modelování akustických prostorů. Existují tři výpočetní metody pro popis zvukového pole v prostorové akustice. Metody založené na geometrickém chování paprsku (geometrické metody), metody založené na řešení vlnové rovnice (vlnové metody) a metody založené na Sabinově a Eyringově modelu (statistické metody). Největší důraz je zde kladen na vlnové metody, zejména na metodu FDTD (kapitola 3). Na základě teoretických poznatků metody FDTD je vytvořen algoritmus, který je podrobně probrán v kapitole 4.

1 ÚVOD DO PROSTOROVÉ AKUSTIKY

Prostor je obecný termín, který může mít mnoho významů, jak z matematického hlediska tak, fyzikálního. V našem případě bude prostor představovat určitou oblast, ve které se šíří zvuk, budeme ji označovat jako zvukové pole. Oblast může být ohraničená (uvnitř budovy), neohraničená (otevřené venkovní prostranství), velká, malá, jednoduchá, členitá, a pod.

1.1 Zvuk jako vlnění

Zvuk je vlastně mechanické kmitání hmoty v pevném, kapalném nebo plynném skupenství, které vyvolá sluchový vjem. Na druhu prostředí bude záviset způsob šíření vlnění prostředím, a tedy i samotného zvuku. V případě kapalného a plynného prostředí se zvuk šíří jako podélné vlnění ve směru šíření zvuku. V pevném prostředí se zvuk šíří v podobě podélného a příčného vlnění. V našem případě (v prostorové akustice) budeme uvažovat pouze zvukové pole v plynném prostředí (ve vzduchu), kde se zvuk šíří libovolně všemi směry. Při běžných podmínkách, teplota v prostředí 20°C, barometrický tlak 101,3 kPa, dosahuje rychlost zvuku c zhruba 343 m/s [1].

V akustice můžeme použít tzv. Fermatův princip (princip nejmenšího času), který říká, že se zvuk šíří v prostoru z jednoho bodu do druhého po takové dráze, aby doba potřebná k uběhnutí této dráhy byla minimální. V případě prostředí, které je v homogenním prostoru, je rychlost šíření zvuku ve všech směrech stejná. Z toho vyplývá, že nejkratší možná dráha je rovněž i nejrychlejší, což znamená, že se zvuk šíří podél přímek [1].

Vlnovou délku zvukové vlny získáme podle následujícího vztahu [1]

$$\lambda = cT = \frac{c}{f}, \tag{1.1}$$

kde T je perioda zvuku, f je frekvence neboli kmitočet a c je zmíněná rychlost zvuku. V nízkofrekvenčních zařízeních je frekvenční rozsah signálu od 20 Hz do 20 kHz. Tento rozsah vyplývá ze slyšitelného rozsahu lidského ucha. Frekvence nižší než 20 Hz nazýváme infrazvukové a naopak frekvence nad 20 kHz nazýváme ultrazvukové.

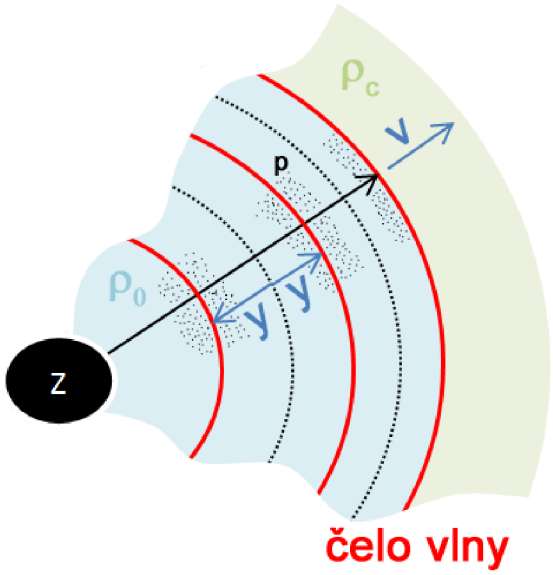
1.1.1 Vlnová rovnice

Na základě klasických fyzikálních zákonů je možné odvození vztahů mezi základními proměnnými veličinami zvukového pole akustickým tlakem, akustickou rychlostí (nebo výchylkou popř. zrychlením) a hustotou prostředí. Tyto veličiny (Obr. 1.1) můžeme poté použít k sestavení všeobecné vlnové rovnice, kterou musí splňovat každé zvukové pole.

Veličina akustický tlak p znázorňuje rozdíl mezi okamžitou velikostí celkového tlaku v daném bodě zvukového pole p_c a minimální hodnotou akustického tlaku p_{00}. Z toho vyplývá, že se hodnota akustického tlaku bude neustále měnit v čase.

Akustická rychlost je rychlost v, s jakou kmitají částice prostředí kolem rovnovážné polohy, je dána časovou změnou akustické výchylky. Akustická výchylka y je vzdálenost, o kterou se částice vychylují při tendenci posunu z místa většího tlaku vzduchu do místa menšího.

Časová změna hustoty prostředí je střídavá složka, která je závislá na předchozích veličinách akustickém tlaku p a akustické rychlosti v. Je dána rozdílem celkové hustoty prostředí ρ_c a střední statické hustoty ρ_0, kterou mělo prostředí před vznikem akustického vlnění.



Obr. 1.1: Zobrazení zmíněných veličin akustického pole

Vlnová rovnice slouží k matematickému vyjádření fyzikálního procesu šíření vlnění v prostoru. Jak je uvedeno v [1], pro zvukové pole vzdušného prostředí ji lze odvodit pomocí rovnice kontinuity a stavové rovnice.

Rovnice kontinuity matematicky popisuje, jak se spojitě v čase mění hustota prostředí v určitém elementu prostředí s časově prostorovou změnou akustické rychlosti. Rovnice kontinuity je dána vztahem [1]:

$$\frac{\partial v_{\mathrm{x}}}{\partial \mathrm{x}} + \frac{\partial v_{\mathrm{y}}}{\partial \mathrm{y}} + \frac{\partial v_{\mathrm{z}}}{\partial \mathrm{z}} = -\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}, \tag{1.2}$$

kde $(\mathrm{x}, \mathrm{y}, \mathrm{z})$ udávají Kartézské souřadnice.

Stavová rovnice prostředí udává, jak se mění akustický tlak v čase, pokud se mění časem hustota prostředí. Stavová rovnice je dána vztahem [1]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\kappa p_{00}}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t}, \tag{1.3}$$

kde κ je Poissonova konstanta, která je rovna poměru specifických tepel plynu při konstantním tlaku a objemu.

Porovnáním předchozích vztahů 1.3 a 1.2 dostaneme

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \kappa \cdot p_{00} \left(\frac{\partial v_{\mathrm{x}}}{\partial \mathrm{x}} + \frac{\partial v_{\mathrm{y}}}{\partial \mathrm{y}} + \frac{\partial v_{\mathrm{z}}}{\partial \mathrm{z}} \right) = 0. \tag{1.4}$$

Derivací vztahu 1.4 podle času získáme rovnici

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\kappa \cdot p_{00} \left[\frac{\partial}{\partial \mathrm{x}} \left(\frac{\partial v_{\mathrm{x}}}{\partial \mathrm{x}} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathrm{y}} \left(\frac{\partial v_{\mathrm{y}}}{\partial \mathrm{y}} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathrm{z}} \left(\frac{\partial v_{\mathrm{z}}}{\partial \mathrm{z}} \right) \right], \tag{1.5}$$

kterou náležitě matematicky upravíme a dostaneme výslednou vlnovou rovnici

$$\frac{\kappa \cdot p_{00}}{\rho} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \mathrm{x}^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial \mathrm{y}^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial \mathrm{z}^2} \right). \tag{1.6}$$

Rovnice 1.6 popisuje zvukové vlnění v elementu prostředí v pravoúhlých souřadnicích pomocí akustického tlaku. Jinými slovy vyjadřuje, jak se mění akustický tlak v elementu prostředí v čase v závislosti na prostorové změně.

Obecný tvar vlnové rovnice je [1]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \cdot \nabla^2 \cdot p^2. \tag{1.7}$$

K naší výhodě budeme používat při šíření zvuku v prostředí v podobě rovinných vlnoploch klasické sférické souřadnice.

1.2 Odraz zvuku

Při dopadu zvuku na překážku dochází k jeho odrazu. Při odrazu zvuku se část energie odrazí zpět a část energie je absorbována stěnou. Odražená vlna má opačný směr než dopadající vlna a její amplituda je $|R|$-krát menší a její fáze je posunuta o úhel φ. Koeficient odrazu má tedy tvar [2]:

$$R = |R| \, e^{\mathrm{j}\varphi} \tag{1.8}$$

Odraz zvuku vyplývá ze Snellova principu odrazu, který říká, že úhel dopadu se rovná úhlu odrazu [3],

$$|\sin \theta_{\mathrm{d}}| = |\sin \theta_{\mathrm{o}}|, \tag{1.9}$$

$$|\theta_\mathrm{d}| = |\theta_\mathrm{o}|\,, \tag{1.10}$$

kde θ_d je úhel dopadající vlny a θ_o je úhel odražené vlny.

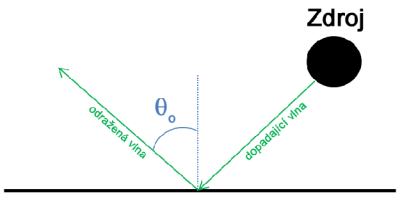
Energie zvukové vlny je úměrná druhé mocnině akustického tlaku, a proto se zavádí činitel zvukové pohltivosti ve tvaru [2]:

$$\alpha = 1 - \beta, \tag{1.11}$$

kde

$$\beta = |R|^2\,. \tag{1.12}$$

Činitel zvukové pohltivosti tedy závisí na úhlu dopadu zvukového signálu [2].

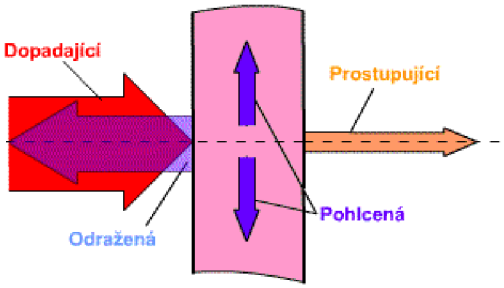


Obr. 1.2: Odraz zvukové vlny od stěny pod úhlem θ

1.3 Útlum zvuku při šíření prostředím

Z vlnové rovnice šíření zvukového vlnění kulovou vlnoplochou vyplývá snižování intenzity zvuku se vzdáleností od zdroje zvuku vlivem rozdělování zvukové energie na vzrůstající plochu [3]. Mimo to dochází také k útlumu zvuku (zvukové energie) přeměnou na jiný druh energie, a to vlivem nehomogenního prostředí. Celkový útlum zvukové energie při šíření zvuku se poté skládá z dílčích druhů útlumu. Příkladem útlumu je útlum způsobený absorpcí vzduchu, útlum způsobený vlivem teploty, útlum způsobený povětrnostními podmínkami a pro nás nejdůležitější z hlediska akustiky uzavřených prostorů útlum způsobený překážkami.

Při dopadu zvukové vlny na překážku (bariéru) se část její zvukové energie odrazí zpět do prostoru, část bude pohlcena překážkou a část projde skrz (viz. Obr. 1.3). Absorpce zvukové energie překážky je závislá nejen na vlnové délce, ale také na materiálových a konstrukčních vlastnostech. Vlnová délka je významný faktor, který nám zajistí jestli bude zvuková vlna odražena nebo pohlcena. Obecně platí, že jestli je vlnová délka zvukové vlny menší než tloušťka překážky, vlna se odrazí. Pokud je vlnová délka srovnatelná, je velké množství zvukové energie na překážce pohlceno.



Obr. 1.3: Zobrazení dopadu zvukové vlny na překážku (bariéru)

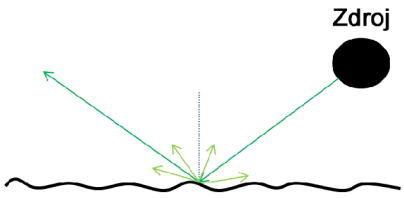
Může nastat ještě poslední situace, kdy vlnová délka je větší než překážka. V tom případě dojde k průchodu zvukové vlny překážkou.

Spektrum zvuku obsahuje složky s různými kmitočty, proto se jeho útlum při nárazu na překážku nedá vyjádřit jednoduchou funkcí. Schopnost nějakého tělesa pohlcovat zvuk se dá charakterizovat činitelem zvukové pohltivosti α, který je definovaný jako poměr energie W_p pohlcené určitou plochou k energii W_d na tuto plochu dopadající, tj. [3]

$$\alpha = \frac{W_\mathrm{p}}{W_\mathrm{d}}. \tag{1.13}$$

1.4 Difuzní odraz (rozptyl zvukového vlnění)

Difuzní odraz neboli rozptyl odražené vlny na povrchu je způsoben drsností (nerovností) povrchu a odporem povrchu.



Obr. 1.4: Difuzní odraz (rozptyl) zvukového vlnění

Na obrázku Obr. 1.4 je zobrazen odražený zvukový signál. Signál se skládá z přímo odražené vlny a difuzních odrazů (deformované zvukové vlny), které mají určitou část intenzity dopadající vlny. V tomto případě již neplatí Snellův princip odrazu, ale Lambertův zákon. Intenzitu odražených zvukových vln při difuzním

odrazu můžeme zjistit podle následujícího vztahu [3] :

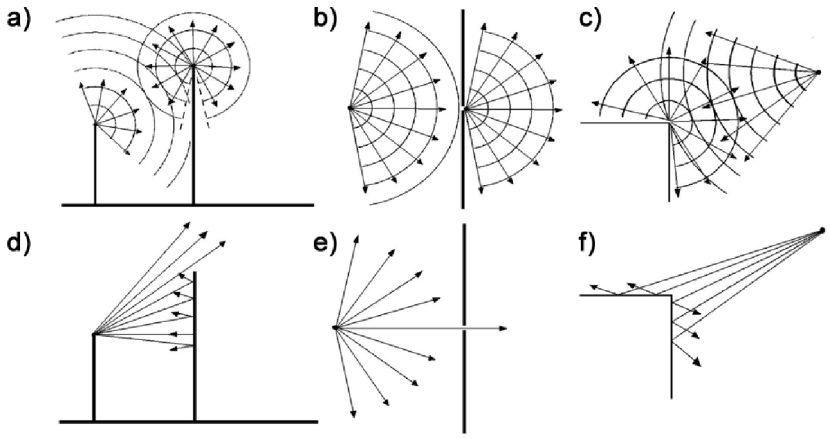
$$I_{\mathrm{o}} = I_{\mathrm{d}} \cos\theta, \tag{1.14}$$

kde I_{o} a I_{d} jsou intenzity odražené a dopadající vlny pod úhlem θ. Přesná povaha tohoto signálu závisí na geometrických a akustických vlastnostech (detailech) povrchu.

1.5 Difrakce

Difrakce (česky ohyb) je lokální změna směru šíření zvukových vln při dopadu na okraj překážky. Jinými slovy je difrakce jev, u kterého se vlnění dostává do oblasti geometrického stínu (za překážkou se paprsky "ohýbají"). Je to jeden z nejdůležitějších akustických jevů, který je však jeden z nejsložitějších na řešení. Difrakční jev do jisté míry závisí na vlnové délce zvuku a velikosti překážky. Čím větší bude vlnová délka zvuku, tím silnější bude difrakce. Když zvuková vlna narazí na překážku, která je malá proti její vlnové délce, tak vlna projde kolem skoro jakoby neexistovala. Během uvedené situace se vytvoří jen nepatrný stín. Naopak pokud budeme mít frekvenci zvuku dostatečně vysokou, tak vlnovou délku máme dostatečně krátkou a při stejné situaci bude vytvořen poměrně značný stín. Vzhledem k důsledkům akustiky a akustiky místnosti, lze difrakční jevy rozdělit do tří skupin podle [4]:

- překážky,
- hrany,
- štěrbině.



Obr. 1.5: Difrakce zvukové vlny na překážce, hraně, štěrbině pro nižší frekvence (a, b, c) a pro vyšší frekvence (d, e, f) [4]

Na obrázku Obr. 1.5 je zobrazena difrakce na překážce, hraně a štěrbině. Horní tři příklady (a, b, c) jsou zobrazeny pro nižší frekvence, spodní příklady (d, e, f) jsou zobrazeny pro frekvence vyšší.

1.6 Hraniční impedance

V akustickém prostoru, jak již bylo řečeno, máme dva hlavní parametry:

- skalární veličina akustický tlak p,
- vektorová veličina rychlosti částic v

Pro upřesnění, skalární veličina akustického tlaku p je v našem případě definována jako normálová (kolmá) složka rychlosti částic. Tento pojem se odkazuje na čelo vlny nebo na hranici povrchu, kde se zvuková vlna setká se zdí (překážkou). Poměr mezi tlakem a normálovou složkou rychlosti částic uvádí tzv. hraniční impedanci a je dána [5]:

$$Z_\omega = \frac{p}{v_\mathrm{x}}. \tag{1.15}$$

Hraniční impedance má totožnou podobnost s akustickou impedancí, kde při harmonickém kmitání může být mezi akustickým tlakem a objemovou rychlostí fázový posun, proto je akustická impedance v symbolickém vyjádření obecně komplexního charakteru. Hraniční impedance je často dělena ještě na charakteristickou impedanci vzduchu [5]:

$$\xi_\omega = \frac{Z_\omega}{\rho c}, \tag{1.16}$$

kterou v takovém případě označujeme jako konkrétní (určitá) akustická impedance. Typická hodnota pro charakteristickou impedanci zvuku za běžných podmínek je [5]

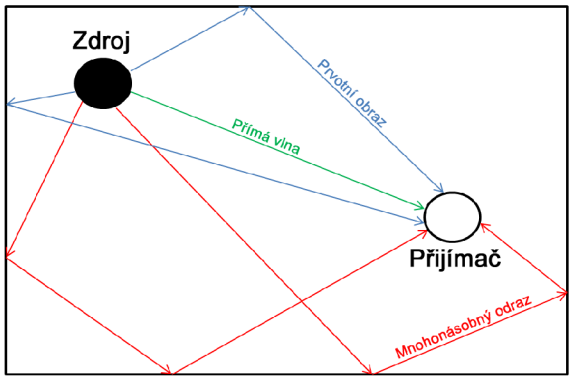
$$\rho_0 c = 414\mathrm{kgm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}. \tag{1.17}$$

Inverzní vztah pro konkrétní akustickou impedanci je konkrétní akustická admitance [5]

$$Y_\omega = \frac{1}{\xi_\omega}. \tag{1.18}$$

1.7 Impulsní odezva prostoru

Impulzní odezva prostoru (IR - *impulse responce*) simuluje šíření akustických vln v prostoru s daným počtem vstupů a výstupů (Obr. 1.6). Jinými slovy je to časová závislost akustického tlaku v místě příjmu v uzavřeném prostoru po jeho vybuzení nekonečně krátkým pulsem. Zvuk se může od zdroje k příjemci šířit několika způsoby, které trvají různou dobu.

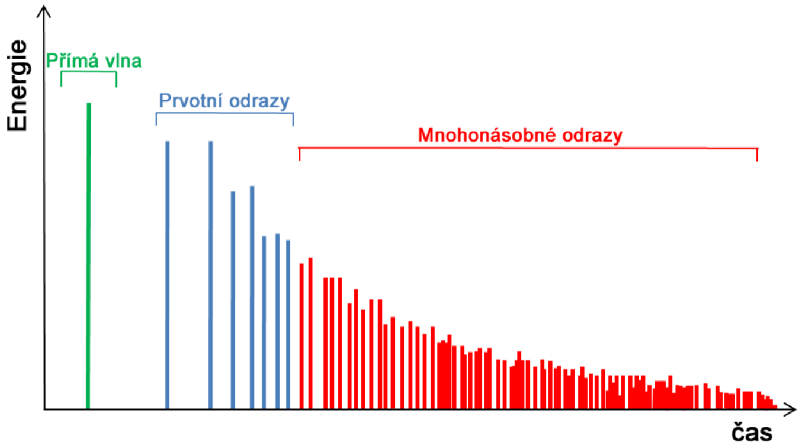


Obr. 1.6: Zobrazení akustických vln v uzavřeném prostoru

Tvar impulsní odezvy prostoru se skládá z (Obr. 1.7):

- přímé vlny, která dorazí od zdroje signálu k posluchači jako první,
- prvotních odrazů, jsou to odrazy zvuku přicházející k posluchači přímo po prvních odrazech od stěn akustického prostoru, jasně slyšitelné a dobře lokalizovatelné,
- mnohonásobných odrazů (difuzních odrazů), vznikají mnohonásobným odrazem od stěn a následným přijetím posluchače.

Energie dopadající zvukové vlny záleží na součiniteli útlumu ve vzduchu a na činiteli zvukové pohltivosti odrazných ploch. Každý kmitočet (kmitočtové pásmo) má svoji vlastní impulsní odezvu.



Obr. 1.7: Impulsní odezva uzavřeného prostoru

1.8 Auralizace

Definice auralizace byla navrhnuta M. Kleinerem v roce 1993 jako proces k získání slyšitelného zvuku pomocí fyzikálního nebo matematického modelování zvukového pole od zvukového zdroje, takového jako je binaurální zvukový vjem v daném místě modelovaného prostoru [6]. Jinými slovy lze říct, že auralizace je proces simulování prostorového zvuku v místnosti, ve které nejsme přítomni. Přenosová funkce vztažená k hlavě popisuje změnu zvukové vlny způsobenou difrakcí a odrazem od hlavy, těla, ušního boltce a lidského trupu, než dopadne na ušní bubínek. Přenosová funkce je označován zkratkou HRTF (*head-related transfer function*).

2 VÝPOČETNÍ METODY V PROSTOROVÉ AKUSTICE

Existují tři výpočetní metody pro popis zvukového pole v prostorové akustice. Geometrické metody, vlnové metody a statistické metody. Zvukové pole je však složité a posluchač nedokáže vnímat detaily, proto bychom se měli více zaměřit na důležitější části tohoto pole. Na méně důležité části musíme využít více výpočetní síly.

2.1 Statistické metody

Statistické metody jsou metody založené na Sabinově a Eyringově modelu. Tyto metody jsou často používány pro výpočet hladiny akustického tlaku nebo doby dozvuku v uzavřeném prostoru. Na rozdíl od vlnových, geometrických metod jsou výsledky jednotlivých metod založené na nalezení průměrných hodnot některých akustických veličin. Základní veličiny zvukového pole pro statistické metody jsou veličiny energetické. Příkladem těchto veličin jsou hustota zvukové energie a intenzita zvuku. Pro statistické modely je zavedeno několik předpokladů [3]:

- velikost zvukové energie v libovolném bodě v uzavřeném prostoru je dána součtem středních hodnot energie, která do uvažovaného bodu dospěla vlivem odrazů od stěn.
- Hustota zvukové energie je ve všech bodech prostoru stejně veliká
- Úhly, pod kterými dopadá zvuková energie do uvažovaného bodu, jsou zastoupeny se stejnou pravděpodobností.

První dva předpoklady platí pouze pro:

$$f > f_{\mathrm{k}}, \tag{2.1}$$

kde f_k je tzv. kritický kmitočet, nad kterým je zajištěno náhodné rozložení amplitud a fází jednotlivých modů.

Hustota zvukové energie je závislá na energii, kterou vysílá zdroj zvuku a na pohltivých vlastnostech stěn uzavřeného prostoru. V ustáleném stavu je hustota zvukové energie dána vztahem [3]:

$$w_0 = \frac{4P}{c\alpha S}, \tag{2.2}$$

kde P je výkon vyzářený ze zdroje zvuku, c je rychlost šíření zvuku, S je plocha stěn v místnosti a α je střední činitel zvukové pohltivosti stěn. Stěny v prostoru nemusí mít stejný činitel pohltivosti, proto musíme vypočítat střední hodnotu danou vztahem

$$\alpha = \sum_{i=1}^{N} \frac{\alpha_i S_i}{S}, \tag{2.3}$$

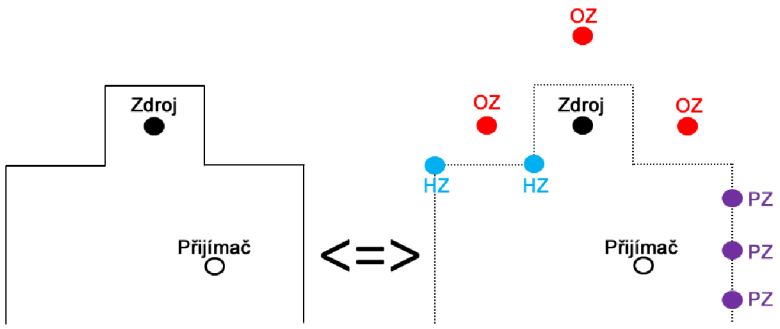
kde α_i jsou jednotliví činitelé pohltivosti stěn a S_i jejich plochy. S je součet všech dílčích stěn, a tedy celková plocha místnosti.

2.2 Geometrické metody

V uzavřených prostorech se zvukové vlny šíří od zdroje zvuku do daného místa přímo a odrazem od stěn daného prostoru. Geometrické metody jsou založeny na geometrickém chování paprsku. Základním předpokladem je, že se zvuk ve vzduchu šíří po přímce. Další vlnové jevy (rušení,...) se nemodelují. V tomto případě můžeme obdobně jako v geometrické optice zavést pojem *zvukového paprsku*. To může být platné pro vyšší frekvence. Geometrické metody se zabývají řešením několika hlavních otázek [7, 8]:

- šíření zvuku ve vzduchu,
- zrcadlový odraz,
- difuzní odraz,
- difrakce na hraně.

Difrakce je vlastně výjimka z geometrických metod, je to speciální jev vlnové metody. Pokud však požadujeme správnost simulace, je potřeba ji včlenit. Pro modelování difrakce je určeno několik různých technik.



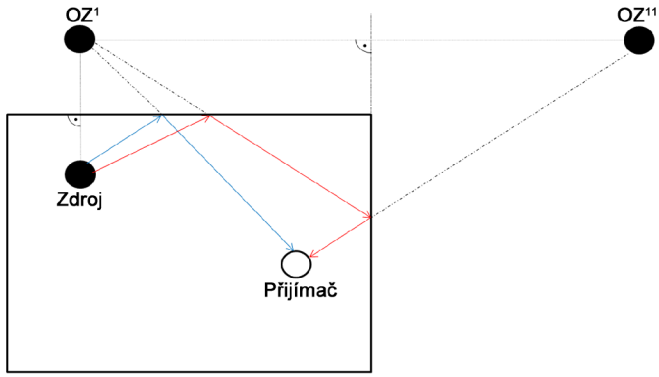
Obr. 2.1: Reálný akustický prostor reprezentovaný různými typy ekvivalentních zdrojů. OZ - obrazový virtuální zdroj, HZ - hranový virtuální zdroj, PZ - povrchový virtuální zdroj [7]

Pro řešení předchozích otázek si představme akustický prostor, ve kterém je posluchač a zdroj zvuku, viz. Obr. 2.1. Akustický prostor reprezentují různé typy ekvivalentních zdrojů:

- OZ (*obrazový virtuální zdroj*) - reprezentuje zrcadlové odrazy,
- HZ (*hranový virtuální zdroj*) - reprezentuje jev difrakce,
- PZ (*povrchový virtuální zdroj*) - reprezentuje difuzní odrazy,

2.2.1 Obrazová metoda

Obrazová metoda (*image source method*) je velice přesná a garantuje najití všech odražených paprsků. Základem je zdroj zvuku v blízkosti překážky (hranice), který vyzařuje akustický signál do volného prostoru. Zdroj zvuku je zrcadlen na druhou stranu každé překážky. Tento zrcadlený zdroj nazýváme obrazem zdroje akustického signálu OZ^1. Odražený paprsek se chová tak, jako by po odrazu vycházel z bodu OZ^1. Dochází-li k odrazu zvuku od několika stěn, je nutné použít i zrcadlových obrazů vyšších řádů. Musíme si uvědomit, že zdrojem je nyní OZ^1 a k němu je třeba nalézt zrcadlový obraz OZ^{11} ležící souměrně ke stěnám, od nichž se vlna odráží. Při dalších odrazech se dostáváme postupně k zrcadlovým obrazům vyšších řádů a konstrukce se stává složitou a nepřehlednou. Na Obr. 2.2 je znázorněna obrazová metoda.



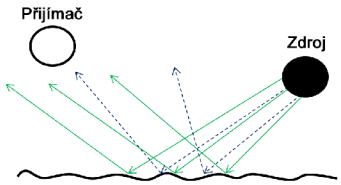
Obr. 2.2: Obrazová metoda [4]

Paprsek šířící se od zdroje zvuku prochází místností a jeho energie ubývá se vzrůstající vzdáleností tak dlouho, dokud se neutlumí pod zanedbatelnou úroveň nebo nedorazí k překážce [4].

2.2.2 Metoda sledování paprsku

Metoda sledování paprsku (*ray-tracing*) je založena na zákonu odrazu. Obrazová metoda hledá cesty paprsků na základě známých poloh posluchače a zdroje zvukového signálu. Metoda sledování paprsku hledá z velkého počtu vysílaných paprsků ty, které k přijímači dorazí. To znamená, že zdroj zvuku emituje do svého okolí zvukové paprsky, které se šíří rychlostí zvuku podél přímých čar. Velký počet paprsků cestujících od zdroje prostorem narazí na povrch, kde jsou odraženy zrcadlově nebo difuzně, viz. Obr. 2.3. Oproti předchozí metodě (kapitola 2.2.1), metoda sledování

paprsku bere v úvahu i difuzní odraz. Přijímač je zde definován jako těleso určitého objemu, nejčastěji koule. Když paprsek narazí na přijímač je přidán do tzv. *listu prvků*. Je to jednoduchý princip, který je široce využíván v akustice uzavřených prostorů [7].



Obr. 2.3: Metoda sledování paprsku - odraz na ploše, zrcadlový odraz (plná čára) nebo difuzní odraz (přerušovaná čára)

Pokud rozdělíme velký počet paprsků na jednotlivé odrážející se paprsky, tak zjistíme, že každý tento paprsek nese zlomek energie signálu (zvukového výkonu). Každý paprsek při odrazu ztratí část své energie. Část energie se ztratí rovněž zeslabením ve vzduchu. Energii paprsku P_{in} v místě odrazu můžeme napsat podle následujícího vztahu:

$$P_{\text{in}} = P_{\text{abs}} + P_{\text{zrc}} + P_{\text{dif}}, \tag{2.4}$$

kde P_{abs} je energie absorbovaná překážkou, P_{zrc} je energie zrcadlově odražené vlny a P_{dif} je energie vln odražených difuzně.

2.2.3 Další metoda geometrické akustiky

Mezi další metody geometrické akustiky patří metoda Beam-Tracing, která zrychluje obrazovou metodu. Zůstává nadále přesnou metodou, ale vyhýbá se geometrickému výpočtu průsečíků z předešlé metody. Je prezentována jako optimalizovaná výpočetní metoda, umožňující vypočítat obraz zdroje v generovaném rozsahu i pro menší prostory. To platí pouze v případě, že máme statickou scénu a pevně fixovanou polohu zdroje. Jiná část vylepšení je formována aproximační metodou, která však negarantuje najití všech cest odrazů [7, 8].

2.3 Vlnové metody

Vlnové metody jsou založené na řešení vlnové rovnice (1.7) se specifikovanými hraničními podmínkami (rozměry místnosti, vlastnosti stěn, atd. . .). Řešení vlnové rovnice provedeme pomocí analytického řešení, pouze pro pár jednoduchých řešení a nebo

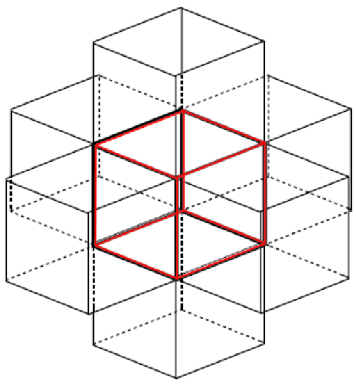
pomocí numerické metody. U vlnových metod se provádí řešení vlnové rovnice v celém rozsahu, takže nemusíme mít jako u geometrických metod předem určenou pozici posluchače. Prostor a následně i metody můžeme rozdělit do dvou kategorií [7]:

- rozdělení prostoru do prostorových elementů (FE, FDTD, TLM, ARD),
- rozdělení hraničních povrchů od povrchových elementů (BE).

Výpočetní náročnost rapidně roste se zvětšujícím se frekvenčním pásmem, a proto jsou metody primárně používány pro nízké frekvence. Lidský sluch je podle fyziologie člověka (teorie lidského sluchu) frekvenčně limitovaný a člověk nedokáže rozeznávat změny (detaily) zvukového pole na vyšších frekvencích.

2.3.1 FDTD

Metoda FDTD (*finite-difference time-domain*) patří do skupiny metod, které rozdělují vzduchový prostor do jednotlivých prostorových elementů. Elementy musí být malé a nejméně N na vlnovou délku. N označuje počet elementů, který závisí na použité metodě, typicky je udáváno 6 - 10 a vyšší. Některé z metod mohou řešit libovolné dílčí části diferenciální rovnice (vlnové rovnice). V časové doméně (oblasti) je výpočet správné hodnoty zvukového pole prováděn v každém časovém kroku z předchozí vypočtené hodnoty, kde časový krok je perioda vzorkovací frekvence. U těchto metod je nepřímo úměrná pravděpodobnost mezi frekvenčním pásmem a velikostí prostorových elementů. Pokud nám vzroste frekvenční pásmo např. na dvojnásobek (dáno vzorkovací frekvencí), tak se nám velikost elementů změní na poloviční. Z toho vyplývá, že budeme potřebovat např. 8x více elementů pro 3D model a 2x více časových kroků pro výpočet [7].



Obr. 2.4: Příklad zobrazení 3D elementu a jeho 6-ti nejbližších sousedů metody FDTD 3D [7]

Metoda FDTD vede k velmi jednoduchému algoritmu pro nalezení numerického řešení vlnové rovnice (1.7), který je založený na aproximaci diferenciálních operátorů. Hodnota akustického tlaku p jednoho elementu je ovlivněna 6-ti nejbližšími sousedy a jím samotným z předchozího kroku (Obr. 2.4). Můžeme použít i jiné rozdělení prostoru do nekubických elementů, které ale bude mít za následek komplikovanější algoritmus. FDTD typicky používá 10-20 elementů na vlnovou délku pro vysokou přesnost. FDTD metoda je schopná real-time simulací pro nízké a střední kmitočty [8]. Více podrobností o metodě FDTD nalezneme v kapitole 3.

2.3.2 FE

Metoda FE (*finite element*) patří do stejné skupiny metod jako metoda FDTD. Tato metoda rozdělí vzduchový prostor také do malých prvků, které však nemají jednotné (uniformní) tvary. Zvukové pole uvnitř každého prostoru je popsáno ve formě analytické tvarové funkce, která může mít lineární nebo kvadratický tvar. Hodnota akustického tlaku p jednoho elementu závisí na počtu nejbližších sousedů. Časová závislost je u metody FE vyřešena stejným způsobem, jako u metody FDTD. Můžeme tedy napsat, že hodnota akustického tlaku p pro časový krok $n+1$ je dána vztahem [7]:

$$p_{\mathrm{l}}[n+1)] = \mathbf{B}(p_{\mathrm{l}}[n]) + p_{\mathrm{l}}[n-1]. \tag{2.5}$$

Matice $\mathbf{B}$ je dána vztahem [7]:

$$\mathbf{B} = 2\mathbf{E} - c^2 \Delta t^2 \mathbf{K}^{-1} \mathbf{M}, \tag{2.6}$$

kde $\mathbf{K}$ a $\mathbf{M}$ jsou pro dané zobrazení dvě $[N, N]$ matice, které jsou odvozené z geometrických tvarů elementů s využitím tvarové funkce a materiálových vlastností. $\mathbf{E}$ je jednotková matice o stejných rozměrech. Výpočetní náročnost (čas) roste s výpočtem zmíněných matic $\mathbf{K}$, $\mathbf{M}$, $\mathbf{B}$. U metody FE mohou mít elementy větší velikost než u metody FDTD. Nepravidelné tvary mohou přizpůsobit hranice bez schodovité aproximace. Prostor poté bude pseudo-nekonečný a my budeme potřebovat mnohem komplikovanější hraniční podmínky.

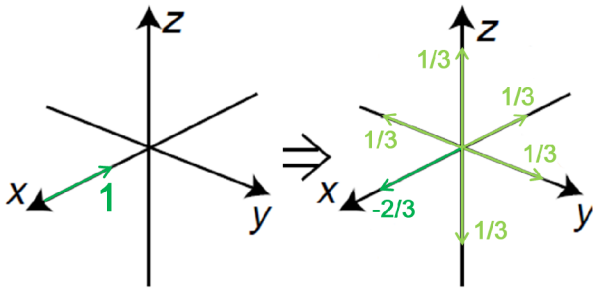
2.3.3 ARD

Metoda ARD (*adaptive rectangular decomposition*) vychází z metody FDTD a její hlavní přínos je v podmínkách (okolnostech) disperzních chyb. Numerické chyby při řešení vlnové rovnice vznikají z diskrétní aproximace diferenciálních operátorů v čase a prostoru. Tyto chyby u FDTD nastanou, protože zvuk na všech frekvencích necestuje stejnou rychlostí. ARD se tomu vyhýbá rozkladem prostoru do nepřečnívajících se pravoúhlých oblastí. Předpokládá se, že zdi jsou perfektně odrazivé, poté

vyjde jako základní funkce pro výpočet cosinus. ARD podporuje v tomto momentě frekvenční nezávislost, avšak zacházení s hranicí frekvenční závislosti je potřeba dál zkoumat [7].

2.3.4 TLM

Metoda TLM (*transmission line*) rozděluje akustický prostor do kubických elementů jako FDTD. Časová závislost je velmi jednoduchá a je zobrazena na Obr. 2.5. Hudební pulz je sledován podél větví mezi elementy. Pulz je v místě incidentu v jednom uzlu roztrhán na 6 směrů. Hudební tlak p je shromážděn v každém uzlu sečtením 6 pulzů. Výpočetní efektivita je stejná jako u FDTD, avšak hraniční podmínky jsou poněkud rozdílné. Metoda je proto více stabilnější než u FDTD.



Obr. 2.5: Metoda TLM [7]

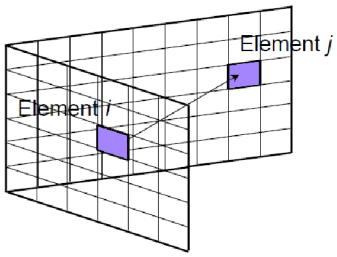
2.3.5 BE

Metoda BE (*boundary element*) patří do druhé skupiny metod, která rozděluje hraniční povrchy do povrchových elementů. Dá se říct, že rozdělení je stejné jako u prostorových metod, povrch musíme rozdělit na prvky menší než 1/8 vlnové délky. Na časovou závislost této metody může nahlédnout z tzv. podmínky ekvivalentních zdrojů. Hraniční prvky jsou zobrazeny jako zdroje se zdrojovým signálem $q_i(n)$, kde n je čas (pozice) vzorku. Hudební tlak na přijímači na pozici R je dán vztahem [7]:

$$p_R(n) = p_{0\to R}(n) + \sum_{i=1}^{N}\sum_{k=0}^{n} g_{p,i\to R}(k)\, q_i(n-k), \tag{2.7}$$

kde $g_{p,i\to R}(k)$ je časově závislá Greenova funkce nebo IR, pro hudební tlak p z elementu i k přijímači na pozici R. $p_{0\to R}(n)$ hudební tlak na přijímači způsobený originálním zdrojem a N je počet povrchových elementů. Situace je zobrazena na Obr. 2.6. Výpočetně náročná část BE metody je výpočet zdrojového signálu $q_i(n)$,

který musí být proveden v prvním kroku metody. Pozice přijímače je umístěna v elementech a signály $q_i(n)$ jsou upraveny tak, aby byly splněny hraniční podmínky každého prvku.



Obr. 2.6: Metoda BE - zobrazení rozdělení povrchových elementů [7]

3 METODA FDTD

Jak bylo řečeno v kapitole 2.3.1, metoda FDTD (*finite-difference time-domain*) patří do skupiny metod, které rozdělují vzduchový prostor do jednotlivých prostorových elementů. To vede k velmi jednoduchému algoritmu, pro nalezení numerického řešení vlnové rovnice (1.7), který je založený na aproximaci diferenciálních operátorů. V 1D dvojitý gradient zvukového tlaku p, pro pozici $x = x_\mathrm{l}$, v časovém kroku n může být aproximován na hodnotu tlaku p nejbližšího souseda, diskrétního kroku (roztečí mříky) Δx, ale ve stejném časovém kroku n [7]. Pro 2D a 3D aplikujeme stejné aproximační zásady a získáme např. pro 2D diskrétní 2D vlnovou rovnici [5] :

$$\frac{\partial^2 p_{\mathrm{l,m}}}{\partial t^2} = \frac{p_{\mathrm{l,m}}[n+1] - 2p_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m}}[n-1]}{\Delta t^2}, \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial^2 p_{\mathrm{l,m}}}{\partial x^2} = \frac{p_{\mathrm{l+1,m}}[n] - 2p_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l-1,m}}[n]}{\Delta x^2}, \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial^2 p_{\mathrm{l,m}}}{\partial y^2} = \frac{p_{\mathrm{l,m+1}}[n] - 2p_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m-1}}[n]}{\Delta x^2}, \tag{3.3}$$

kde Δt je časový krok. Pro 3D prostor nám ještě přibude stejná rovnice pro souřadnici z. Kombinací 3.1 a 3.2 a rozdělením prostoru do příslušných prvků, pro 2D do čtvercových, pro 3D do kubických prvků, získáme vlnovou rovnici v následující obecné formě [7]:

$$p[n+1] = \mathbf{A}(p[n]) - p[n-1], \tag{3.4}$$

kde $\mathbf{A}$ je matice, vektor nebo skalár příslušných prvků N, podle zvoleného zobrazení. Pak můžeme napsat, že např. pro 2D zobrazení se vlnová rovnice rovná [5]:

$$\begin{aligned} p_{\mathrm{l,m}}[n+1] &= \lambda^2 \left(p_{\mathrm{l+1,m}}[n] + p_{\mathrm{l-1,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m+1}}[n] + p_{\mathrm{l,m-1}}[n] \right) \\ &+ 2(1-\lambda^2) p_{\mathrm{l,m}}[n] - p_{\mathrm{l,m}}[n-1], \end{aligned} \tag{3.5}$$

kde λ je Courantovo číslo, p je vektor elementů N a $\mathrm{l,m}$ je příslušný index ke Kartézským souřadnicím $\mathrm{x,y}$. Pro 3D zobrazení nám přibude 3. rozměr v ose z a bude označen indexem i. Zde $p_{\mathrm{l,m}}[n]$ představuje mřížkovou funkci aproximující řešení $p(\mathrm{l,m,t})$ vlnové rovnice na pozici ($x = l\Delta x$, $y = m\Delta x$) v čase $t = nT$.

Courantovo číslo definuje vztah mezi roztečí mřížky a vzorkovací frekvencí. Courantovo číslo je uvedeno v následujícím vztahu [5]:

$$\lambda = \frac{cT}{\Delta x}. \tag{3.6}$$

Zde $p_{\mathrm{l,m}}[n]$ představuje mřížkovou funkci aproximující řešení $p(x, y, t)$ vlnové rovnice na pozici ($x = l\Delta x$, $y = m\Delta x$) v čase $t = nT$.

3.1 Kompaktní FDTD systém

Pod pojmem kompaktní systém si můžeme představit systém, který bude řešit (simulovat) všechny námi zadané požadavky. Kompaktní FDTD systém podle aproximace můžeme rozdělit na explicitní a implicitní systémy. Explicitní metody vypočítávají stav systému v následujícím kroku z předešlé a aktuální diskrétní hodnoty. Implicitní systémy také hledají řešení vlnové rovnice v následujícím kroku a navíc zjistí budoucí stav systému. K vyřešení explicitních a implicitních systémů se využívají pod-metody (techniky). Můžeme je rozdělit na dvě kategorie, podle použití příslušného systému:

- explicitní pod-metody (SLF, RLF, IDWM, IISO, IWB),
- implicitní pod-metody (MFI, FOA, OI).

Kompaktní implicitní systém se tak často nepoužívá ve zvukovém kontextu, pravděpodobně v důsledku rozsáhlých výpočtů na každý časový krok. Nicméně, je možné využít pro rodinu kompaktních implicitních systémů techniku ADI (*alternating direction implicit*). Tato technika je charakterizována zvýšenou účinností pro dobře stanovené explicitní systémy pro simulace, které vyžadují vysokou přesnost, což pak činí kompaktní explicitní systémy jako důležitou volbu pro zvukové aplikace na vysokých vzorkovacích frekvencích [5]. V následujícím textu získáme podrobnější informace o těchto pod-metodách.

3.1.1 2D Kompaktní FDTD systém

Tato kapitola diplomové práce se soustřeďuje na podrobnější problematiku 2D aproximace s využitím kompaktního FDTD systému, které můžeme aplikovat např. na 2D prostory a modelování membrán. Základem akustického modelování pomocí FDTD je, jak již bylo řečeno, řešení vlnové rovnice, která určuje šíření zvukové vlny ve vzduchu(prostoru). Vlnová rovnice je pro 2D systém, $x - y$ Kartézský souřadnicový systém, dána:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right). \tag{3.7}$$

Pro pravoúhlé elementy je základní rovnice kompaktních implicitních pod-metod aproximována, tím získáme následující formulaci vlnové rovnice [5]:

$$\left[1 + a(\delta_{\mathrm{x}}^2 + \delta_{\mathrm{y}}^2) + a^2 \delta_{\mathrm{x}}^2 \delta_{\mathrm{y}}^2\right] \delta_{\mathrm{t}}^2 p_{\mathrm{l,m}}[n] = \lambda^2 \left[(\delta_{\mathrm{x}}^2 + \delta_{\mathrm{y}}^2) + b\delta_{\mathrm{x}}^2 \delta_{\mathrm{y}}^2\right] p_{\mathrm{l,m}}[n], \tag{3.8}$$

kde a a b jsou volné parametry. Diferenciální operátoři δ_{t}^2, δ_{x}^2 a δ_{y}^2 jsou definovány jako [5]:

$$\delta_{\mathrm{t}}^2 p_{\mathrm{l,m}}[n] \equiv p_{\mathrm{l,m}}[n + 1] - 2p_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m}}[n - 1], \tag{3.9}$$

$$\delta_{\mathrm{x}}^2 p_{\mathrm{l,m}}[n] \equiv p_{\mathrm{l+1,m}}[n] - 2p_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l-1,m}}[n], \tag{3.10}$$

$$\delta_{\mathrm{y}}^2 p_{\mathrm{l,m}}[n] \equiv p_{\mathrm{l,m+1}}[n] - 2p_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m-1}}[n]. \tag{3.11}$$

3.1.2 Explicitní systémy

Nastavením parametru $a = 0$ v rovnici 3.8 získáme výsledek 2D vlnové rovnice pro explicitní systémy. Rovnice je uvedena v následujícím vztahu:

$$\delta_{\mathrm{t}}^2 p_{\mathrm{l,m}}[n] = \lambda^2 \left[(\delta_{\mathrm{x}}^2 + \delta_{\mathrm{y}}^2) + b\delta_{\mathrm{x}}^2 \delta_{\mathrm{y}}^2 \right] p_{\mathrm{l,m}}[n]. \tag{3.12}$$

Aplikováním diferenciálních operátorů do rovnice 3.12 získáme základní rovnici explicitního systému pro výpočet určité hodnoty tlaku bodu v určitém čase:

$$\begin{aligned} p_{\mathrm{l,m}}[n+1] &= d_1 \left(p_{\mathrm{l+1,m}}[n] + p_{\mathrm{l-1,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m+1}}[n] + p_{\mathrm{l,m-1}}[n] \right) \\ &+ d_2 \left(p_{\mathrm{l+1,m+1}}[n] + p_{\mathrm{l+1,m-1}}[n] + p_{\mathrm{l-1,m+1}}[n] + p_{\mathrm{l-1,m-1}}[n] \right) \\ &+ d_3 p_{\mathrm{l,m}}[n] - p_{\mathrm{l,m}}[n-1], \end{aligned} \tag{3.13}$$

kde hodnoty koeficientů d_1, d_2 a d_3 se vypočítají podle následujících vztahů:

$$d_1 = \lambda^2(1 - 2b), \tag{3.14}$$

$$d_2 = \lambda^2 b, \tag{3.15}$$

$$d_3 = 2(1 - 2\lambda^2 + 2\lambda^2 b). \tag{3.16}$$

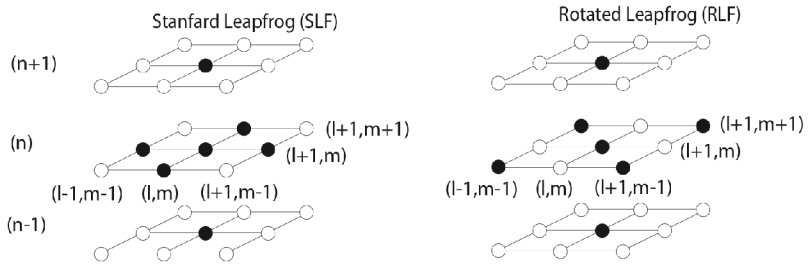
K výpočtu těchto parametrů potřebujeme hodnotu volného parametru b, které jsou zobrazeny v Tab. 3.1 podle příslušných explicitních pod-metod [5].

Tab. 3.1: Tabulka parametrů explicitních technik pro 2D prostor

	Standart Leapfrog (SLF)	Rotated Leapfrog (RLF)	Interp. DWM (IDWM)	Interp. Isotropic (ISSO)	Interp. Isotropic $\lambda^2 = 0.5$	Interp. Wideband (IWB)
a	0	0	0	0	0	0
b	0	$\frac{1}{2}$	0.1879	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$
λ	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	1	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{3}{4}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	1
d_1	$\frac{1}{2}$	0	0.3103	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$
d_2	0	$\frac{1}{2}$	0.0949	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{4}$
d_3	0	0	0.3794	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	-1

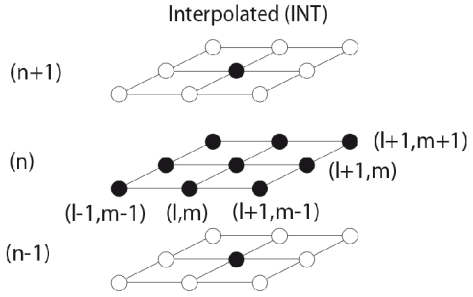
SLF (*standard leapfrog*) je pod-metoda, která má parametr $b = 0$, hodnotu Courantova čísla $\sqrt{\frac{1}{2}}$ a využívá pro upravení hodnoty akustického tlaku sousední body pouze v axiálním směru.

RLF (*rotated leapfrog*) je pod-metoda, která mám stejnou hodnotu parametru b, avšak hodnota Courentova čísla je 1 a pro upravení hodnoty akustického tlaku využívá sousední body v diagonálních směrech. Můžeme vlastně říct, že RLF je o 45° otočená metoda SLF. Obě tyto metody používají "6-ti bodovou"časově-prostorovou mřížku k upravení nové hodnoty akustického tlaku v bodě v čase $[n + 1]$. Šablony pro výpočet SLF a RLF můžeme vidět na Obr. 3.1.



Obr. 3.1: Šablony pro výpočet hodnoty akustického tlaku v bodě $[n+1]$ pod-metody SLF a RLF [5]

Pro pod-metody, které mají nenulové hodnoty parametru b můžeme říct, že jde o spojení RLF a SLF pod-metod do jedné metody, které jsou navzájem pootočeny o 45°. Pod-metody, které mají parametr $a = 0$ a $0 < b < \frac{1}{2}$ můžeme nazvat jako "interpolované"pod-metody. Šablona pro výpočet interpolovaných metod je zobrazena na Obr. 3.2, kde můžeme vidět, že interpolované metody používají k výpočtu upravené hodnoty akustického tlaku všechny nejbližší sousední body. Do této kategorie patří pod-metody IISO (*interpolated isotropic*) a IDWM (*interpolated digital waveguide mesh*), které používají stejné šablony. Poslední explicitní pod-metodou je IWB (*interpolated wideband*), která podle uvedených zdrojů dokáže jako jediná pod-metoda obsáhnout celé dostupné frekvenční zvukové pásmo [5].



Obr. 3.2: Šablona pro výpočet hodnoty akustického tlaku v bodě $[n + 1]$ interpolovaných pod-metod SLF a RLF [5]

3.1.3 Implicitní systémy

V předchozí kapitole 3.1 bylo řečeno, že implicitní systémy k řešení vlnové rovnice využívají ADI techniku, která spoléhá na řešení a nastavení tří-diagonálních rovnic. Pomocí diferenciálních operátorů a matematických úprav získáme potřebné rovnice pro výpočet hodnot tlaků bodů implicitního systému. Potřebné rovnice jsou uvedeny v následujících vztazích:

$$a(p_{\mathrm{l}+1,\mathrm{m}}[n+1] * -cp_{\mathrm{l,m}}[n+1] * +p_{\mathrm{l}-1,\mathrm{m}}[n+1]*) = d(p_{\mathrm{l,m}+1}[n] - ep_{\mathrm{l,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m}-1}[n]), \tag{3.17}$$

$$\begin{aligned} a(p_{\mathrm{l,m}+1}[n+1] \quad &- \quad cp_{\mathrm{l,m}}[n+1] + p_{\mathrm{l,m}-1}[n+1]) = p_{\mathrm{l}+1,\mathrm{m}}[n+1] * +f(p_{\mathrm{l,m}+1}[n] \\ &+ \quad p_{\mathrm{l,m}-1}[n]) + gp_{\mathrm{l,m}}[n] - a(p_{\mathrm{l}+1,\mathrm{m}}[n-1] - cp_{\mathrm{l,m}}[n+1] \\ &+ \quad p_{\mathrm{l}-1,\mathrm{m}}[n+1]), \end{aligned} \tag{3.18}$$

kde c, d, e, f, g jsou koeficienty, které vypočítáme podle vztahů:

$$c = 2 - \frac{1}{a}, \tag{3.19}$$

$$d = \frac{\lambda^2(a-b)}{a}, \tag{3.20}$$

$$e = (2 + \frac{1}{a-b}), \tag{3.21}$$

$$f = 2a + \frac{\lambda^2 b}{a}, \tag{3.22}$$

$$g = 2 - 4a + \frac{\lambda^2}{a}(1-2b). \tag{3.23}$$

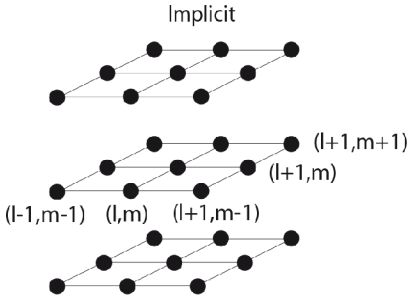
Hodnoty parametrů a a b jsou uvedeny v Tab. 3.2. Pro rychlé řešení (rychlou implementaci) výpočtu tří-diagonálních rovnic implicitního systému je vhodné použít tzv. Thomsonův algoritmus [5], který je zjednodušenou podobou Gaussovy eliminace. Všechny uváděné implicitní pod-metody využívají stejnou šablonu pro upravení hodnoty akustického tlaku bodů v následujícím čase. Na Obr. 3.3 můžeme vidět zobrazení, že všechny sousední body v čase a prostoru jsou použity k upravení hodnot akustického tlaku.

3.2 Odraz od hranice FDTD

Odraz od hranice v akustických prostorech hraje velice významnou roli. Udává nám problém, jak formulovat potřebnou aproximaci hranic. V akustických prostorech mohou nastat dvě možnosti odrazu, a to buď odrazem od samotné hranice v prostoru,

Tab. 3.2: Tabulka parametrů implicitních technik pro 2D prostor

	Maximally Flat Implicit (MFI)	Fourth-order Accurate (FOA)	Optimum Implicit (OI)
a	$\frac{1}{4} - \frac{1}{2\sqrt{3}}$	$\frac{1-\lambda^2}{12}$	0.0492
b	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	0.228
λ	1	$\sqrt{3}-1$	0.77



Obr. 3.3: Šablona pro výpočet hodnoty akustického tlaku v bodě $[n+1]$ implicitních systémů [5]

a nebo od překážky umístěné v místě směru postupující vlny. Difrakce je další fyzikální jev, který bychom neměli zanedbat, neboť nastane např. při naražení vlny na ostrý okraj (roh) překážky. Tímto jevem se vlna začne tzv. ohýbat. Na problematiku hranic nebo překážek můžeme nahlédnout ze dvou úhlu, jako na ideální frekvenčně nezávislé nebo reálné frekvenčně závislé hranice.

3.2.1 Lokální odrazivé plochy

V celé kapitole budeme předpokládat, že odrazivé plochy hranic jsou rovinné, a tedy můžeme zanedbat drsnosti povrchů. Odrazivé hranice můžeme modelovat jako tzv. lokální odrazivé plochy (locally reacting surface) známé pod zkratkou LRS. LRS předpokládá, že normálová složka rychlosti částic na povrchu zdi závisí na akustickém tlaku na ni přicházející (přímý element). Nepředpokládá se žádný akustický tlak od sousedních bodů (elementů) vlivem rozšiřování vibrací v paralelním směru podél povrchu. Když zvážíme cestu zvukové vlny ve směru osy x, tak se hraniční impedance Z_ω týká akustického tlaku zdi podle následujícího vztahu [5]:

$$p = Z_\omega u_\mathrm{x}, \tag{3.24}$$

kde p zmiňovaný tlak a v_{x} je rychlostní složka,která je normálová k povrchu hranice. Pro hranice v normálovém směru k ose x, můžeme napsat rovnici pro zachování momentu hybnosti [5]:

$$\frac{\partial p}{\partial \mathrm{x}} = -\rho \frac{\partial v_{\mathrm{x}}}{\partial \mathrm{t}}. \tag{3.25}$$

Matematickou úpravou obou stran získáme:

$$\frac{\partial p}{\partial \mathrm{t}} = Z_{\omega} \frac{\partial v_{\mathrm{x}}}{\partial \mathrm{t}}. \tag{3.26}$$

Další matematickou úpravou, nahrazením $\frac{\partial v_{\mathrm{x}}}{\partial \mathrm{t}}$ v rovnici 3.25 rovnicí 3.26, získáme hraniční podmínku pouze po dobu akustického tlaku:

$$\frac{\partial p}{\partial \mathrm{t}} = -c\xi_{\omega} \frac{\partial p}{\partial \mathrm{x}}, \tag{3.27}$$

kde ξ_{ω} je normálová hodnota impedance zdi, známá také jako konkrétní akustická impedance (1.16).

3.2.2 Frekvenčně nezávislé hranice - 2D Formulace

FDTD hraniční model LRS můžeme získat aproximováním diferenciální rovnice prvního řádu v rovnici 3.27 pomocí diferenciálních operátorů:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_{\mathrm{l}+1,\mathrm{m}}[n] - p_{\mathrm{l}-1,\mathrm{m}}[n]}{2\Delta x}, \tag{3.28}$$

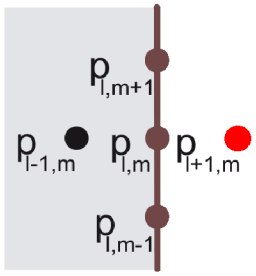
$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_{\mathrm{l,m}}[n+1] - p_{\mathrm{l,m}}[n-1]}{2\Delta x}. \tag{3.29}$$

Výsledná rovnice může být napsána jako rovnice výpočtu hodnoty akustického tlaku tzv. "imaginárního bodu", který je pro příklad pravé hranice (Obr. 3.4) umístěn mimo simulovanou oblast (označen červenou barvou),

$$p_{\mathrm{l}+1,\mathrm{m}}[n] = p_{\mathrm{l}-1,\mathrm{m}}[n] + \frac{1}{\lambda\xi_{\omega}}(p_{\mathrm{l,m}}[n-1] - p_{\mathrm{l,m}}[n+1]). \tag{3.30}$$

Eliminováním imaginárního bodu ve 2D vlnové rovnici 3.5 pomocí rovnice 3.30 získáme 2D hraniční upravovací rovnici hodnoty akustického tlaku bodu pro pravou hranici:

$$\begin{aligned} p_{\mathrm{l,m}}[n+1] &= [2(1-2\lambda^2)p_{\mathrm{l,m}}[n]\lambda^2(p_{\mathrm{l,m}+1}[n]p_{\mathrm{l,m}-1}[n]) + 2\lambda^2 p_{\mathrm{l}-1,\mathrm{m}}[n] \\ &+ (\frac{\lambda}{\xi_{\omega}} - 1)p_{\mathrm{l,m}}[n-1]]/(1+\frac{\lambda}{\xi_{\omega}}). \end{aligned} \tag{3.31}$$



Obr. 3.4: Zobrazení hraničních bodů prostoru (pravá hranice)

3.2.3 Frekvenčně nezávislé hranice - 1D Formulace

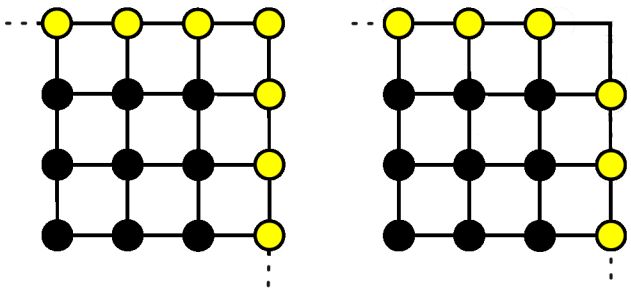
Použijeme-li předpoklad, že se vlna na hranici šíří pouze ve směru osy x, můžeme v tomto případě z 2D vlnové rovnice odvodit 1D rovnici. Základním bodem pro derivaci je, že 1D hraniční model LRS je to samé jako 2D model. Díky tomu získáme opět rovnici 3.30. Imaginární bod eliminujeme 1D vlnovou rovnicí:

$$p_{\mathrm{l}}[n+1] = \lambda^2(p_{\mathrm{l}+1}[n] + p_{\mathrm{l}-1}[n] + 2(1-\lambda^2)p_{\mathrm{l}}[n] - p_{\mathrm{l}}[n-1]. \tag{3.32}$$

Tato matematická operace nám zajistí konečnou rovnici pro upravení hodnoty akustického tlaku příslušného bodu:

$$\begin{aligned} p_{\mathrm{l,m}}[n+1] &= \left[2\lambda^2 p_{\mathrm{l}-1,\mathrm{m}}[n] + 2(1-\lambda^2)p_{\mathrm{l,m}}[n] + (\frac{\lambda}{\xi_\omega} - 1)p_{\mathrm{l,m}}[n-1]\right] \\ &/ \quad (1+\frac{\lambda}{\xi_\omega}). \end{aligned} \tag{3.33}$$

Tato implementace je pro algoritmus velice vhodná, jak můžeme vidět na Obr. 3.5, hraniční body nejsou závislé na okolních hraničních bodech, ale pouze na bodě, který přistupuje vlna k hranici.



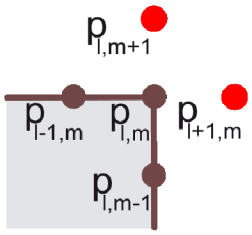
Obr. 3.5: Zobrazení hraničních bodů prostoru a) 2D formulace, b) 1D formulace

3.2.4 Frekvenčně nezávislé hranice - Rohy

Posledním "speciálním"typem hranice je roh. Představme si vlnu, která postupuje ve směru osy x a narazí na roh překážky (místnosti), její energie nešíří zpět pouze ve směru osy x, ale také ve směru osy y. Díky tomuto faktu nemůžeme využít pro výpočet odrazu rohu 1D formulaci. Použijeme tedy 2D formulaci, která musí splňovat dvě hraniční podmínky:

$$\frac{\partial p}{\partial \mathrm{t}} = -c\xi_{\mathrm{x}}\frac{\partial p}{\partial \mathrm{x}}, \tag{3.34}$$

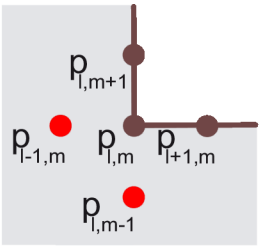
$$\frac{\partial p}{\partial \mathrm{t}} = -c\xi_{\mathrm{y}}\frac{\partial p}{\partial \mathrm{y}}. \tag{3.35}$$



Obr. 3.6: Zobrazení venkovního pravého horního rohu (roh místnosti)

Následným nahrazením imaginárních bodů v 2D vlnové rovnici 3.5 pomocí diskrétní podoby rovnic 3.34, 3.35 získáme výslednou rovnici pro upravení hodnoty akustického tlaku v daném bodě, přesněji rohu:

$$\begin{aligned} p_{\mathrm{l,m}}[n+1] &= [2\lambda^2(p_{\mathrm{l-1,m}}[n] + p_{\mathrm{l,m-1}}[n]) + 2(1-\lambda^2)p_{\mathrm{l,m}}[n] \\ &+ (\frac{\lambda}{\xi_x}\frac{\lambda}{\xi_y} - 1)p_{\mathrm{l,m}}[n-1]]/(1 + \frac{\lambda}{\xi_x}\frac{\lambda}{\xi_y}). \end{aligned} \tag{3.36}$$



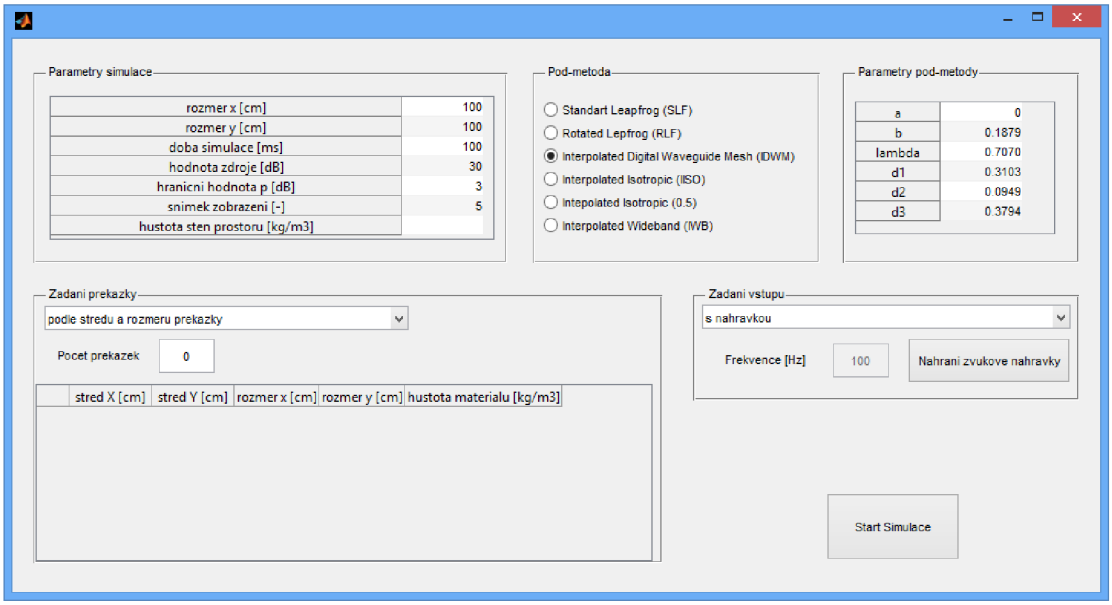
Obr. 3.7: Zobrazení venkovního levého dolního rohu (např. roh překážky)

Podle rovnice 3.36 může být upravena hodnota akustického tlaku rohu, který je pravý, venkovní a je zobrazen na Obr. 3.6. Pro ostatní rohy zůstává rovnice pro upravení hodnoty akustického tlaku stejná, jenom se mění příslušné indexy sousedních rohů.

Pro vnitřní rohy (např. rohy překážky umístěné v prostoru) platí, že jejich hodnotu můžeme vypočítat pomocí 2D vlnové rovnice 3.5, která vyhovuje hraničním podmínkám, jelikož nemáme žádné imaginární body. Zobrazení bodů pro výpočet upravené hodnoty akustického tlaku je uveden na Obr. 3.7.

4 REALIZACE ALGORITMU FDTD

Výstupem semestrálního projektu je podle zadání nastudování a reprezentování výpočetních metod akustických prostorů založených na vlnovém modelu. Dále je zde důraz, kladen na metodu FDTD a její pod-metody. Následujícím bode zadání je vytvořit algoritmus, který umožňuje podrobně simulovat jevy při šíření zvuku v uzavřeném prostoru metodou vlnového modelu FDTD, zejména odraz zvukové vlny od překážky, difuze a difrakce zvukové vlny. Algoritmus je vytvořený v prostředí MATLAB a vychází z teoretických poznatků metody FDTD (kapitola 3) se zaměřením na explicitní systémy (kapitola 3.1.2) ve 2D. Postup vytvořeného algoritmu simulace FDTD metody je pojmenovaný *FDTD explicitni.m* a je popsán v následující kapitole 4.1. Pro tento uvedený algoritmus bylo také vytvořeno grafické rozhraní, které je zobrazeno na Obr. 4.1.



Obr. 4.1: Grafické rozhraní algoritmu metody FDTD

4.1 Implementace algoritmu

Algoritmus FDTD je rozdělen do několika částí podle příslušných funkcí:

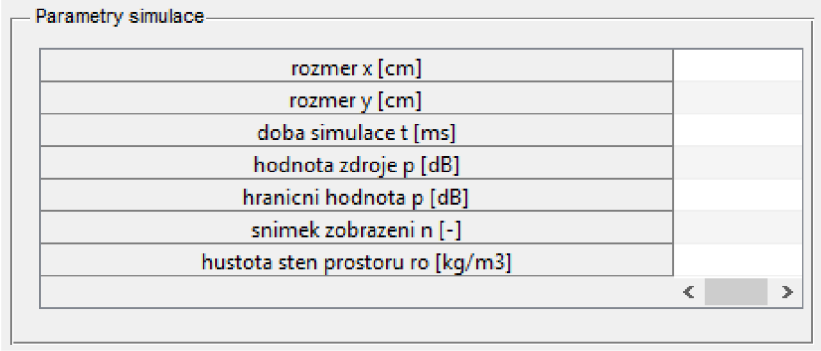
- zadání základních a vstupních parametrů simulace,
- umístění zdroje zvuku do prostoru,
- umístění překážek do prostoru,
- umístění přijímače do prostoru,
- výpočet simulace pomocí metody FDTD,

- zobrazení výsledků simulace.

4.1.1 Zadání základních a vstupní parametrů simulace

Na začátku algoritmu uživatel nadeklaruje libovolné vstupní hodnoty uzavřeného prostoru (Obr. 4.2):

- rozměry simulovaného prostoru x, y v cm,
- dobu simulace t v ms,
- hodnotu akustického tlaku zdroje p_{zdroj} v dB,
- hustotu materiálu stěn a překážek ρ v kg/m^3.

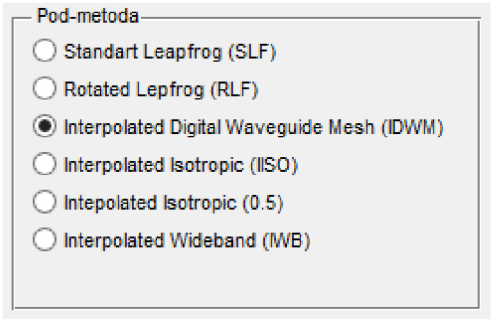


Obr. 4.2: Zadání vstupních parametrů

Dále si uživatel zvolí jakou pod-metodu chce pro výpočet simulace použít (Obr. 4.3), počet překážek a jak bude zadávat překážky (podle středu a rozměrů překážky, nebo podle souřadnic rohů). Dalším bodem výběru je, zda-li chce uživatel výsledek simulace aplikovat na nějakou zvukovou nahrávku, či ne. Následně zadá hodnotu hraničního tlaku (p_{hranicni} v dB), který slouží k zahazování hodnot pod touto hranicí. Jako poslední parametr zadá hodnotu uložení kroku simulace (snímek zobrazení) n, která slouží v části zobrazení a určuje kolikátý snímek se bude zobrazovat. Například při hodnotě 10 se nám při zobrazování bude zobrazovat každý 10. snímek simulace.

Na základě těchto zadaných parametrů se provádí další potřebné výpočty základního nastavení simulace. Nejdříve se provede výpočet vlnové délky. Výpočet vlnové délky se provede podle vztahu 1.1, kde se za frekvenci f dosadí maximální vzorkovací frekvence vlnové metody, která se rovná vzorkovací frekvenci kritického kmitočtu akustického uzavřeného prostoru. Dalším bodem je výpočet velikosti prostorového elementu. K výpočtu velikosti prostorového elementu na ose x (poměr_{x}) získáme pomocí následující rovnice:

$$\text{poměr}_{\text{x}} = \frac{\lambda}{X}, \tag{4.1}$$



Obr. 4.3: Výběr pod-metody FDTD

kde X znamená přesnost simulace FDTD. Jak již bylo zmíněno v kapitole 3 pro správnost simulace stačí, aby přesnost X nabývala hodnot 10 - 20. Hodnota může být samozřejmě vyšší, znamenalo by to větší přesnost a detailnost výpočtu, ale mnohem vyšší výpočetní zatížení, které již tak vzrůstá s rostoucí frekvencí. Výpočet hodnoty prostorového elementu na ose y se provádí souhlasně [8].

Dalším krokem simulace je výpočet počtu bodů (prostorových elementů) prostoru. Jelikož jsou výpočty bodů shodné, uvedeme si opět jenom výpočet v ose x. Hodnotu počtu bodů v ose x získáme z následující rovnice:

$$\text{počet bodů}_{\text{x}} = \frac{\text{délka prostoru}_{\text{x}}}{\text{poměr}_{\text{x}}}, \tag{4.2}$$

Nyní již známe rozměry tzv. mřížky uzavřeného prostoru. Mřížka je počtem elementů shodná s velikostí dvourozměrné matice P, která bude představovat mřížku jednoho časového kroku simulace. Počet časových kroků simulace zjistíme z:

$$\text{t}_{\text{jeden krok}} = \frac{\text{poměr}_{\text{x}}}{\text{c}} \cdot X = \frac{\frac{\lambda}{X}}{\text{c}} \cdot X = \frac{\frac{\text{c}}{f_{vz}}}{\text{c}} = \frac{1}{f_{vz}}, \tag{4.3}$$

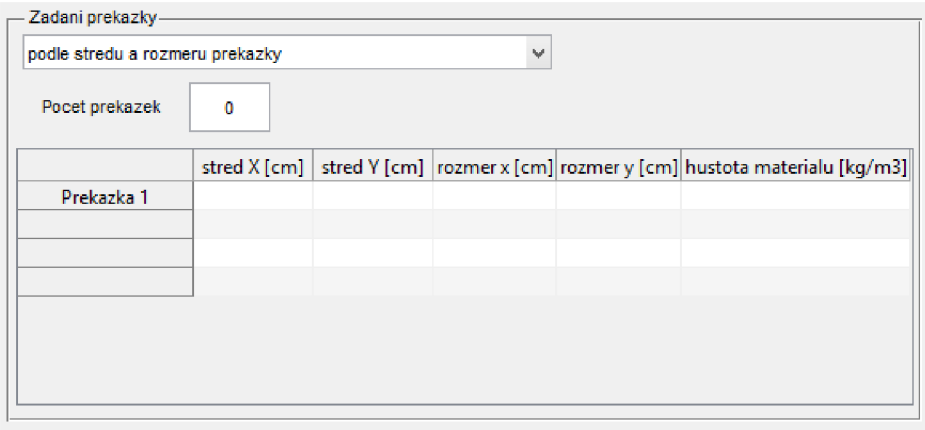
$$\text{n}_{\text{simulace}} = t_{simulace} * \text{t}_{\text{jeden krok}} = \frac{t}{f_{vz}}. \tag{4.4}$$

Díky uvedeným výpočtům získáme z dvourozměrné matice P matici třírozměrnou, kde 3. osa z znamená počet časových kroků simulace. Pro výpočet simulace však nebudeme používat celou 3D matici, ale pouze 3 vrstvy, které nám zajistí správnost výpočtu. Následně se tato matice naplní minimální hodnotou akustického tlaku $\text{p}_{00} = 2 * 10^{-5}\text{Pa} = 0$ dB. Více informací o průběhu výpočtu a ukládání výsledků se dozvíme níže, kapitola 4.1.3

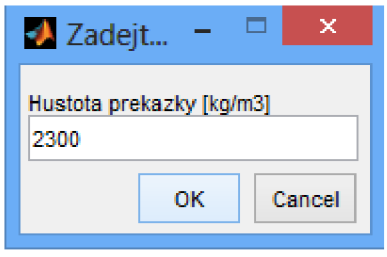
4.1.2 Umístění zdroje zvuku, překážky v místnosti, přijímače

Jak již bylo zmíněno před samotným zadáním zdroje zvuku, překážky v místnosti a přijímače si uživatel ještě zvolí, jak a kam chce překážky v místnosti umístit. Zadání umístění zdroje a přijímače probíhá vždy pomocí kurzoru. U zadávání překážek máme na výběr ze dvou možností:

- Zadání překážek v místnosti podle souřadnic středů překážky a jejich rozměrů (Obr. 4.4).
- Zadání překážky podle rohů pomocí kurzoru a následné uvedení hustoty překážky (Obr. 4.5).



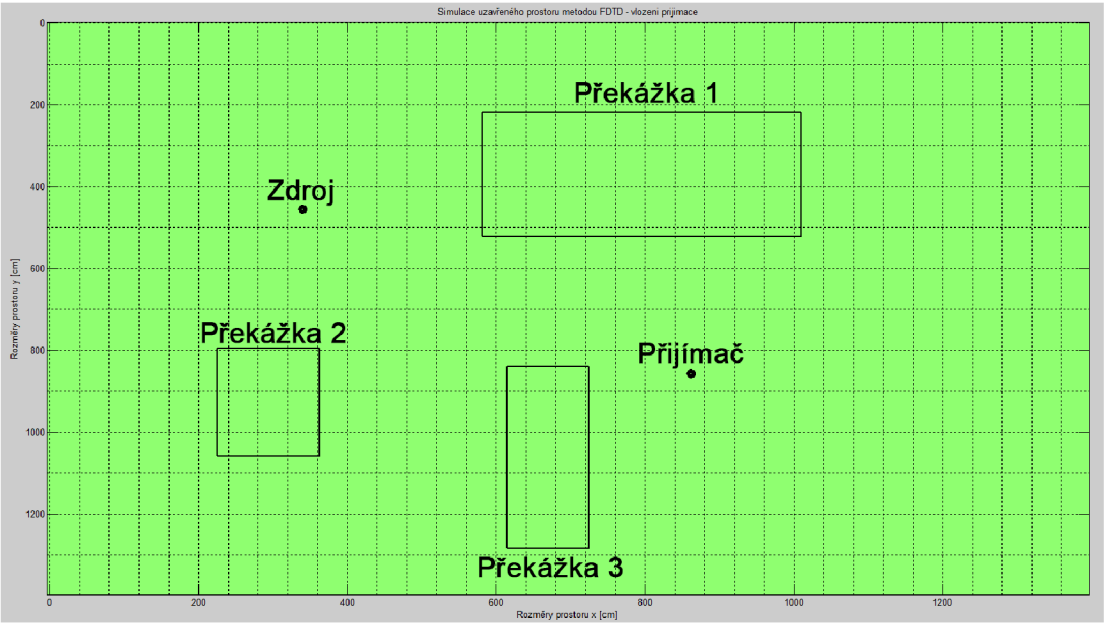
Obr. 4.4: Zadání umístění překážek podle středu, rozměrů, hodnoty hustoty překážky



Obr. 4.5: Zadání hodnoty hustoty překážky

První uvedený způsob zadávání probíhá ještě před samotným spuštěním simulace, po spuštění se nám zobrazí zadané překážky, poté zvolíme pomocí kurzoru umístění zdroje a přijímače a po stisknutí klávesy ENTER se nám spustí výpočet simulace. Druhý způsob zadávání probíhá již po spuštění simulace, kde zadávání

jednotlivých prvků jde v jiném pořadí. Nejprve si zvolíme umístění zdroje, překážek a nakonec umístění přijímače. Zadání probíhá do prázdného okna grafu o velikosti rozměrů uzavřené místnosti. Po každém umístění překážky musíme ještě zadat hodnotu hustoty materiálu překážky (Obr. 4.5). Po umístění přijímače (Obr. 4.6) je potřeba zadat klávesu ENTER pro spuštění výpočtu simulace. V této části simulace jsou již zavedeny podmínky pro kontrolu správnosti zadávání. Např. zadání umístění zdroje mimo simulovanou oblast, zadání rozměrů překážky větších než jsou rozměry simulované místnosti, atd...



Obr. 4.6: Zobrazení zadání umístění zdroje, překážek a přijímače do simulace FDTD pomocí kurzoru

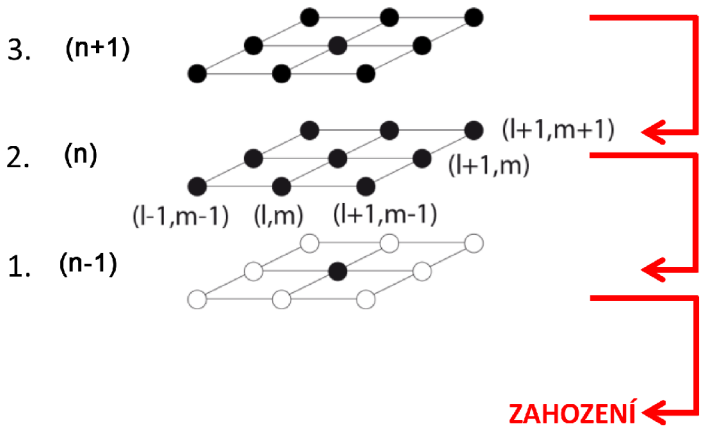
4.1.3 Výpočet simulace pomocí metody FDTD

Jak již bylo zmíněno v 4.1.1 k výpočtu následující hladiny mřížky simulace nám budou stačit 3 vrstvy:

- předchozí vrstva (časový krok n-1),
- aktuální vrstva (časový krok n),
- následující vrstva (časový krok n+1).

V druhé vrstvě (aktuální vrstvě) je uložena hodnota zdroje p zadaná uživatelem. Předchozí 2 vrstvy nám postačují k výpočtu jednotlivých bodů v následující 3. vrstvě. Díky tomu na konci výpočtu metody FDTD uděláme přeskupení vrstev (Obr. 4.7):

- předchozí vrstvu zahodíme,
- aktuální vrstvu přesuneme na pozici předchozí vrstvy,
- následující vrstvu přesuneme na aktuální vrstvu.

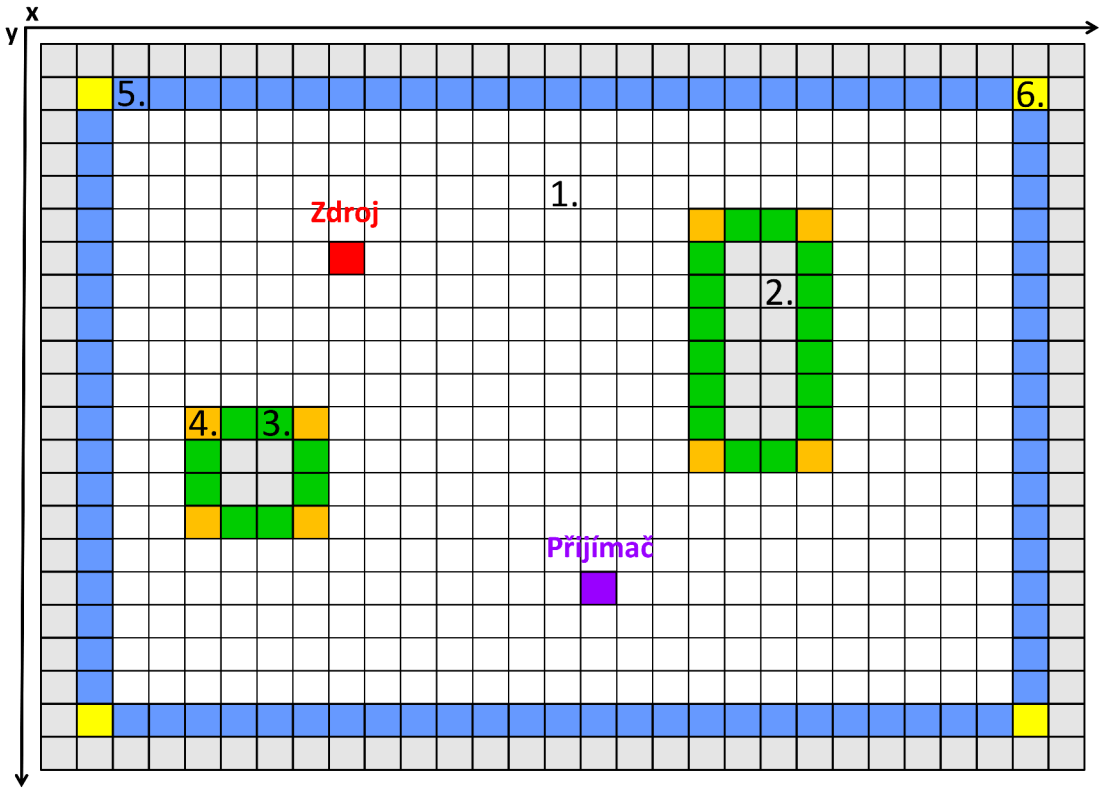


Obr. 4.7: Zobrazení přeskupení vrstev metody FDTD

Výpočet pak již pokračuje znovu až do konce doby simulace. Na základě přeskupování vrstev a zahazování předchozí vrstvy však přicházíme o výsledky simulace. Z toho důvodu je zde vytvořena tzv. výsledná matice P, do které se ukládá x-tý krok simulace zvolený uživatelem v kapitole 4.1.1, kterou budeme zobrazovat jako výsledek simulace. Pro výsledek přijímače v bodě nám však nestačí pouze každý x-tý výsledek, získali bychom pouze hrubý odhad výsledku impulsní odezvy prostoru (IR). Proto do přijímače ukládáme každou vypočtenou hodnotu akustického tlaku na jeho pozici.

Výše uvedené úlohy se provádí před a po samotném výpočtu následující vrstvy. Nyní si uvedeme, v jakém pořadí probíhá výpočet zmíněné vrstvy (Obr. 4.8):

1. Provedeme výpočet hodnoty akustického tlaku všech bodů v prostoru kromě hraničních bodů (stěn) podle vzorce 3.13.
2. Nahradíme hodnoty bodů uvnitř překážky minimální hodnotou akustického tlaku $p_{00} = 0$ dB.
3. Provedeme výpočet hraničních bodů překážky v horizontálním a vertikálním směru podle vzorce 3.33.
4. Provedeme výpočet hodnoty akustického tlaku pro jednotlivé rohy překážky (levý horní, pravý horní, levý dolní, pravý dolní) podle vzorce 3.5.
5. Provedeme výpočet hodnoty akustického tlaku hraničních bodů (stěn) uzavřené místnosti v horizontálním a vertikálním směru podle vzorce 3.33.
6. Provedeme výpočet hodnoty akustického tlaku pro jednotlivé rohy uzavřené místnosti (levý horní, pravý horní, levý dolní, pravý dolní) podle vzorce 3.36.



Obr. 4.8: Zobrazení pořadí výpočtu následující vrstvy

Po těchto výpočtech jedné vrstvy založených na metodě FDTD je potřeba ještě provést menší úpravy následující vrstvy. Hodnoty akustického tlaku, které jsou pod uživatelem uvedenou hranicí $p_{hranicni}$, jsou "zahozeny"a jsou nahrazeny hodnotou p_0. Následně je proveden výše zmíněný proces uložení vrstvy do výsledné matice a přesunutí matic na uvedené pozice, aby výpočet následující vrstvy mohl pokračovat znovu. Tento cyklický proces probíhá po celou dobu času simulace. Při odlaďování uvedeného algoritmu bylo zjištěno, že metoda FDTD má jednu menší chybu. V určitých bodech prostoru (mřížky) simulace se hodnota akustického tlaku "zacyklila". Hodnota akustického tlaku bodu nerovnoměrně kmitala kolem p_0 nad hranicí $p_{hranicni}$. Z toho důvodu byl počet 3 vrstev potřebných k výpočtu metody FDTD zvýšen na 5 vrstev, kdy se "cyklus"opakoval znova. Díky této úpravě algoritmu byla chyba odstraněna.

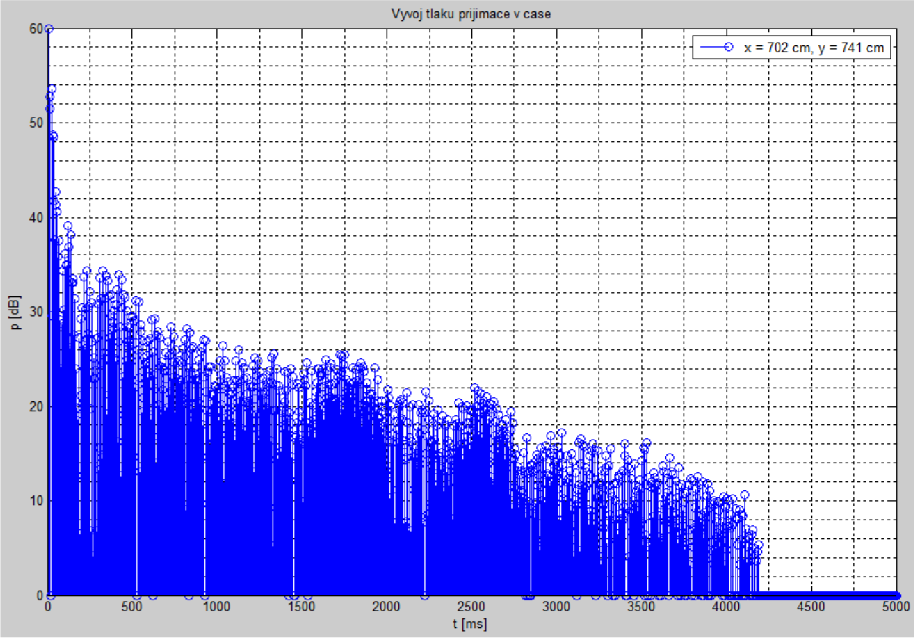
Posledním bodem výpočtové části algoritmu je aplikování vypočítané impulsní odezvy prostoru na uživatelem vybranou nahrávku (Obr. 4.9). Pokud uživatel nebude chtít výsledek aplikovat nahrávku, musím zvolit (uživatel), jako frekvenci chce v prostoru simulovat. V opačném případě je frekvence pro simulaci zjištěna z vybrané nahrávky. Výsledek získáme provedením konvoluce nahrávky a impulsní odezvy prostoru.

Obr. 4.9: Zvolení vstupního parametru nahrávky

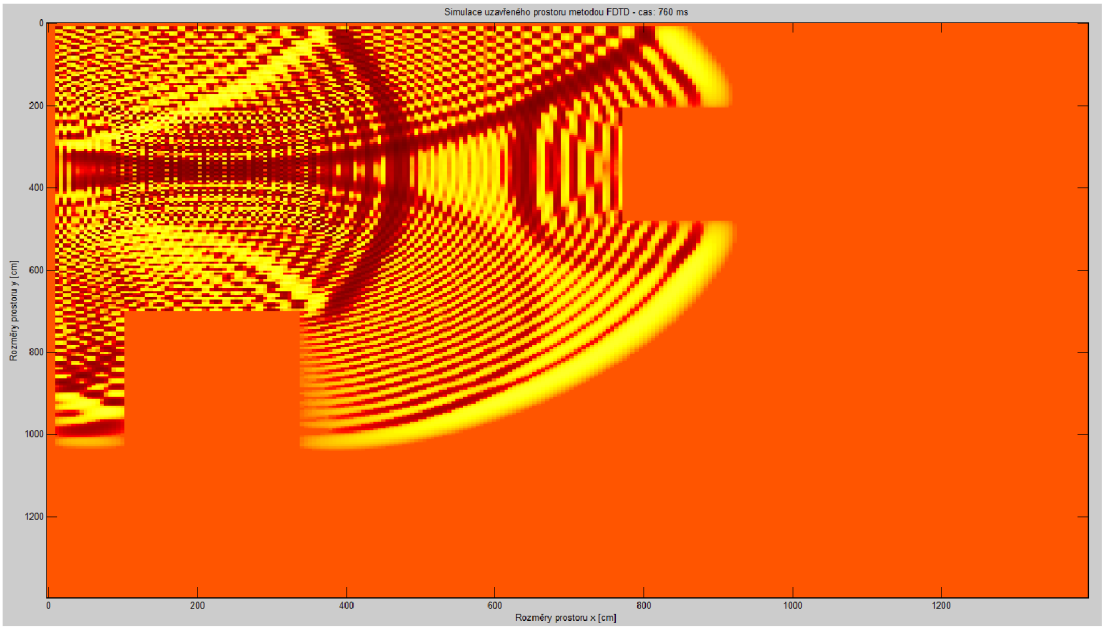
4.1.4 Zobrazení výsledků simulace

Poslední část algoritmu simulace metody FDTD je zobrazení výše uvedených výsledků. Máme 4 možné typy zobrazení výsledků:

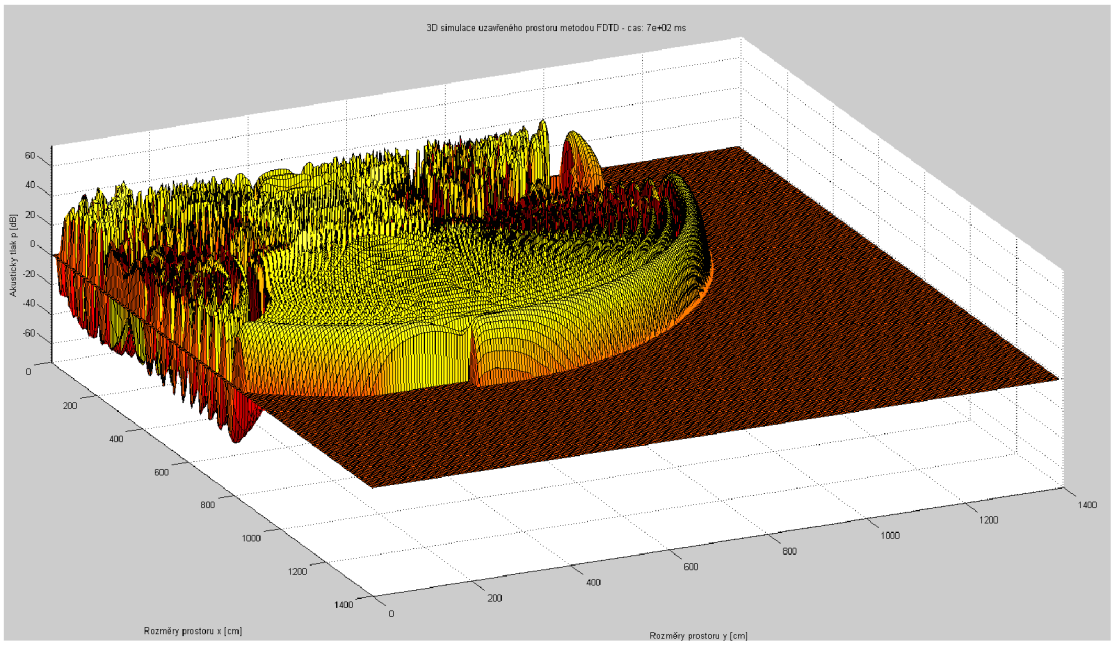
- Zobrazení impulsní odezvy prostoru, která byla při simulaci zachycena na pozici přijímače (Obr. 4.10).
- Zobrazení výsledku konvoluce nahrávky a impulsní odezvy prostoru.
- Zobrazení vypočítaného a uloženého výstupu 2D simulace (Obr. 4.11).
- Zobrazení vypočítaného a uloženého výstupu 2D simulace v 3D, kde na ose z je zobrazena hodnota tlaku jednotlivých bodů simulace (Obr. 4.12).



Obr. 4.10: Zobrazení impulsní odezvy prostoru, která byla při simulaci zachycena na pozici přijímače



Obr. 4.11: Zobrazení jednoho vypočítaného a uloženého kroku výstupu 2D simulace



Obr. 4.12: Zobrazení vypočítaného a uloženého výstupu 2D simulace v 3D, kde na ose z je zobrazena hodnota tlaku jednotlivých bodů simulace

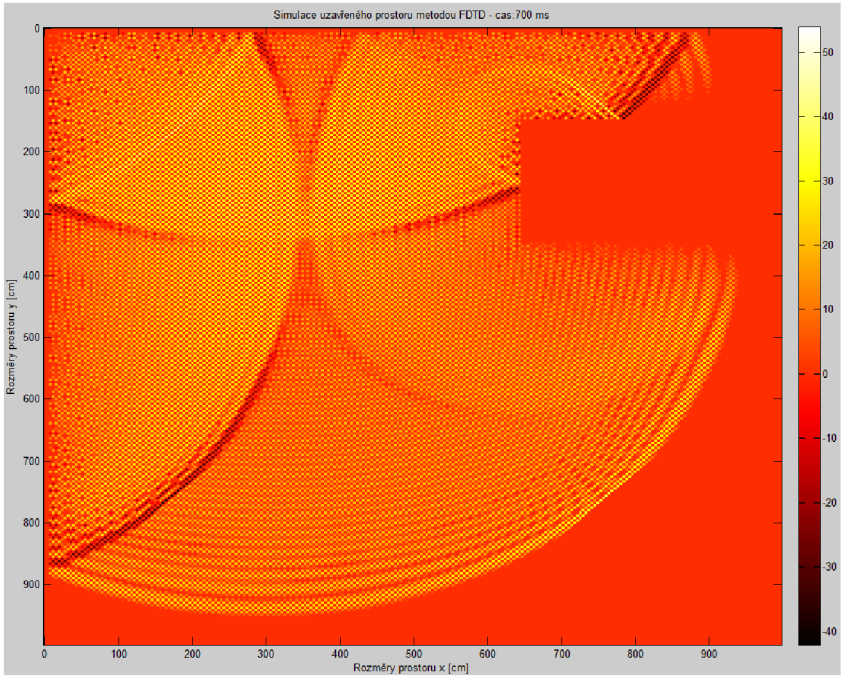
5 VÝSLEDKY SIMULACÍ

Poslední kapitola diplomové práce se zabývá zobrazením výsledků naprogramovaného algoritmu FDTD a jeho simulací. Bohužel si nemůžeme ověřit, zda tento algoritmus simuluje reálné (praktické) výsledky, protože v daném časovém intervalu řešení diplomové práce nebyly dostupné prostory pro praktické testování této metody. Z tohoto důvodu byla pozornost výsledků zaměřena na funkčnost a efektivnost metody FDTD. Při prvotních testech bylo zjištěno, že pod-metody mající hodnoty Courantova čísla vyšší jak $\sqrt{\frac{1}{2}}$ jsou pro 2D simulace nestabilní. Následným prostudováním literatury bylo zjištěno, že pro stabilitu systému v 2D je potřeba, aby hodnota Courantova čísla byla menší nebo rovno právě $\sqrt{\frac{1}{2}}$ [5]. Z tohoto důvodu byli hodnoty Courantova čísla u pod-metod RLF, ISSO, IWB sníženy na uvedenou hranici. Na základě předešlé úpravy jsme u ISSO simulovali pouze jednu ze dvou uvedených metod, protože byli shodné.

5.1 Výsledky zobrazení jednotlivých pod-metod

V této kapitole jsou zobrazeny výsledky jednotlivých explicitních pod-metod metody FDTD. Podmínky pro všechny pod-metody byly stejné, rozměry místnosti byli $x = 1000$ cm, $y = 1000$ cm, kmitočet $f = 350$ Hz. Do prostoru byla umístěna jedna překážka o velikosti 200 cm na souřadnicích $x = 750$ cm, $y = 250$ cm. Zdroj byl umístěn na souřadnicích $x = 300$ cm, $y = 300$ cm s hodnotou akustického tlaku $p = 60$ dB. Čas simulace (pro zobrazení) byl zvolen $t = 700$ ms. Hustota stěn prostoru a překážky byla zvolena $\rho = 2300$ kg/m^3 (beton). Zobrazení výsledku pod-metody SLF je zobrazeno na následujícím obrázku (Obr. 5.1). Zbytek výsledků jednotlivých pod-metod je zobrazen v PŘÍLOZE A.

Z obrázků výsledků můžeme vidět, že první dvě metody SLF a RLF v porovnání s ostatními nejsou tak "ostré". To je způsobeno jednotlivými technikami výpočtu, protože techniky SLF a RLF vypočítávají hodnotu bodu pouze ze 4 sousedních hodnot a ostatní metody využívají všechny okolní hodnoty. Dále jsou si pod-metody velice podobné, takže pouhým okem nerozeznáme jejich rozlišnosti.

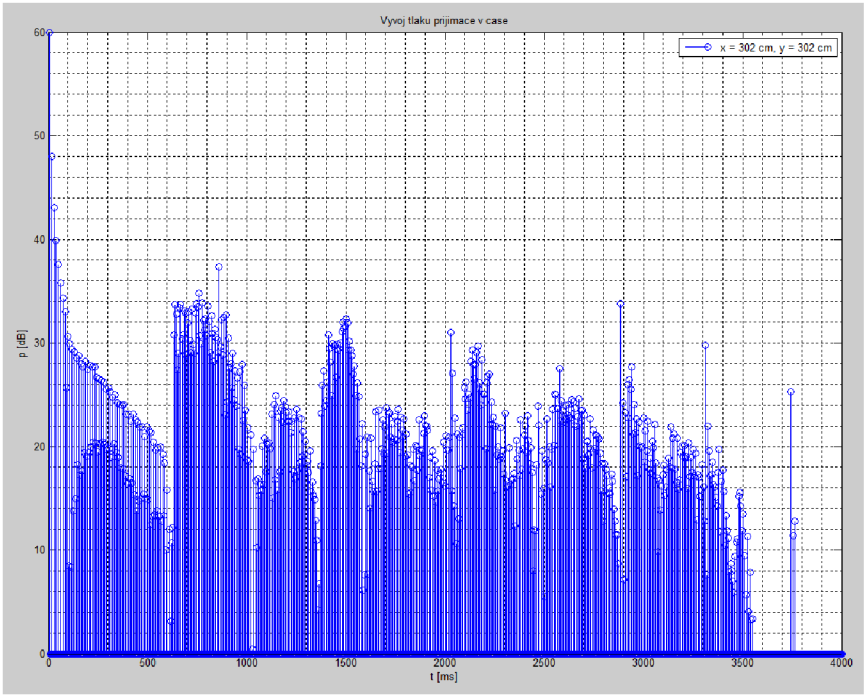


Obr. 5.1: Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody SLF

5.2 Výsledky impulsní odezvy prostoru jednotlivých pod-metod

Pro výsledky impulsní odezvy prostoru jednotlivých pod-metod jsme použili stejné parametry jako v předchozí kapitole (5.1). Čas simulace t jsme však prodloužili na 4000 ms. Zobrazení výsledku pod-metody SLF je zobrazeno na následujícím obrázku (Obr. 5.2). Zbytek výsledků jednotlivých pod-metod je zobrazen v PŘÍLOZE B.

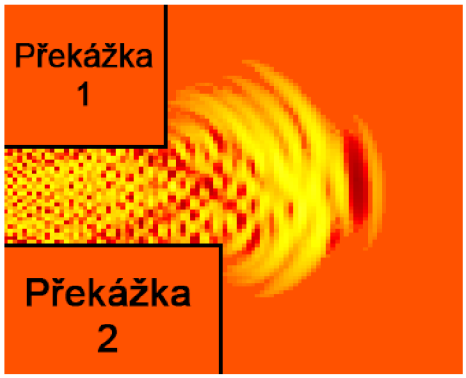
Z uvedených výsledků můžeme vidět znatelné rozdíly impulsních odezev jednotlivých pod-metod. Z výsledků můžeme vidět, že metoda IDWM a ISSO vypočítali impulsní odezvu prostoru v daném bodě zjistili pro kratší časový interval než metody SLF a RLF. Za to metoda IWB potřebuje ještě delší časový interval. Můžeme zatím pouze diskutovat, která z pod-metod se blíží k správnému výsledku. Z hlediska znalosti výpočtu metody FDTD můžeme usoudit, že metody IDWM a ISSO budou přesnější, protože k výpočtu hodnoty akustického tlaku bodu v prostoru využívají větší počet sousedních bodů.



Obr. 5.2: Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody SLF

5.3 Difrakce

Jedním bode zadání diplomové práce bylo nasimulovat jev difrakce. Algoritmus naprogramované metody FDTD je velice vhodný pro simulování tohoto jevu, v důsledku rozdělení prostoru do jednotlivých elementů a příslušnému výpočtu rohů dané metody. K simulování jevu difrakce jsme si vybrali difrakci (ohyb) vlny o roh překážky. Zmíněný jev je zobrazen na Obr. 5.3. Postup vlny od zdroje k rohu překážky až po následný jev je zobrazen v PŘÍLOZE C.

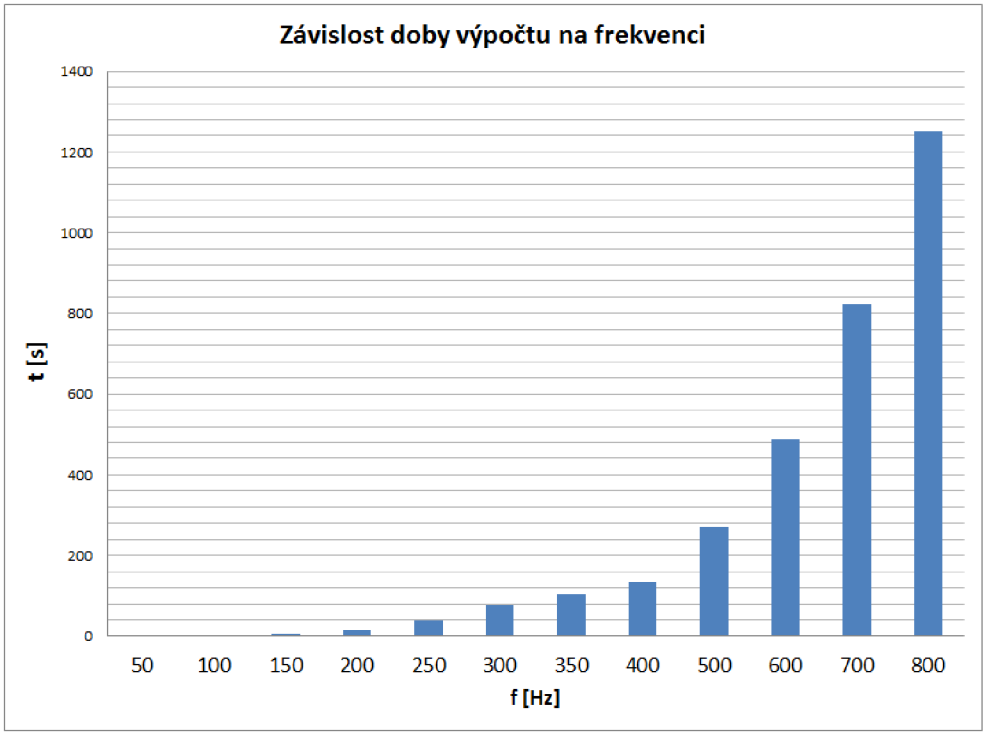


Obr. 5.3: Detail zobrazení jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM)

5.4 Výpočetní zatížení

S rostoucí frekvencí roste i počet bodů prostoru, tzn. čím více bodů máme tím více výpočtů proběhne. Můžeme tedy říct, že s rostoucí frekvencí roste i výpočetní náročnost algoritmu na daný hardware. V této kapitole byla zjištěna závislost rostoucí frekvence na čase potřebném pro výpočet metod FDTD. Zpracování probíhalo na dvou-jádrovém procesoru 2,4 GHz. V algoritmu však nelze použít paralelní zpracování, jelikož se počítané body odkazují na sousední body. Z toho vyplývá, že pro náš výpočet bylo použito pouze jedno jádro.

Velikost simulovaného prostoru byla stanovena na $x = 1400$ cm, $y = 1400$ cm, bez překážek, protože překážky dovolují úlevu výpočtu. Jinými slovy výpočet díky překážkám tolik nezatěžuje procesor, protože uvnitř překážek se žádné body nepočítají. Použitá pod-metoda je IDWM (využívá nejvíce bodů stejně jako ISSO) a čas simulace t bude stanoven na 7000 ms. Vypočítané výsledky závislosti jsou uvedeny v následující tabulce (Tab. 5.1) a grafu (Obr. 5.4).



Obr. 5.4: Zobrazení grafu doby výpočtu na vzrůstající frekvenci

Z naměřených výsledků (viz. Tab. 5.1) a grafu (Obr. 5.4) můžeme vidět, že vzrůstající posloupnost výpočetního času (výpočetního zatížení) vzrůstá s exponenciální podobností. Výpočetní čas metody je tedy převážně závislý na simulované frekvenci f. Dále pak tato závislost bude vzrůstat či klesat s velikostí prostoru a simulovanou

dobou času t. Výpočetní zatížení by mohlo také vzrůstat se zvyšováním přesnosti metody FDTD. Hodnotu máme nastavenou na horní hranici dostačující k správnému řešení metody FDTD, docházelo by tedy k tzv. "předimenzování". Tento fakt si, jak již bylo řečeno, bohužel nemůžeme ověřit prakticky.

Tab. 5.1: Tabulka hodnot závislosti času výpočtu na frekvenci

f [Hz]	50	100	150	200	250	300
počet bodů$_x$	51	102	153	204	255	306
$n_{simulace}$	351	701	1051	1401	1751	2101
čas výpočtu [ms]	0,38	2,03	6,21	14,56	39,45	78,09
f [Hz]	350	400	500	600	700	800
počet bodů$_x$	357	408	510	612	714	816
$n_{simulace}$	2451	2801	3501	4201	4901	5601
čas výpočtu [ms]	104,091	132,77	271,14	486,19	822,45	1250,80

6 ZÁVĚR

V prvních třech částech diplomové práce byla provedena literární rešerše problematiky akustiky uzavřených prostorů. První část se zabývala teoretickou problematikou zvuku a jeho šíření v uzavřeném prostoru. Prostudování této problematiky nám pomůže pochopit, jak se zvuk či zvukové pole chová v uzavřeném prostoru a k jakým jevům v něm dochází.

Druhá kapitola se zabývala jednotlivými výpočetními metodami prostorové akustiky. Výpočetní metody se rozdělují do třech kategorií, statistické metody, geometrické metody, vlnové metody. Největší důraz je zde kladen na třetí a poslední kategorii výpočetních metod a to na vlnové metody. Vlnové metody jsou založené na řešení vlnové rovnice se specifikovanými hraničními podmínkami, kde se řešení vlnové rovnice provádí pomocí analytického řešení nebo numerické metody. Dále jsou podrobněji popsány jednotlivé vlnové metody (FE, FDTD, TLM, ARD, BE).

Třetí kapitola jemně navazuje na druhou kapitolu a to zejména na vlnovou metodu FDTD. V této kapitole je provedeno podrobné rozebrání problematiky metody FDTD v 2D. Kapitola se podrobně zabývá řešením vlnové rovnice a její aproximace, dále pak 2D kompaktním systémem až přes explicitní a implicitní systémy. Dalším stěžejním bodem třetí kapitoly je odraz zvukové vlny od hranice neboli hraniční podmínky metody FDTD. Jsou zde probrány odrazy od stěny, rohu místnosti a rohu překážky.

Předposlední kapitola se zabývá realizací algoritmu metody FDTD k simulování uzavřených prostorů. Vycházíme z teoretických poznatků třetí kapitoly, převážně explicitních technik a odrazu zvukové vlny. Algoritmus je rozložen do několika funkčních částí, jako například, deklarování vstupních parametrů, umístění zdroje, překážky, přijímače, samotný výpočet simulace a její zobrazení. Řešení simulace prostoru pomocí vlnové metody je velice výhodné, protože známe v určitém časovém úseku hodnotu akustického tlaku všech bodů v prostoru. Avšak při realizaci algoritmu jsme si museli předem určit, který bod v prostoru budeme měřit v důsledku nedostatku operační paměti.

Poslední část diplomové práce se zabývá prezentováním a diskuzí výsledků simulací. Bohužel si nemůžeme ověřit, zda tento algoritmus simuluje reálné (praktické) výsledky, protože v daném časovém intervalu řešení diplomové práce nebyly dostupné prostory pro praktické testování této metody. Z tohoto důvodu se simulace zaměřili na zobrazení jednotlivých pod-metod, teoretickou diskuzi výsledků impulsní charakteristiky prostoru jednotlivých pod-metod, výpočetní zatížení výpočtu na procesor a zobrazení simulovaného jevu difrakce. U prvně zmiňovaných simulací můžeme říct že první dvě metody SLF a RLF v porovnání s ostatními nejsou tak "ostré". To je způsobeno jednotlivými technikami výpočtu, protože techniky SLF a RLF

vypočítávají hodnotu bodu pouze ze 4 sousedních hodnot a ostatní metody využívají všechny okolní hodnoty. U druhého případu simulací byla simulována impulsní odezva prostoru. Jednotlivé pod-metody měli tyto impulsní odezvy různě dlouhé. Opět si můžeme říci, že tyto odchylky mohou být způsobeny jednotlivými výpočtu sousedních bodů v prostoru.

LITERATURA

[1] SCHIMMEL, J. *BELA Prostorová akustika*, Studijní text k předmětu Elektroakustika, Brno, VUT v Brně, 2009

[2] KUTTRUFF, H. *Room Acoustics*, 2009, 5th edition, p. 389

[3] SCHIMMEL, J. *BELA Akustika uzavřených prostorů*, Studijní text k předmětu Elektroakustika, Brno, VUT v Brně, 2009

[4] ELORZA, D. O. *Room acoustics modeling using the ray-tracing method: implementation and evaluation*, University of Turku, Department of Physics, 2005 p.116 [Licentiate Thesis]

[5] KOWALCZYK, K. *Boundary and medium modelling using compact finite difference schemes in simulations of room acoustics for audio and architectural design applications. The Computer Journal*, Belfast, Now 2008, p. 232

[6] FÖSTER, M. *Auralization in Room Acoustics*, July 2008, Graz University of Technology, Institute of Broadband Communications, Bachelor's Thesis

[7] SVENSSON, U. P., Kristiansen, U. *Computational modelling and simulation of acoustic spaces in Proc. AES 22nd Conf. on Virtual*, June 2002, Finland, Synthetic and Entertainment Audio, pp. 11– 30. Espoo

[8] SAVIOJA L., MANOCHA, D., LIN, M. C. *Use of GPUs in room acoustic modeling and auralization in Proc. Int. Symp. Room Acoustics*, Aug 2010

[9] KOENEN, R. *MPEG-4 - Multimedia for our time. IEEE Spectrum*, 1999, vol. 36, no.2, p. 26-33

[10] HAVELOCK, D., KUWANO, S., VORLÄNDER, M. *Handbook of Signal Processing in Acoustics*, Jan 2009, Springer

[11] RINDEL, J. H. *Room Acoustic Simulation and Auralization – How Close We Can Get to the Real Room?*, Apr. 2003, WESPAC 8, The Eighth Western Pacific Acoustics Conference, Melbourne

[12] SAVIOJA, L., *Real-time 3D Finite-difference Time-domain simulation of low- and mid-frequency room acoustics in Proc. 13th Int. Conf. on Digital Audio Effrects*, Austria, Sep 2010

[13] KOWALCZYK, K.,WALSTIJN, M. *Room Acoustic Simulation using 3-D Compact Explicit FDTD Schemes*, Jan. 2011, IEEE Transactions on audio,speech, and language processing, vol. 19, no. 1

[14] SAVIOJA, L., BACKMAN, J., JARVINEN, A.,TAKALA T. *Waveguide Mesh Method for Low-Frequency Simulation of Room Acoustics*, Finland

[15] ZAPLATÍLEK, K., DOŇAR, B., *MATLAB pro začátečníky*, BEN Praha, 2. vydání 2005, ISBN 80-7300-175-6

[16] ZAPLATÍLEK, K., DOŇAR, B., *MATLAB – tvorba uživatelských aplikací*, BEN Praha 2004, ISBN 80-7300-133-0

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

1D	jednorozměrný, obrazec na přímce popsaný jednou osou
2D	dvourozměrný, obrazec v rovině popsaný dvěma osami
3D	trojrozměrný, obrazec v prostoru popsaný třemi osami
AM	Acoustic Modelling
ADI	Alternating Direction Implicit
ARD	Adaptive Rectangular Decomposition
BE	Boundary Element
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FE	Finite Element
FOA	Fourth-Order Accurate
HRTF	Head-Related Transfer Function
HZ	Hranový virtuální Zdroj
IDWM	Interpolated Digital Waveguide Mesh
IISO	Interpolated Isotropic
IR	Impulse Response
ISM	Image Source Method
IWB	Interpolated Wideband
OI	Optimum Implicit
OZ	Obrazová virtuální Zdroj
PZ	Povrchový virtuální Zdroj
MFI	Maximally Flat Implicit
RLF	Rotated Leapfrog
SLF	Standard Leapfrog
TLM	Transmission Line

c	rychlost zvuku
f	kmitočet, frekvence
I	intenzita zvukového pole
p	akustický tlak
P	výkon
S	plocha
t	čas
T	perioda
v	akustické rychlost
w	hustota zvukové energie
W	energie

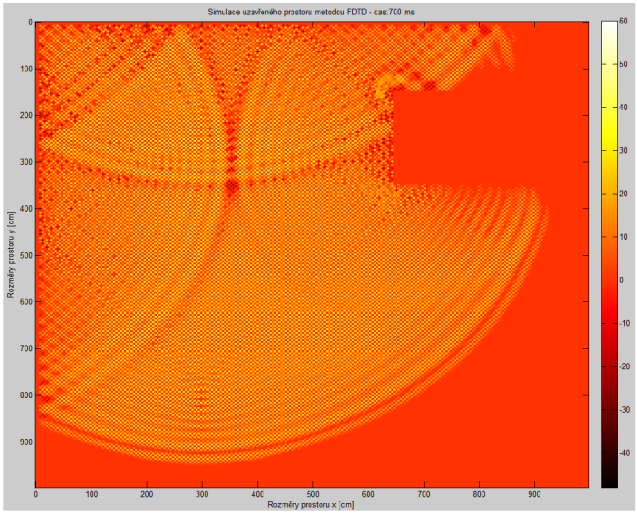
SEZNAM PŘÍLOH

A Výsledky zobrazení simulace **61**

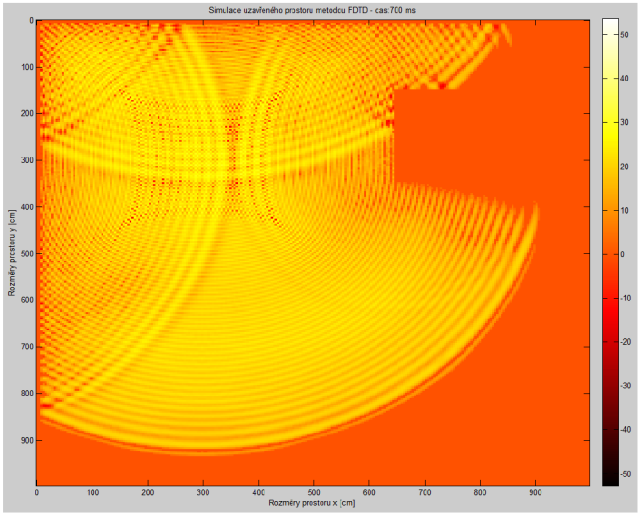
B Výsledky impulsní odezvy **63**

C Difrakce **65**

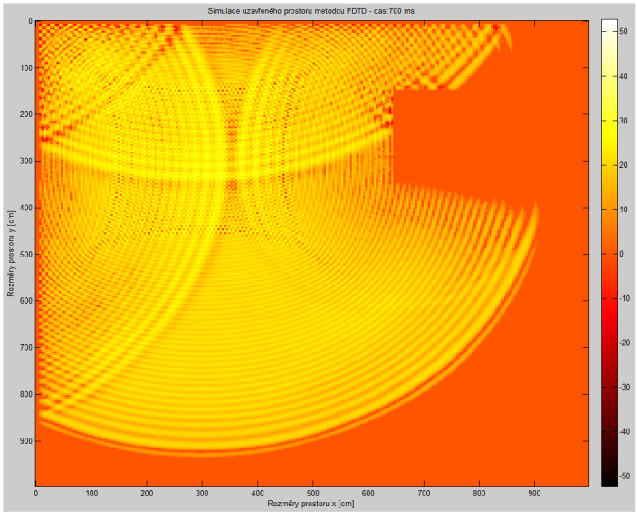
A VÝSLEDKY ZOBRAZENÍ SIMULACE



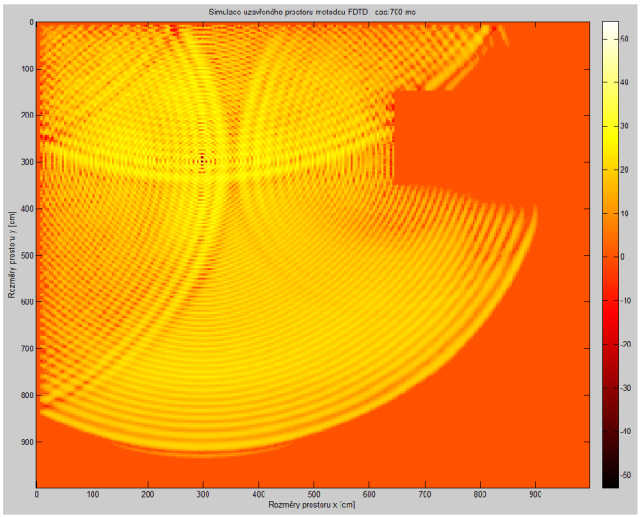
Obr. A.1: Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody RLF



Obr. A.2: Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody IDWM

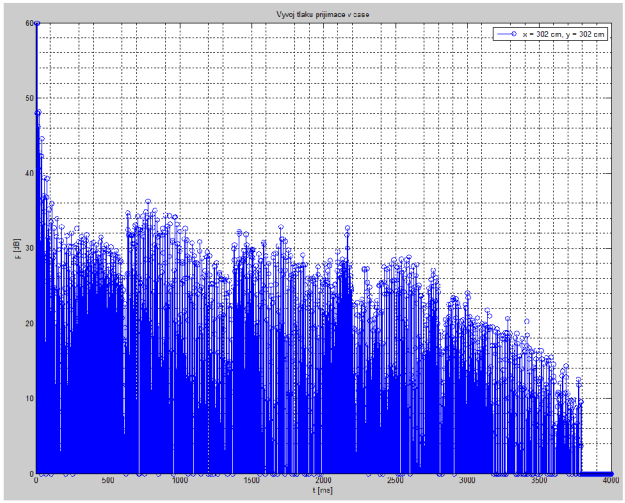


Obr. A.3: Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody ISSO

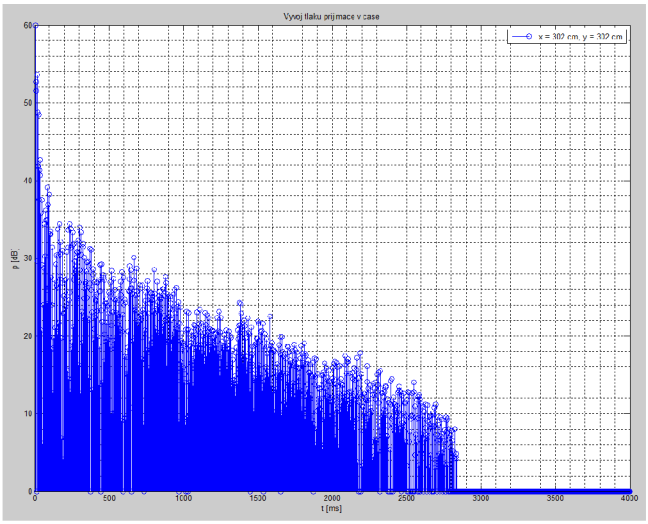


Obr. A.4: Zobrazení výsledku uvedené simulace explicitní pod-metody IWB

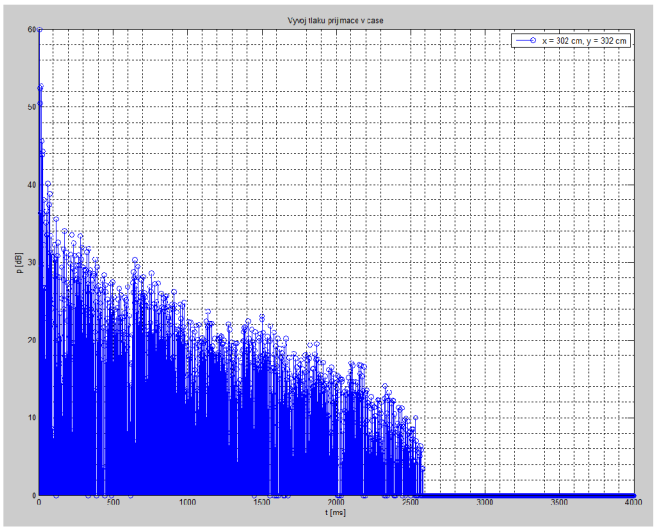
B VÝSLEDKY IMPULSNÍ ODEZVY



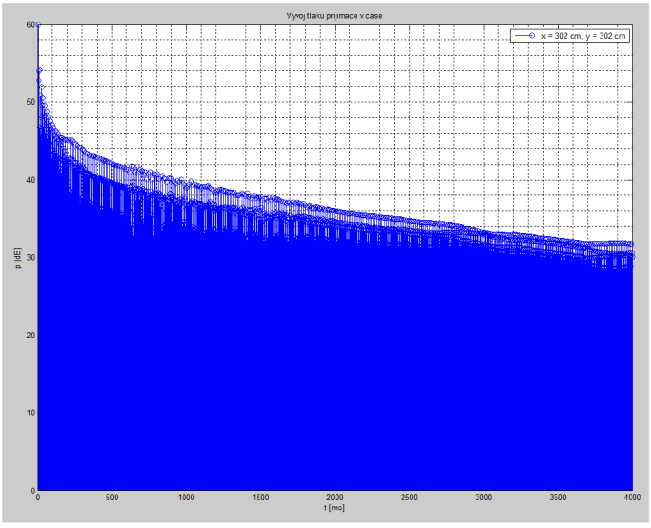
Obr. B.1: Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody RLF



Obr. B.2: Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody IDWM

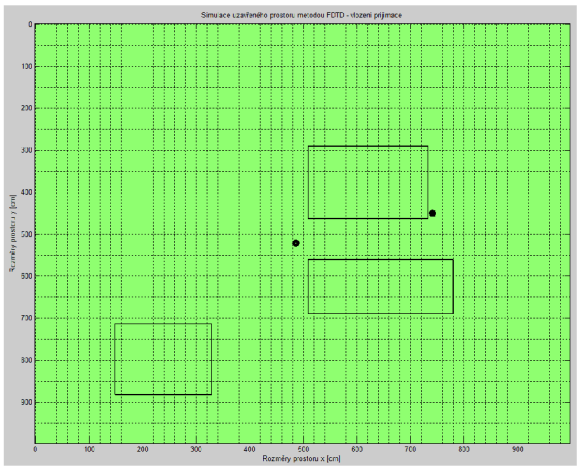


Obr. B.3: Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody ISSO

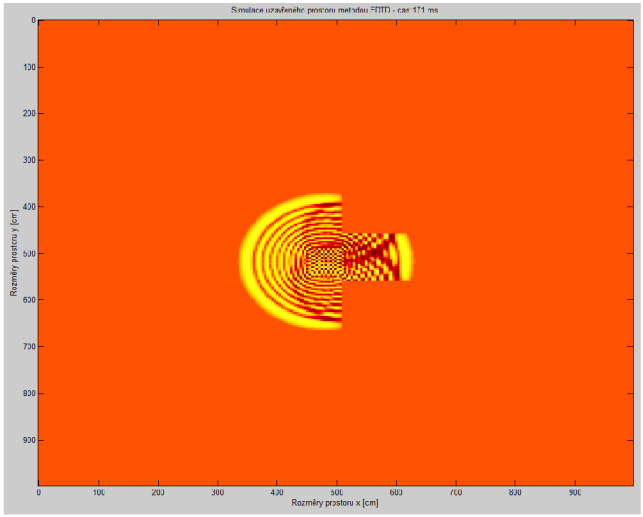


Obr. B.4: Zobrazení výsledku impulsní odezvy prostoru explicitní pod-metody IWB

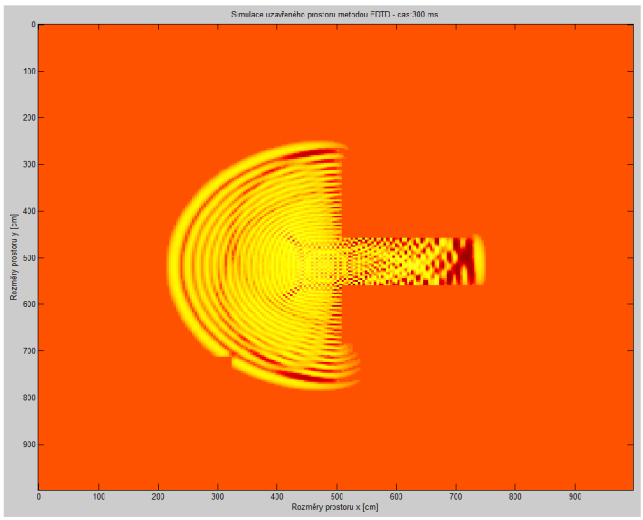
C DIFRAKCE



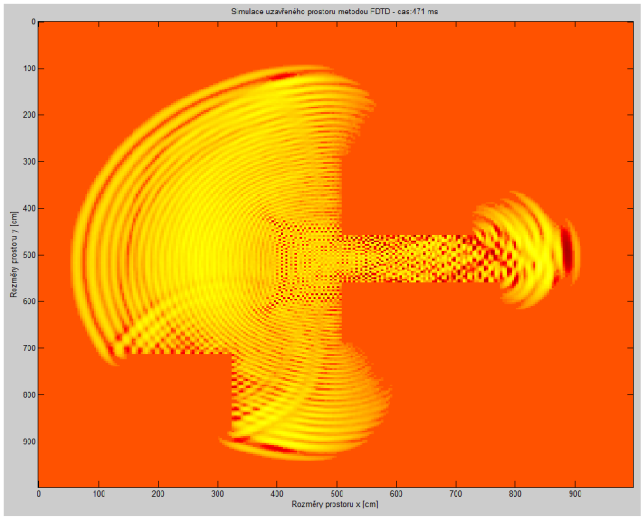
Obr. C.1: Zobrazení rozmístění zdroje, překážek, přijímače při simulování jevu difrakce (metoda IDWM)



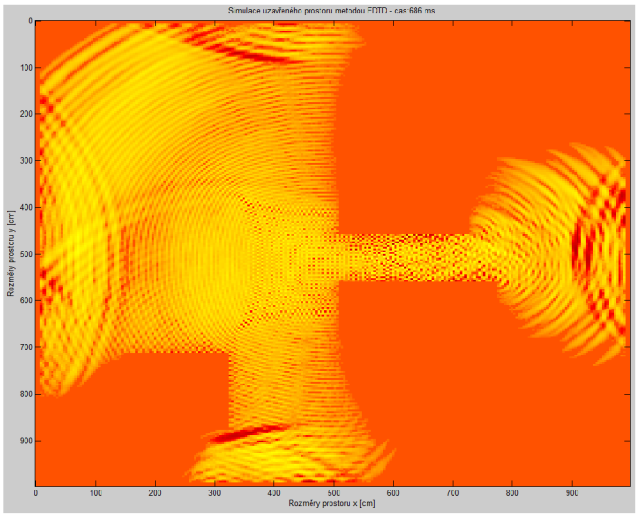
Obr. C.2: Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 171 ms



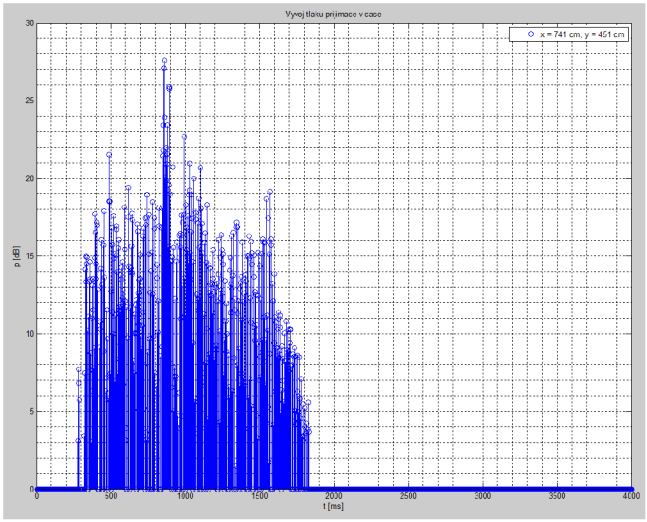
Obr. C.3: Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 300 ms



Obr. C.4: Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 471 ms



Obr. C.5: Zobrazení simulace jevu difrakce o roh překážky (metoda IDWM) v čase 686 ms



Obr. C.6: Zobrazení impulsní odezvy přijímače při simulování jevu difrakce (metoda IDWM)